



**HAL**  
open science

# Calorimétrie électromagnétique et mesures de précision avec le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC

Pascal Pralavorio

► **To cite this version:**

Pascal Pralavorio. Calorimétrie électromagnétique et mesures de précision avec le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. tel-00158826

**HAL Id: tel-00158826**

**<https://theses.hal.science/tel-00158826>**

Submitted on 29 Jun 2007

**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.



**CPPM-H-2007-03**

**UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE AIX-MARSEILLE II**  
**FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY**  
163, avenue de Luminy  
13288 MARSEILLE Cedex 09

## **HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES**

présentée par

**Pascal PRALAVORIO**

### **CALORIMETRIE ELECTROMAGNETIQUE ET MESURES DE PRECISION AVEC LE DETECTEUR ATLAS AUPRES DU COLLISIONNEUR LHC**

Soutenue le 27 juin 2007 devant le jury composé de

Dr. Roy ALEKSAN	Président
Pr. Fernando BARREIRO	Rapporteur
Dr. Daniel BLOCH	
Dr. Maarten BOONEKAMP	Rapporteur
Dr. Daniel FOURNIER	Rapporteur
Pr. Sylvain TISSERANT	



*" La vita amico è una cosa seria. Ma non ti sbagliare, c'ene una sola."*  
V. De Moraes

*"Play like if you didn't know how to play guitar"*,  
Miles Davis à l'oreille de John McLaughlin pendant les sessions de Bitches Brew

En souvenir de Dominique Sauvage, mort le 16 mars 2002  
durant une mission au CERN.



## Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Fernando Barreiro, Maarten Boonekamp et Daniel Fournier, qui ont eu la gentillesse d'accepter le rôle de rapporteur de ce mémoire. Je tiens à leur associer Roy Aleksan, directeur du CPPM, Sylvain Tisserant, mon tuteur et chef du groupe ATLAS du CPPM, et Daniel Bloch, que j'ai connu durant mes années de thèse à Strasbourg, pour avoir accepté de faire parti de mon jury de soutenance. Une pensée également à Robert Zitoun qui pour des raisons personnelles n'a pas pu faire parti de ce jury.

Il y a dix ans jour pour jour, j'écrivais les remerciements pour ma thèse et c'est donc l'occasion de voir le chemin parcouru et à parcourir. Tout d'abord, je fais un constat amusé sur ces dix années de recherche : le LHC est toujours une machine de découverte ... mais n'a toujours pas démarré. J'ai donc fait depuis dix ans de la physique par procuration: simulation, tests sous faisceaux ou avec des muons cosmiques, montage (et démontage) de détecteur, ..., toutes choses nécessaires à la préparation d'une expérience dont le but final doit rester l'analyse des collisions proton-proton à 14 TeV dans le centre de masse. Il en découle une (profonde) frustration de ne pas pouvoir "faire de la physique", heureusement (en partie) compensé par l'environnement international de la collaboration ATLAS, la confrontation régulière des résultats obtenus avec les autres physiciens, l'apprentissage jamais terminé des différents domaines couverts par la physique des particules, et à la qualité des nombreuses personnes que j'ai cotoyé.

Je voudrais en particulier rendre hommage à tous les membres des équipes du calorimètre électromagnétique du CPPM et de l'UAM Madrid avec lesquels j'ai passé des moments inoubliables: Cédric, Chafik, Damien, Dominique, Emmanuel, Fabrice, Farès, Fernando, José, Juan, Luis, Michel(s), Pablo, Pierre, Stéphane, Sylvain et les deux piliers de l'acquisition des tests sous faisceaux Auguste et Pierre-Yves. Une pensée toute particulière à Dominique avec qui j'avais la tâche d'organiser les tests sous faisceaux des modules du calorimètre bouchon et qui nous a quitté beaucoup trop tôt dans un stupide accident. Je lui dédie ce mémoire. Je n'oublie pas Dirk, Jose, Laurent, Luis, Pascal, Patrick, Robert, ... pour les longs moments passés à installer l'électronique, à faire marcher l'acquisition, et à réparer les nombreux problèmes inhérents aux tests sous faisceaux. Une mention spéciale à mon pote Farès et à Pierre et Luc, étudiants en thèse alors, avec qui nous formions une sacré équipe d'analyse ! Une autre mention spéciale à Cédric (le portugais), Farès, Michel M. et Michel R. pour les longues semaines passées à intégrer les deux roues du bouchon du calorimètre électromagnétique dans les cryostats d'ATLAS, immortalisées par la couverture du livre des cinquantes ans du CERN et une photo mythique toujours accrochée dans un des bureaux au CERN. Enfin sans la collaboration fructueuse, amicale (et plein d'avenir j'espère) avec Fabrice les analyses de physique présentées dans ce mémoire sur la physique du top ne seraient sans doute pas aussi abouties. De façon plus générale, sans nos discussions régulières, ma motivation pour l'analyse des données du LHC serait probablement en grande partie éteinte aujourd'hui !



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Forces et faiblesses du Modèle Standard</b>	<b>5</b>
2.1	Description du Modèle Standard . . . . .	5
2.1.1	Les théories de jauge . . . . .	5
2.1.2	Le Modèle Glashow-Salam-Weinberg (GSW) . . . . .	6
2.1.3	La chromodynamique quantique (QCD) . . . . .	7
2.1.4	Limites du Modèle Standard . . . . .	8
2.2	Contraintes directes et indirectes sur le Modèle Standard . . . . .	9
2.2.1	Mesure directe de la masse du Higgs . . . . .	9
2.2.2	Sensibilité indirecte à la masse du Higgs et à la nouvelle physique . . . . .	10
<b>3</b>	<b>L'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC</b>	<b>13</b>
3.1	Le collisionneur LHC . . . . .	13
3.1.1	La physique au LHC . . . . .	14
3.1.2	Premières années de fonctionnement du LHC . . . . .	16
3.2	Le détecteur ATLAS . . . . .	18
3.2.1	Détecteur interne et solénoïde . . . . .	18
3.2.2	Calorimètres . . . . .	22
3.2.3	Spectromètre à muons et aimants toroïdaux . . . . .	26
3.2.4	Déclenchement et analyse des données . . . . .	29
<b>4</b>	<b>Le calorimètre électromagnétique bouchon</b>	<b>31</b>
4.1	Spécificités du calorimètre bouchon . . . . .	32
4.1.1	Spécificités liées à la conception . . . . .	32
4.1.2	Spécificités liées à la physique . . . . .	34
4.2	Construction et qualification du calorimètre bouchon . . . . .	35
4.2.1	Composants : absorbeurs, électrodes, espaceurs . . . . .	36
4.2.2	Assemblage, câblage et tests des modules . . . . .	38
4.2.3	Qualification des modules à la température de l'argon liquide . . . . .	40
4.2.4	Qualification des roues à la température de l'argon liquide . . . . .	42
4.3	Performances des modules du calorimètre bouchon sous faisceaux . . . . .	44
4.3.1	Description de la ligne de faisceaux . . . . .	45
4.3.2	Calibration de la chaîne d'électronique . . . . .	46
4.3.3	Reconstruction du signal . . . . .	48
4.3.4	Performances de la chaîne d'électronique . . . . .	50



4.3.5	Reconstruction des électrons . . . . .	52
4.3.6	Résolution en énergie, en position et linéarité . . . . .	60
4.3.7	Uniformité . . . . .	64
4.3.8	Résumé des performances du calorimètre bouchon . . . . .	66
4.4	Fonctionnement du calorimètre dans ATLAS . . . . .	67
4.4.1	Paramètres nécessaires à la reconstruction du signal . . . . .	67
4.4.2	Paramètres nécessaires à la reconstruction des électrons/photons . . . . .	70
4.4.3	Mise en route et performances du calorimètre dans ATLAS . . . . .	70
<b>5</b>	<b>Mesures de précision avec ATLAS au LHC</b>	<b>73</b>
5.1	Historique des mesures de précision aux collisionneurs . . . . .	74
5.1.1	Mesure indirecte de la masse du top au LEP . . . . .	74
5.1.2	Mesures de précision au Tevatron et contrainte sur la masse du Higgs . . . . .	75
5.2	La situation au LHC . . . . .	77
5.3	Atouts d'ATLAS pour les mesures de précision . . . . .	79
5.3.1	Performances des algorithmes d'identification . . . . .	80
5.3.2	Précision sur l'échelle d'énergie des leptons et des jets . . . . .	81
5.3.3	Simulation du détecteur et évaluation des erreurs systématiques . . . . .	84
5.4	Mesure de la masse du $W$ . . . . .	86
5.4.1	Méthode de mesure et sélection des événements . . . . .	86
5.4.2	Estimation des erreurs systématiques . . . . .	88
5.4.3	Résultats et perspectives . . . . .	90
5.5	Mesures de précision dans le secteur du quark top . . . . .	91
5.5.1	Sélection et reconstruction complète des événements $t\bar{t}$ . . . . .	91
5.5.2	Mesure de la masse du top . . . . .	94
5.5.3	Tests électro-faibles avec la mesure de la polarisation du $W$ issu du top . . . . .	97
5.5.4	Tests de la nature du quark top avec la corrélation des spins des tops . . . . .	103
5.5.5	Mesure de $ V_{tb} $ avec le top produit individuellement . . . . .	107
5.6	Perspectives sur les mesures de précision avec ATLAS . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Conclusions</b>	<b>111</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>111</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Je suis chargé de recherches au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) depuis janvier 1998 dans le groupe ATLAS. Cette expérience est en cours d'installation auprès du collisionneur proton-proton LHC au CERN (Genève) et sa mise en service est prévue fin 2007. Elle regroupe 35 pays, plus de 160 institutions de par le monde pour un total d'environ 2000 scientifiques. De par sa taille ( $44 \times 22$  mètres), le temps nécessaire à sa réalisation (15 ans), et le nombre de personnes impliquées, ATLAS est l'un des détecteurs les plus ambitieux jamais construits sur collisionneur. Son but est d'explorer un domaine d'énergie encore vierge entre 100 GeV et 1 TeV afin de répondre à des questions fondamentales sur les origines de la masse, en découvrant le boson de Higgs, et/ou en mettant à jour une nouvelle physique. Les deux premiers chapitres de ce mémoire rappellent les connaissances actuelles théoriques en physique des particules (Modèle Standard) et représentent les atouts du LHC et du détecteur ATLAS pour mettre en évidence les objectifs de physique cités plus haut.

Durant mes neuf années de présence au CPPM, je me suis activement impliqué dans la construction, la qualification et les tests sous faisceaux du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS (chapitre 4). Cette activité s'est inscrite naturellement dans le cadre des responsabilités du CPPM, maître d'œuvre de la construction du calorimètre électromagnétique bouchon. Mes responsabilités dans la coordination des tests en faisceaux et l'analyse des données m'ont donné la possibilité d'encadrer le travail de plusieurs thésards. Ce travail a permis d'établir les performances intrinsèques du calorimètre électromagnétique bouchon, préparant ainsi au mieux le détecteur pour sa mise en service dans ATLAS. Mon rôle de coordinateur des tests dans la qualification des modules du calorimètre, puis lors de l'assemblage des deux roues, s'est également inscrit dans cette perspective.

Un fonctionnement optimal du détecteur ATLAS est essentiel pour la mise en évidence du boson de Higgs (notamment si sa masse est autour de 115 GeV). Une longue phase de compréhension des performances de chaque sous-détecteur sera donc nécessaire et la production abondante de particules massives bien connues ( $W$ ,  $Z$  et top), dès les premières collisions à 14 TeV, constituera un outil précieux. Elle permettra, par exemple, la calibration en énergie des électrons, photons et des jets. Cette production abondante sera surtout utilisée pour mesurer précisément les paramètres du Modèle Standard, notamment dans la physique du quark top, le plus mal connu des quarks du Modèle Standard. Ces mesures pourraient apporter des contraintes indirectes sur le Modèle en révélant/confirmant l'existence d'une nouvelle physique, et je me suis particulièrement impliqué dans l'évaluation des potentialités d'ATLAS dans cette perspec-

tive (chapitre 5). Ce travail m'a permis de participer à l'encadrement d'un thésard et d'effectuer un travail original et reconnu par la collaboration (publication dans une revue avec comité de lecture et présentation à la conférence internationale HEP en 2005 à Lisbonne).

# Chapitre 2

## Forces et faiblesses du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une synthèse de faits expérimentaux et d'idées théoriques, et condense le travail de plusieurs milliers de chercheurs sur plusieurs dizaines d'années. Il permet de rendre compte de la très grande majorité de quantités physiques mesurables, qui *in fine* ont confirmé sa validité. Le Modèle Standard est cependant très probablement faux (!) car, en autres, il n'inclut pas la gravité et souffre de problèmes théoriques lors du calcul des corrections perturbatives de la masse du Higgs.

Ce chapitre rappelle brièvement les bases théoriques du Modèle Standard et ses limites puis présente les contraintes directes et indirectes nécessaires pour comprendre sa dernière zone d'ombre : le(s) mécanisme(s) responsable(s) de la brisure de symétrie électro-faible.

### 2.1 Description du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie de jauge qui décrit l'interaction entre les particules élémentaires de spin demi-entier (leptons et quarks) et les bosons de jauge de spin entier ( $\gamma$ ,  $W^\pm$ ,  $Z$  et gluons) responsables des interactions électromagnétique, faible, unifiées en une force électro-faible, et forte.

#### 2.1.1 Les théories de jauge

La démarche qui consiste à unifier des concepts physiques apparemment très différents s'est révélée une puissante méthode pour simplifier et approfondir la compréhension des processus observés. Un des moyens de parvenir à cette unification est d'utiliser la notion d'invariance de jauge pour définir complètement une grandeur physique.

Un champ quantique  $\psi(x)$ , où  $x$  est un point de l'espace-temps, est défini à une phase (ou jauge)  $\alpha$  près. Pour une particule libre de spin 1/2 et de masse  $m$ , le Lagrangien,  $\mathcal{L}_0$ , s'écrit [1] :

$$\mathcal{L}_0 = i\overline{\psi(x)}\gamma_\mu\partial^\mu\psi(x) - m\overline{\psi(x)}\psi(x) \quad (2.1)$$

où  $\gamma_\mu$  sont les matrices de Dirac et  $\partial^\mu$  les dérivées covariantes. Cette expression est invariante sous une transformation globale de jauge U(1) (c'est-à-dire où la phase ne dépend pas de la position de la particule) :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha}\psi(x) \quad (2.2)$$

	Leptons	Quarks
$SU(2)_L$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$
$U(1)_Y$	$e_R$	$\begin{matrix} u_R \\ d_R \end{matrix}$

TAB. 2.1 – Classification de la première famille de particules élémentaires dans le cadre de la théorie GSW.

Il est possible d'étendre cette notion à une transformation de jauge locale, où la phase dépend de la position de la particule,

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (2.3)$$

et sous laquelle le Lagrangien  $\mathcal{L}_0$  n'est plus invariant. Cette invariance peut être rétablie en ajoutant dans l'expression (2.1) du Lagrangien un champ vectoriel pour compenser la variation de  $\psi(x)$  entre  $x$  et  $x + \delta x$ . Dans l'exemple le plus simple, l'invariance de jauge locale sous le groupe de symétrie  $U(1)$ , ce champ vectoriel correspond au champ du photon responsable de l'interaction électromagnétique, QED (Quantum Electrodynamics).

Les théories de jauge [2] permettent donc de décrire les différentes forces entre particules élémentaires à partir de la connaissance de la nature du groupe de symétrie sous lequel le Lagrangien est invariant.

### 2.1.2 Le Modèle Glashow-Salam-Weinberg (GSW)

Le modèle GSW, qui décrit les interactions faible et électromagnétique, est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  où  $SU(2)_L$  est le groupe d'isospin faible, et  $U(1)_Y$  le groupe d'hypercharge faible. Ce modèle fut proposé à la fin des années 1960 par Glashow, Salam et Weinberg [3]. Les quarks et les leptons y sont traités de manière symétrique et sont regroupés en doublets d'isospin faible gauche qui se transforment sous  $SU(2)_L$ . Pour tenir compte de l'absence d'hélicité droite des neutrinos, les états droits sont des singlets d'isospins  $U(1)_Y$ . Cette classification est donnée pour la première famille dans la Table 2.1. A ces groupes de symétries  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  correspondent des constantes de couplage  $g_2$  et  $g_1$  et quatre champs de jauge de masse nulle :  $\vec{W}_\mu$  (la notation vectorielle indique qu'il y a trois champs) et  $B_\mu$ .

Dans ce modèle, il n'existe pas de moyen d'introduire la masse des particules sans briser l'invariance de jauge du Lagrangien : ce mécanisme, connu sous le nom de "brisure spontanée de symétrie" se fait par l'introduction d'un doublet complexe de champs scalaires,  $\Phi$  :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

qui introduisent dans le Lagrangien un potentiel d'interaction :

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda_0 (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.5)$$

avec  $\lambda_0 > 0$  et  $\mu^2 < 0$ . Si l'état d'énergie minimale s'écrit :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

avec  $v^2 = -\mu^2/\lambda_0$ , l'invariance de jauge du Lagrangien électro-faible est brisée. Ce mécanisme de brisure spontanée voit trois des membres du doublet complexe "mangé" pour former les états de spins longitudinaux des bosons de jauge massifs (la mesure de la polarisation longitudinale des bosons  $W$  avec ATLAS est proposée dans la section 5.5.3). Le développement de  $\Phi$  autour de cet état s'écrit :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

où  $H(x)$  est le champ de Higgs scalaire. L'introduction de ce doublet dans le Lagrangien électro-faible fait apparaître une particule massive appelée boson de Higgs [4] ( $m_H = \sqrt{2\lambda_0 v^2}$ ), deux bosons  $W^\pm$ , massifs par leur couplage avec le champ de Higgs ( $m_W = \frac{1}{2}g_2 v$ ), et deux bosons neutres, le  $Z^0$  massif ( $m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ ) et le photon de masse nulle. Ces deux derniers champs sont corrélés par l'intermédiaire de l'angle de Weinberg  $\tan\theta_W = g_2/g_1$ . Enfin les leptons et les quarks acquièrent également une masse  $m_f = g_f \times v/\sqrt{2}$  en se couplant au champ de Higgs (couplage de Yukawa).

A chaque famille de fermion est associé un nombre quantique fermionique appelé "saveur" conservé par l'interaction électromagnétique mais pas par les désintégrations faibles<sup>1</sup>. Pour rendre compte de ce phénomène, il faut introduire une matrice complexe unitaire  $3 \times 3$ , appelée matrice CKM [5] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Elle décrit avec quatre paramètres (trois angles et une phase responsable de la violation de CP) le mélange des quarks vis-à-vis de l'interaction faible, et plus précisément du courant chargé  $W$ . Chaque élément de cette matrice correspond aux amplitudes de transition entre le boson chargé et les différentes paires de quarks.

### 2.1.3 La chromodynamique quantique (QCD)

La théorie QCD (Quantum Chromodynamics) qui décrit l'interactions forte est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie  $SU(3)_C$ . Seules les particules porteuses du nombre quantique de couleur (les quarks et les gluons) y sont sensibles. Les huit médiateurs de cette interaction sont les gluons colorés, de masse nulle, qui ont la possibilité de se coupler entre eux puisqu'ils sont porteurs de la charge de couleur (contrairement au photon, médiateur de l'interaction électromagnétique).

Le potentiel de l'interaction forte entre deux quarks peut être décrit sous la forme [6] :

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (2.9)$$

1. Dans le Modèle GSW original, le nombre leptonique est aussi conservé par les interactions faibles (car la masse du neutrino était supposée nulle), ce qui interdit le mélange entre les différentes familles de leptons.

où  $k \sim 1 \text{ GeV fm}^{-1}$  est la densité d'énergie de la corde formée lorsque les deux quarks s'éloignent et  $\alpha_S$  est la constante de couplage de l'interaction forte. Celle-ci s'exprime, dans l'approximation des logarithmes dominants (c'est-à-dire que l'on s'intéresse uniquement aux termes dominants de tous les ordres du développement perturbatif), en fonction du quadri-moment transféré  $Q^2$  qui permet de caractériser l'échelle d'énergie du processus considéré :

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{1}{B \times \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (2.10)$$

où  $B$  est une constante qui dépend du nombre de famille de quarks et  $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$  est le paramètre d'échelle de QCD.

L'interaction forte possède donc deux champs d'application différents suivant la valeur de la distance  $r$  entre les deux quarks :  $r \leq 0.1 \text{ fm}$  et grand  $Q^2$ , domaine de la liberté asymptotique [7] où s'applique la QCD perturbative (développement en puissance de  $\alpha_S$ ) et  $r \geq 1-10 \text{ fm}$  et petit  $Q^2$ , domaine de confinement des quarks [8], qui nécessite une approche phénoménologique ou une discrétisation du temps et de l'espace ( $\alpha_S$  est trop grand).

## 2.1.4 Limites du Modèle Standard

En supposant l'existence de trois familles de fermions, le Modèle Standard décrit les interactions forte, électromagnétique et faible à partir du groupe de symétrie  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Le Modèle Standard actuel comporte 25 paramètres indépendants<sup>2</sup> : la masse du boson de Higgs,  $M_H$ , et des médiateurs de l'interaction faible,  $m_Z$  et  $m_W$ , la charge électrique élémentaire, la constante de couplage forte,  $\alpha_S$ , 12 masses et 8 angles de mélanges pour les fermions.

Cette théorie malgré sa robustesse expérimentale présente plusieurs faiblesses : le grand nombre de paramètres libres, la non-unification de l'interaction forte et faible, l'absence de la gravitation, la hiérarchie des masses, ... Plusieurs prolongements théoriques du Modèle Standard existent parmi lesquels la Supersymétrie [9] joue un rôle particulier. En effet, elle répond à plusieurs faiblesses du Modèle Standard en réalisant l'unification ultime des champs de matière et des champs de force dans des multiplets "supersymétriques" (et donc l'introduction d'une centaine de paramètres). De nouvelles particules massives sont prédites (les sparticules) qui diffèrent de leurs homologues par une demi-unité de spin. Dans sa version minimale (MSSM [10]) la brisure de symétrie s'appuie sur l'existence de 2 doublets complexes de champs scalaires, qui conduisent à cinq bosons de Higgs dont deux chargés ( $H^\pm$ ) et trois autres neutres ( $H^0$ ,  $A$  et  $h$ ). Cependant, aucune évidence expérimentale n'est pour l'instant venue étayer ces propositions théoriques.

---

2. Ce nombre de paramètres fait l'hypothèse de l'universalité des leptons et des quarks, c'est-à-dire que les couplages de ces particules sont les mêmes quels que soit leurs saveurs.

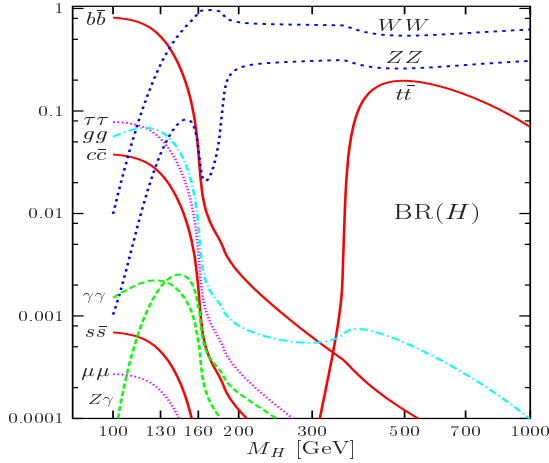


FIG. 2.1 – Evolution des rapports d'embranchement des canaux de décroissance du boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs [12].

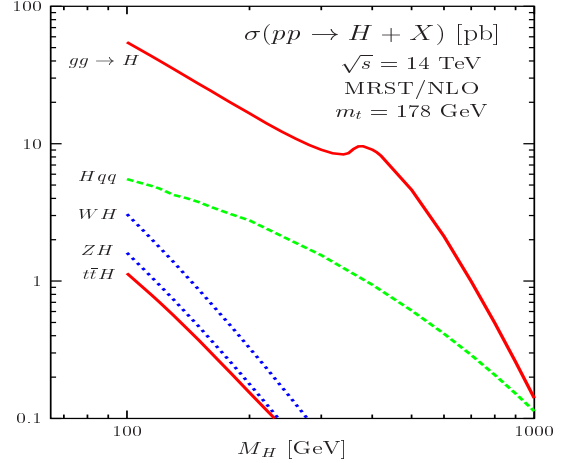


FIG. 2.2 – Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard dans les collisions  $pp$  à 14 TeV dans le centre de masse en fonction de la masse du Higgs [12].

## 2.2 Contraintes directes et indirectes sur le Modèle Standard

Expérimentalement, toutes les particules prédites par le Modèle Standard ont été mises en évidence (3 neutrinos, 3 leptons chargés, 6 quarks et 4 bosons de jauge) ... sauf le boson de Higgs. Le but principal de la physique expérimentale aujourd'hui est donc de le découvrir en recherchant des résonances dans la masse invariante des produits de la décroissance du Higgs (section 2.2.1). En parallèle de cette quête, les mesures de précision électro-faibles dans le secteur du  $Z$ , du  $W$  et du top doivent permettre de tester la cohérence du Modèle Standard et contraindre indirectement la masse du Higgs (section 2.2.2). *In fine*, la complémentarité d'une découverte d'un (ou plusieurs) bosons de Higgs et des mesures de précision résident dans la possibilité de mieux comprendre le(s) mécanisme(s) responsable(s) de la brisure de la symétrie électro-faible, encore non testé(s) expérimentalement.

### 2.2.1 Mesure directe de la masse du Higgs

Dans le cadre du Modèle Standard, le boson de Higgs est recherché dans une région de masse entre 114 GeV, limite expérimentale fixée par le LEP [11] et 1 TeV, limite théorique pour la validité du Modèle Standard. La Figure 2.1 montre l'évolution des rapports d'embranchement des canaux de décroissance du boson de Higgs en fonction de sa masse. Ces canaux peuvent être séparés en : une région à basse masse ( $114 < m_H < 130$  GeV) où les canaux privilégiés sont  $H \rightarrow b\bar{b}$ ,  $H \rightarrow \tau\tau$  et dans une moindre mesure  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ; une région de masses intermédiaires ( $130 < m_H < 500$  GeV) où  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow llll$  et  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$  dominent; et une région de grandes masses ( $500 < m_H < 1$  TeV) où  $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$  et  $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  sont prépondérants. Expérimentalement, la région la plus délicate à sonder est la région de basse masse, privilégiée par les mesures de précision dans le secteur électro-faible (voir section suivante). En effet, les signatures de l'état final sont difficiles à extraire du bruit de fond<sup>3</sup> ou à reconstruire [13].

3. Au collisionneur  $pp$ ,  $H \rightarrow b\bar{b}$  ne peut être observé qu'en association avec une paire  $t\bar{t}$  (Figure 2.2). Les modes de production  $WH$  et  $t\bar{t}H$  (Figure 2.2) sont nécessaires pour renforcer les potentialités de découverte de  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .



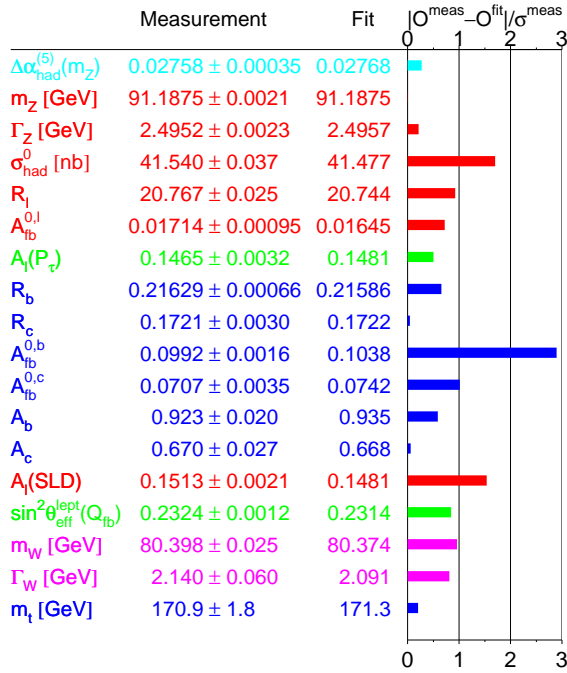


FIG. 2.3 – Ecart entre les mesures de précision électro-faibles  $O_i^{meas}$  et leur valeurs prédites par un ajustement global sur les données expérimentales  $O_i^{fit}$  dans le cadre du Modèle Standard (mars 2007) [14].

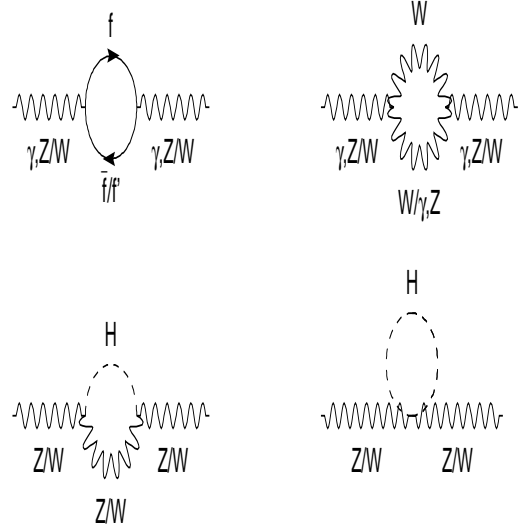


FIG. 2.4 – Corrections radiatives électro-faibles dans les propagateurs des bosons de jauge.

## 2.2.2 Sensibilité indirecte à la masse du Higgs et à la nouvelle physique

Si le Lagrangien du Modèle Standard est complètement connu, il n'existe pas de solution exacte, mais plutôt des solutions basées sur des calculs perturbatifs exprimés à l'aide de ces 25 paramètres (processus de renormalisation). En injectant des paramètres mesurés expérimentalement, il est donc possible de prédire très précisément d'autres résultats expérimentaux, notamment dans le secteur électro-faible. Cette capacité du Modèle Standard peut-être exploitée pour étudier la brisure de la symétrie électro-faible en utilisant les mesures expérimentales tirées de l'étude des bosons de jauge massifs et du quark top (à cause de sa grande masse).

La prédictivité du Modèle Standard peut d'abord servir à tester sa cohérence. Cette vérification se base sur les observables mesurées en étudiant la résonance du Z au pôle<sup>4</sup> et sur toute la largeur de la résonance<sup>5</sup>, ainsi que sur les caractéristiques mesurées du W ( $m_W$ ,  $\Gamma_W$ ) et du top ( $m_t$ ). En tenant compte des corrélations entre ces variables, et en s'appuyant sur les constantes très précisément connues ( $G_F$ ,  $m_Z$  et  $\alpha(m_Z)$ ), les écarts entre ces mesures de précision électro-faibles et leur valeurs prédites par le Modèle Standard sont donnés sur la Figure 2.3. Aucun écart n'est supérieur à  $3\sigma$  montrant la robustesse du Modèle.

4.  $\Gamma_Z$ ,  $\sigma_{Z \rightarrow had}^0$ ,  $R_{l,c,b} = \Gamma_{Z \rightarrow q\bar{q}, c\bar{c}, b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow ll}$ .

5. Asymétrie avant-arrière des produits de décroissance  $A_{\tau,b,c}$  et  $A_{fb}^{l,b,c}$  sans et avec polarisation du faisceau.

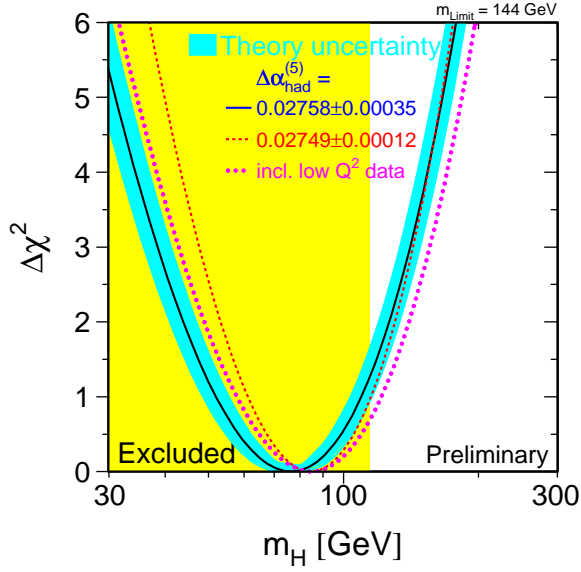


FIG. 2.5 – Variation du  $\chi^2$  de l’ajustement des mesures électro-faibles en fonction de la masse du boson de Higgs du Modèle Standard (mars 2007). La zone colorée correspond à la zone exclue par LEP et la bande bleue à l’incertitude théorique [14].

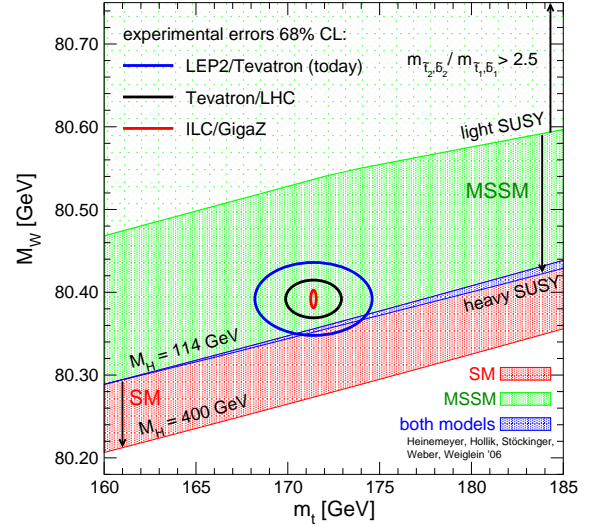


FIG. 2.6 – Contraintes dans le plan  $m_t$ - $m_W$  et sensibilité à la nouvelle physique [16]. Les cercles noirs et rouges sont des extrapolations à partir des prévisions de la sensibilité des expériences sur les paramètres  $m_t$  et  $m_W$ .

Dans un second temps, les prédictions du Modèle Standard peuvent être sensibles aux masses du Higgs et du top, présentes dans les corrections radiatives des propagateurs des bosons de jauge (Figure 2.4). Ces corrections électro-faibles ( $\Delta r$  de l’ordre de 3%) apparaissent dans la détermination de la masse du  $W$  :

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha(m_Z)}{\sqrt{2}G_F} \times \frac{1}{1 - (m_W^2/m_Z^2)} \times \frac{1}{(1 - \Delta r)} \quad (2.11)$$

et sont dominées par des boucles  $tb$  et Higgs dans le propagateur du  $W$ . Les masses du top et du Higgs interviennent alors sous la forme  $m_t^2$  et  $\ln m_H$  respectivement [15]. A cause de sa contribution en  $\ln m_H$ , il est à noter que le Modèle Standard n’est pas très contraint par la masse du Higgs, comparé à la masse du top et surtout du  $W$  :  $\Delta m_H/m_H = 0.3$ ,  $\Delta m_t/m_t = 0.01$  et  $\Delta m_W/m_W = 0.0002$  sont à peu près équivalents<sup>6</sup>.

La masse du  $Z$  étant mesurée à 0.002%,  $\alpha(m_Z)$  à 0.015% et  $G_F$  à 0.0009%, une contrainte précise sur la masse du  $W$  et du top permet de contraindre la masse du Higgs. La Figure 2.5 montre l’évolution du  $\chi^2$  de l’ajustement électro-faible global en fonction de la masse du Higgs. En utilisant les données telles quelles sont connues en mars 2007,  $m_H = 76_{-24}^{+33}$  GeV avec  $m_H < 182$  GeV à 95% de niveau de confiance [14], ce qui favorise la présence d’un Higgs à basse masse dans le cadre du Modèle Standard. Il est également intéressant de regarder cette prédiction dans le plan  $m_t$ - $m_W$  (Figure 2.6) qui montre que si les mesures sur  $m_t$  et  $m_W$  sont suffisamment précises il sera possible de distinguer entre le Modèle Standard et le MSSM.

6. Ceci conduit à prédire la masse du top en supposant  $100 < m_H < 600$  GeV (section 5.1.1).

Le but principal de l'expérience ATLAS (chapitre 3) est de comprendre les mécanismes responsables de la brisure de la symétrie électro-faible en découvrant le ou les bosons de Higgs. Cet objectif a notamment guidé la construction et la mise en œuvre de son calorimètre électromagnétique en vue de l'observation des canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow eeee$ . L'excellence des performances de ce calorimètre (chapitre 4) permet également d'améliorer la précision sur la mesure de la masse du  $W$  et du top (chapitre 5), ce qui est indispensable pour mieux contraindre indirectement la masse du Higgs. De la même manière, les mesures précises des caractéristiques du top, du  $W$  produit lors la décroissance du top et du vertex  $tWb$  seront particulièrement utiles pour contraindre, voir dépasser le Modèle Standard (chapitre 5).

## Chapitre 3

# L'expérience ATLAS auprès du collisionneur LHC

ATLAS, acronyme de A Toroidal LHC ApparatuS [17], est un détecteur généraliste en cours d'installation auprès du collisionneur LHC [18], le dernier collisionneur proton-proton du CERN, dont le démarrage est prévu fin 2007. Il permettra de couvrir un domaine en énergie inaccessible pour les collisionneurs actuels entre 100 GeV et 1 TeV et donc l'étude de nombreux domaines de la physique des hautes énergies [13]. En premier lieu, il permettra la recherche du boson de Higgs et de la manifestation de physique au-delà du Modèle Standard (SUSY notamment). Mais il permettra également de réaliser des tests de précision du Modèle Standard notamment dans la physique des bosons de jauge et des quarks lourds (*b* et top). Comme démontré dans le chapitre 5, la première phase de prise de données, à une luminosité 10 fois plus faible que la valeur nominale attendue, sera particulièrement propice pour ces mesures de précision grâce au faible nombre d'événements empilés. A titre d'introduction, le présent chapitre passe en revue les principales caractéristiques du LHC ainsi que du détecteur ATLAS.

### 3.1 Le collisionneur LHC

La mise en route du LHC à la fin 2007 sera l'aboutissement d'un intense effort de 20 ans mené par des milliers de personnes de part le monde. Construit dans le tunnel du précédent collisionneur électron-positron (LEP), de 27 km de circonférence, il utilisera le réseau d'accélérateurs existant comme cela est illustré sur la Figure 3.1. Dans le cas des collisions proton-proton, ces derniers sont accélérés successivement dans un accélérateur linéaire (LINAC), un booster et sont injectées à une énergie de 1 GeV dans le synchrotron à protons (PS). Ils atteignent ensuite 26 GeV, puis 450 GeV à la sortie du super synchrotron à protons (SPS). Les faisceaux de protons sont finalement accélérés à l'énergie de 7 TeV dans le LHC grâce à des cavités radiofréquences. Ils sont courbés à l'aide d'aimants supraconducteurs, insérés dans un même cryostat, qui génèrent un champ suivant l'axe vertical de 8.3 T. Cette solution, dite du "deux-en-un", est l'une des originalités du LHC. Elle permet aux deux faisceaux de circuler en sens opposés dans chacun des deux tubes à vide puisque les champs sont anti-parallèles. L'installation de ces 1232 dipôles "deux-en-un" a commencé début 2005 et se terminera fin avril 2007.

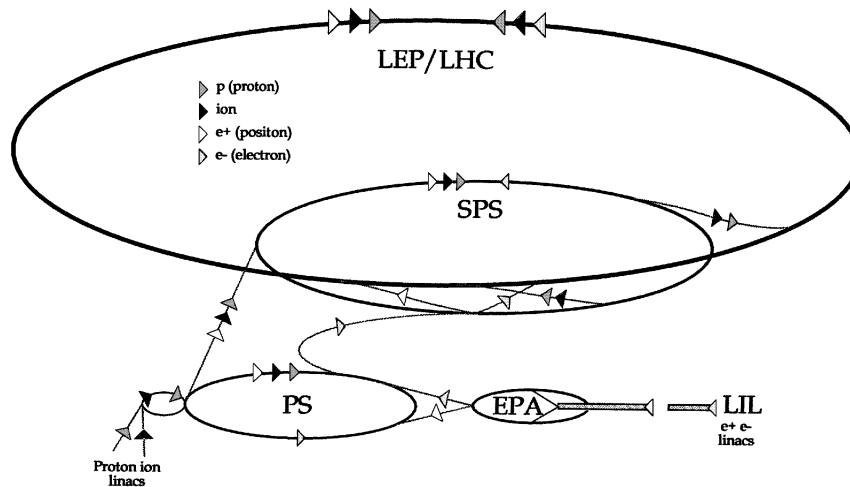


FIG. 3.1 – La chaîne d’injection du LHC.

### 3.1.1 La physique au LHC

Une collision proton-proton génère des événements à partir de l’interaction entre les partons (quarks de valence, de la mer et gluons). Chacun de ces constituants emportant une petite partie de l’impulsion du proton, l’énergie dans le centre de masse n’est pas mesurable et décroît exponentiellement de plusieurs ordres de grandeurs jusqu’à quelques TeV. Le LHC permet donc une grande ouverture de l’espace des phases, très propice aux découvertes. Dans ce cadre, la sensibilité aux nouvelles particules est d’autant plus grande que l’énergie des faisceaux augmente. Ceci est illustré sur la Figure 3.2 où la section efficace et le taux de production de plusieurs processus mettant en jeu des particules de plus en plus lourdes sont donnés en fonction de l’énergie dans le centre de masse de la collision proton-proton,  $\sqrt{s}$ . Si la section efficace totale est à peu près constante en fonction de  $\sqrt{s}$ , les sections efficaces pour les processus impliquant des particules lourdes (quarks  $b$  et  $t$ ,  $Z$ ,  $W$ , Higgs, ...) sont très nettement supérieures par rapport aux collisionneurs existants.

Le prix à payer pour cette fenêtre sur une nouvelle physique est triple pour les détecteurs : *i)* La quantité d’événements générés est très importante ( $10^9$  événements par seconde en fonctionnement nominal) et nécessite donc des détecteurs et une électronique rapide préparés à résister à un grand taux de radiations dans les régions proche du faisceau<sup>1</sup> où apparaît la majorité de l’énergie (Figure 3.3); *ii)* L’immense majorité des événements ne contient pas de nouvelle physique et il faut donc un système de déclenchement très sélectif (section 3.2.4); *iii)* Une fois l’événement sélectionné, sa reconstruction est rendue difficile par le grand taux d’occupation, l’ignorance de l’énergie dans le centre de masse partonique, et la dispersion spatiale du vertex primaire de l’événement (distribution gaussienne de largeur 5.6 cm sur l’axe  $z$  et de quelques dizaines de microns dans le plan transverse).

1. Typiquement,  $|\eta| > 2.5$ , c’est-à-dire un angle polaire par rapport à l’axe des faisceaux, inférieur à  $10^\circ$ .

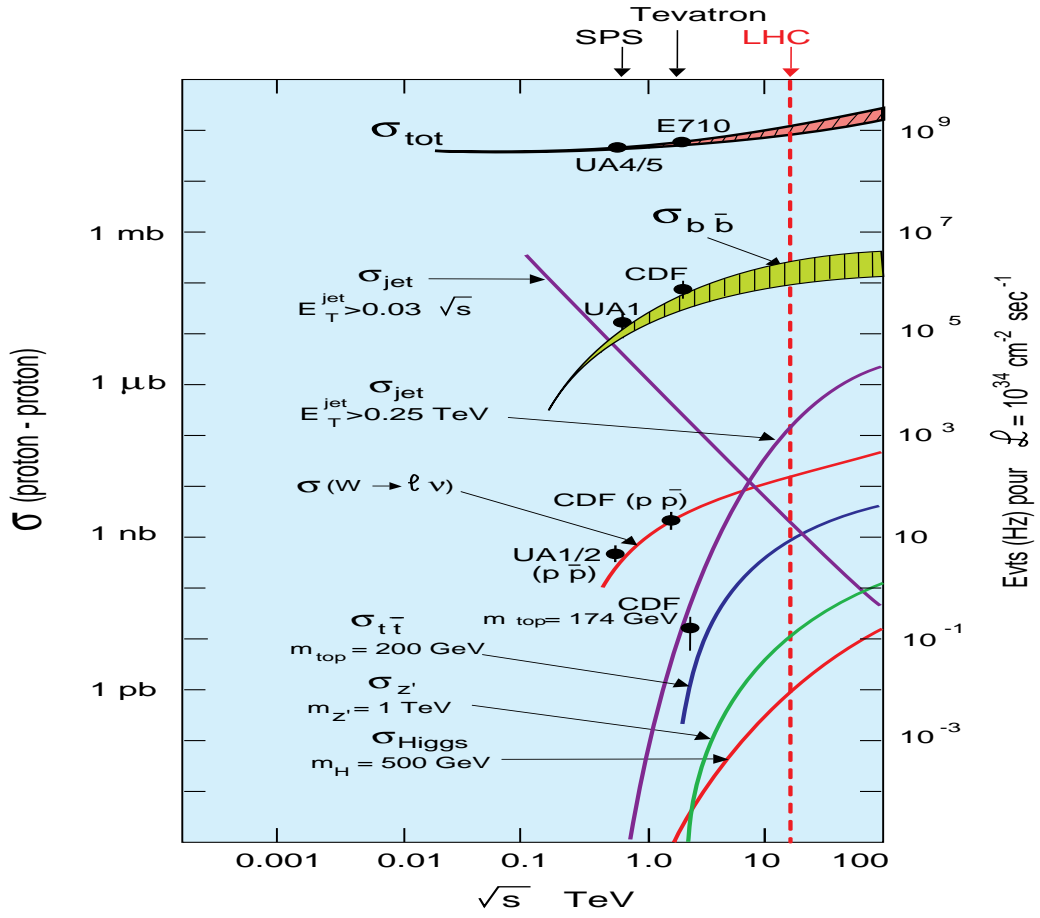


FIG. 3.2 – Evolution des sections efficaces et des taux de production de quelques processus caractéristiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton [19].

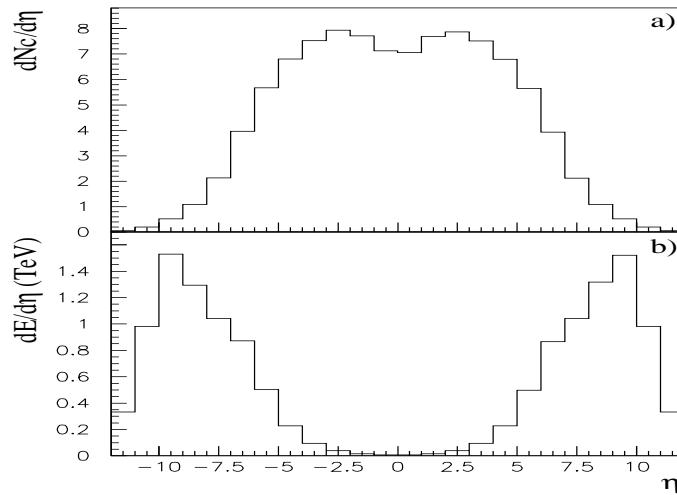


FIG. 3.3 – a) Distributions moyennes du nombre de particules chargées ( $N_c$ ) et b) de l'énergie en fonction de la pseudorapidité pour des collisions inélastiques au LHC [20].

### 3.1.2 Premières années de fonctionnement du LHC

Le LHC abritera 4 expériences : deux généralistes ATLAS et CMS, et deux dédiées à une physique spécifique, ALICE pour la physique des ions lourds et LHC-b pour la physique du quark  $b$ . Dans le cadre des analyses de physique d'ATLAS, les deux paramètres intéressants de la machine sont l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton ( $\sqrt{s} = 14$  TeV) et la luminosité. Si la première est connue précisément ( $< 1\%$ ), la deuxième souffre de plus d'incertitudes (5-10%) et passera par différentes valeurs avant d'atteindre sa valeur nominale de  $10^{34}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Celles-ci sont décrites sur la Figure 3.4 et les paramètres des faisceaux correspondants sont donnés dans la Table 3.1. Ils permettent de déduire la valeur de la luminosité grâce à la formule [21]:

$$L = F \frac{N^2 f B}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} = F \frac{N^2 f B \gamma}{4\pi\epsilon_n \beta^*} \quad (3.1)$$

où  $F$  est un facteur tenant compte de l'angle de croisement entre faisceaux ( $\sim 0.9$ ),  $N$  le nombre de particules par paquets,  $f$  la fréquence de révolution des paquets (donné par la circonférence du LHC, 11kHz),  $B$  le nombre de paquets et  $\gamma$  le facteur de Lorentz du faisceau ( $E/m_{proton}$ ). La distribution gaussienne des particules dans les paquets au point d'interaction ( $\sigma_x^*$  et  $\sigma_y^*$  en cm) s'exprime en fonction d'un concept de qualité du faisceau (émittance transverse normalisée  $\epsilon_n$ , en rad·cm) et de l'optique au point d'interaction (valeur de la fonction d'amplitude au point d'interaction,  $\beta^*$  en cm).

La première étape est une phase de mise en œuvre où les protons ne seront pas accélérés. Ce premier réglage des faisceaux de protons se terminera par une courte période de collisions (1 à 2 semaines) à 900 GeV dans le centre de masse, qui permettra un test complet de la machine et de chaque détecteur situé sur l'anneau du LHC. Une fois le réglage du faisceau effectué, l'émittance transverse sera fixée à sa valeur nominale ( $3.5 \times 10^{-4}$  rad·cm). Chaque octant de la machine sera ensuite mis en route pour atteindre la valeur nominale de 14 TeV dans le centre de masse. Les trois paramètres à ajuster, un par un, pour atteindre la luminosité nominale (souvent appelée haute luminosité) de  $10^{34}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  seront alors  $N$ ,  $B$  et  $\beta^*$ . En fonctionnement stabilisé, la durée de vie d'un faisceau est estimée à 22 heures à basse luminosité (étapes II et III de la Figure 3.4) et 15 heures à haute luminosité (étape IV de la Figure 3.4) lorsque les collisions ont lieu dans les deux expériences généralistes. Durant une année de fonctionnement normal, 100 jours entre début avril et fin octobre seront consacrés aux collisions dans ATLAS et CMS.

Le paramètre le plus important pour les analyses des différents canaux de physique, en dehors des mesures de sections efficaces où la connaissance de la luminosité est essentielle, est le nombre d'événements d'empilement (dernière colonne de la Table 3.1). En effet, il peut être interprété comme un bruit pour la physique et peut donc altérer les performances du détecteur. C'est pourquoi une phase de fonctionnement stabilisé est prévue à une luminosité initiale de  $10^{33}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (souvent appelée basse luminosité, correspondant aux étapes I, II et III), où la contribution du nombre d'événements d'empilement est moindre. Cette phase devrait durer deux ans et être particulièrement propice pour mesurer précisément certains paramètres du Modèle Standard et tester sa cohérence, comme cela est détaillé dans le chapitre 5.

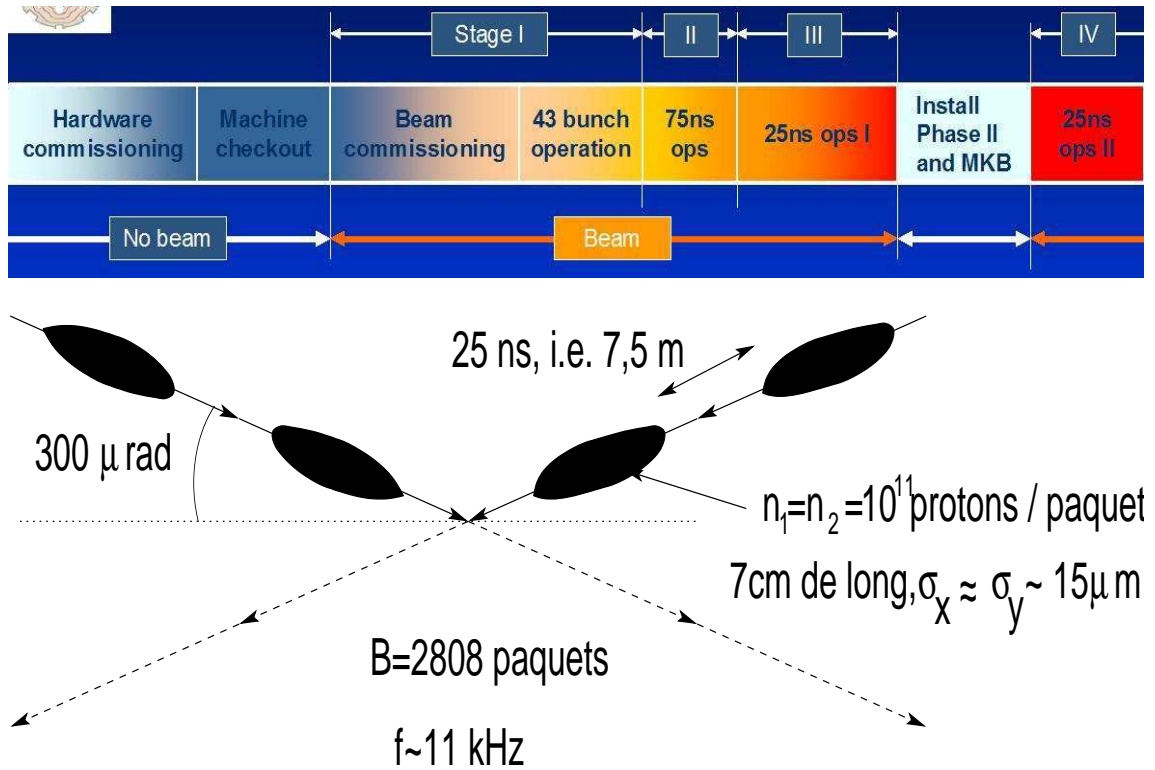


FIG. 3.4 – Haut : étapes du LHC pour atteindre un fonctionnement nominal. Bas : paramètres du LHC pour les collisions proton-proton à la luminosité nominale (étape IV).

Etape	$E$ (TeV)	$B$ ( $\Delta t$ , ns)	Nb protons par paquet $N$ ( $10^{10}$ )	$\beta^*$ (cm)	$L$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	Nb evts d'empilement
I	0.45	43 (1630)	4	1100	$7 \cdot 10^{28}$	–
	7	43 (1630)	4	200	$6 \cdot 10^{30}$	0.8
II	7	156 (450)	9	200	$1.0 \cdot 10^{32}$	3
	7	936 (75)	9	100	$1.2 \cdot 10^{33}$	7
III	7	2808 (25)	5	100	$1.1 \cdot 10^{33}$	2
	7	2808 (25)	5	55	$1.9 \cdot 10^{33}$	4
IV	7	2808 (25)	11	55	$1.0 \cdot 10^{34}$	19

TAB. 3.1 – Paramètres des faisceaux (voir texte) au point d'interaction d'ATLAS pour les différentes étapes du LHC définies sur la Figure 3.4.  $\Delta t$  représente l'intervalle de temps entre deux paquets. La luminosité et le nombre d'événements d'empilement sont obtenus en supposant une émittance transverse fixée à sa valeur nominale ( $\epsilon_n = 3.5 \times 10^{-4}$  rad·cm) [22].



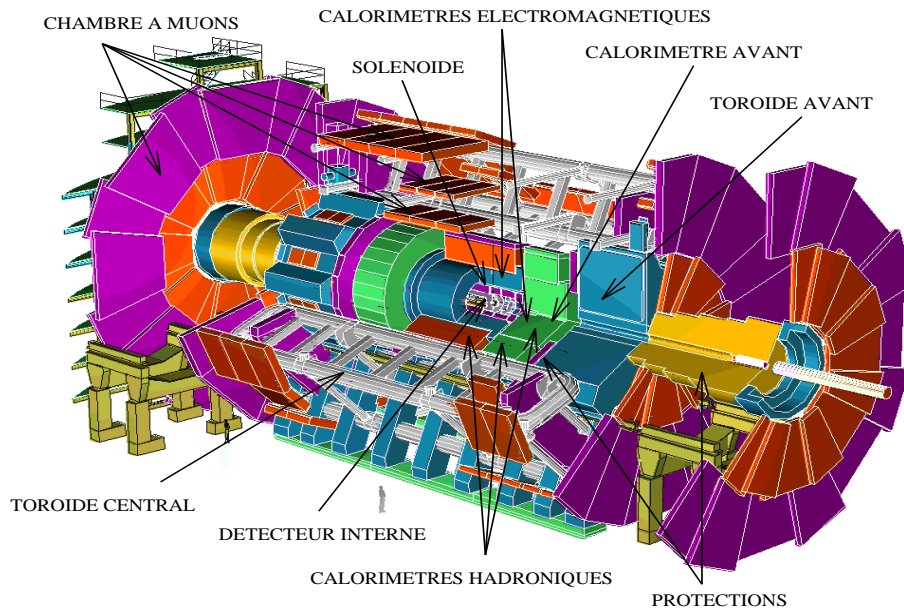


FIG. 3.5 – Schéma d'ATLAS.

## 3.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS est un détecteur classique de physique des hautes énergies, dont la mise en service démarrera fin 2007 avec les premières collisions. Il a la forme d'un cylindre dans lequel sont emboîtés différents sous-détecteurs. Il est fermé par deux bouchons. En partant du point d'interaction, on trouve successivement le trajectographe interne baigné dans un champ solénoïdal (section 3.2.1), les calorimètres électromagnétique et hadronique (section 3.2.2) et le spectromètre à muons immergé dans un champ toroïdal (section 3.2.3). Cette dernière particularité en fait le plus grand détecteur jamais construit sur collisionneur : 44 m de long et 20 m de diamètre. Son poids est de 7000 tonnes. Dans la suite,  $z$  est l'axe du faisceau,  $x$  pointe vers le centre de l'anneau du LHC et  $y$  est vertical. L'angle azimuthal  $\phi$  caractérise le plan transverse, et la pseudo-rapidité  $\eta$  est tirée de l'angle polaire  $\theta$ , fait avec l'axe  $z$  du faisceau, par la formule  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ .

La Figure 3.5 montre un schéma d'ATLAS avec chacun de ses sous-détecteurs. Une description générale de leurs caractéristiques et de leurs performances sont proposées dans la référence [13]. Dans cette section, un bref descriptif de chaque sous-détecteur est présenté, en insistant sur ces spécificités et ses performances attendues. Les prérequis pour un fonctionnement permettant une recherche optimale du boson de Higgs dans ces différents canaux de décroissance sont également discutés.

### 3.2.1 Détecteur interne et solénoïde

Le détecteur interne d'ATLAS a pour but de mesurer l'impulsion des particules chargées dans un large domaine en pseudo-rapidité ( $|\eta| < 2.5$ ) et d'effectuer des recherches de vertex

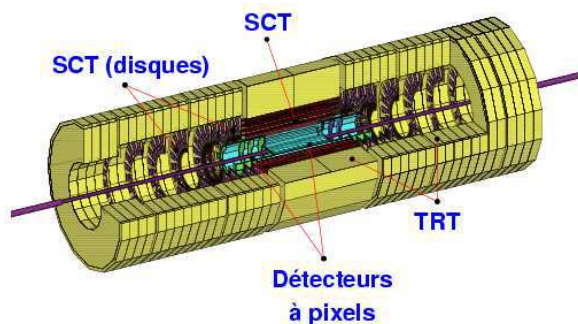


FIG. 3.6 – Schéma du trajectographe interne d'ATLAS.

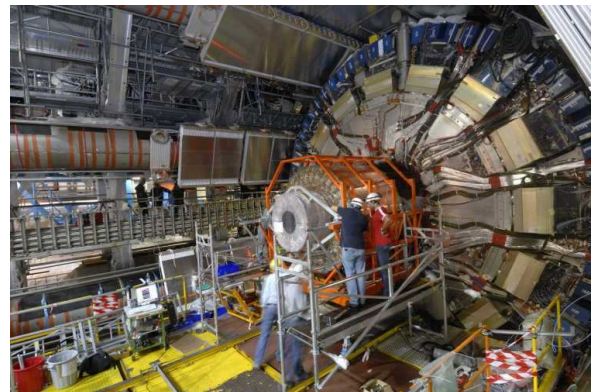


FIG. 3.7 – Insertion de la partie centrale du trajectographe interne (SCT+TRT) dans ATLAS.

primaires et secondaires, déplacés par rapport au point d'interaction de la collision. Pour courber la trajectoire des particules chargées dans le plan transverse, ce trajectographe est baigné dans un champ solénoïdal produit par une bobine supraconductrice<sup>2</sup> dont l'intensité varie de 2 T dans la partie centrale à 0.8 T à la fin des bouchons ( $\eta = 2.5$ ) [23].

Ce trajectographe est formé d'un ensemble de trois sous détecteurs séparés en une partie tonneau et deux bouchons (Figure 3.6). A petit rayon, entre 5 et 15 cm, se trouve les 3 couches et 6 disques du détecteur silicium à pixels de taille  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ . Suivent ensuite au milieu (25-50 cm), les  $4 \times 2$  couches et 18 disques de détecteurs silicium à bandes de taille  $80 \mu\text{m} \times 128\text{mm}$  appelées SCT. Ils permettent d'avoir, par couche, une mesure dans le plan transverse et une avec un angle stéréo de 40 mrad par rapport au plan transverse. Enfin au rayon externe un détecteur à rayonnement de transition (TRT) formés de dizaines de couches de pailles de 4mm de diamètre. Le nombre de canaux de lecture est largement dominé par le nombre de pixels (80 millions) devant les SCTs (6 millions) et les TRTs (400 000), ce qui en fait un ensemble avec une grande granularité, notamment dans la partie proche du faisceau. Ces sous-détecteurs sont réunis dans un cylindre de 1.15 mètre de rayon et de 7 mètres de longueur.

Les technologies utilisées dans le trajectographe d'ATLAS sont d'usage courant en physique des particules. La principale difficulté a été leur adaptation, ainsi que celle de leur électronique frontale, aux conditions drastiques du LHC : 700 traces par collision toutes les 25 ns à la luminosité nominale, soit un flux équivalent à  $10^{13} - 10^{15}$  neutrons de  $1 \text{ MeV}/\text{cm}^2/\text{an}$  et un fonctionnement nominal pendant une dizaine d'années. Dix ans après sa conception [24], la construction de tous les détecteurs du trajectographe s'est terminée fin 2006 et leur installation dans ATLAS est en cours (Figure 3.7). Elle devrait se terminer à la fin du printemps 2007 avec l'insertion du détecteur à pixels posé sur le tube à vide du LHC. Pour des raisons financières, la partie du TRT bouchon pour  $|\eta| > 2.0$  ne sera pas installée.

La conception du détecteur interne a permis de maximiser les avantages des détecteurs

<sup>2</sup> Celle-ci est située dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique tonneau. L'intensité du courant en fonctionnement normal est de 7700 A.

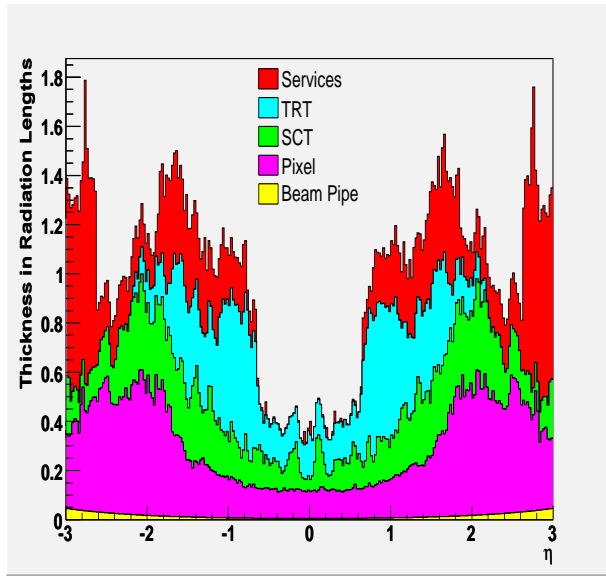


FIG. 3.8 – *Épaisseur en longueur de radiation des sous-détecteurs du trajectographe en fonction de  $\eta$ .*

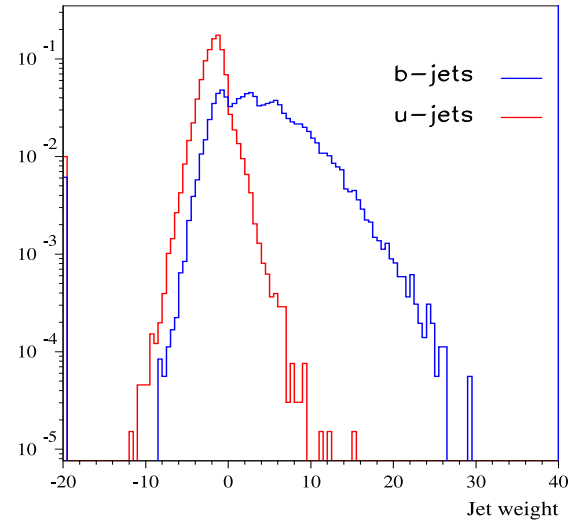


FIG. 3.9 – *Distribution typique du poids utilisé pour distinguer les jets légers des jets de  $b$ .*

au silicium en obtenant 7 points de très grande précision (10-20  $\mu\text{m}$  dans le plan transverse et 100-600  $\mu\text{m}$  dans la direction  $z$ ) par trace avec un grand bras de levier, de 5 à 50 cm. En parallèle, de grands efforts ont été déployés pour minimiser l'inconvénient lié à la quantité de matière, responsable de la diffusion multiple et de dégradation de l'énergie des électrons et des photons. Une structure mécanique en carbone a été adoptée et les services repoussés à grand  $\eta$  comme le montre la Figure 3.8. La précision des détecteurs silicium combinée au grand nombre de mesures du TRT (36 points en moyenne en  $\phi$  par trace, de 170  $\mu\text{m}$  de résolution) permet d'obtenir un détecteur avec d'excellentes performances en terme de reconnaissance des traces. A titre d'exemple, l'efficacité de reconstruction des hadrons chargés dans un jet pour une impulsion transverse  $p_T > 1 \text{ GeV}$  est de 80-90% et seulement 0.2-0.3% de ces traces sont fausses.

De façon générale, la résolution sur les 5 paramètres de l'hélice formée par les particules chargées dans le champ magnétique ( $1/p_T$ ,  $\phi$ , le paramètre d'impact transverse  $d_0$ ,  $\cotan\theta$  et le paramètre d'impact longitudinal  $z_0$ ) peuvent s'exprimer sous la forme  $a \oplus b/(p_T \sin\theta)$ . Le paramètre  $a$  représente la résolution pour une trace d'impulsion infinie et  $b$  la dépendance à la diffusion multiple à faible impulsion. Le facteur  $\sin\theta$  indique une dégradation des performances à grand  $\eta$  à cause de la diminution du champ magnétique. Pour les muons, sensibles uniquement à la diffusion multiple, l'impulsion transverse est mesurée à 2% jusqu'à 20 GeV et se dégrade à 30% pour 500 GeV. La résolution sur le paramètre d'impact de grande impulsion est de 10  $\mu\text{m}$  dans le plan transverse et de 100  $\mu\text{m}$  dans la direction  $z$ . Enfin l'efficacité de reconstruction est supérieure à 99%. Tous ces résultats se dégradent (apparition de queues non gaussiennes notamment) pour les pions et les électrons sensibles aux interactions nucléaires avec la matière du trajectographe et au bremsstrahlung, respectivement. Une première vérification des performances globales du détecteur interne, notamment la mesure de l'impulsion avec tous les sous-détecteurs, a pu être effectuée lors de la mise sous faisceaux d'une tranche complète du tonneau d'ATLAS en 2004 [25].

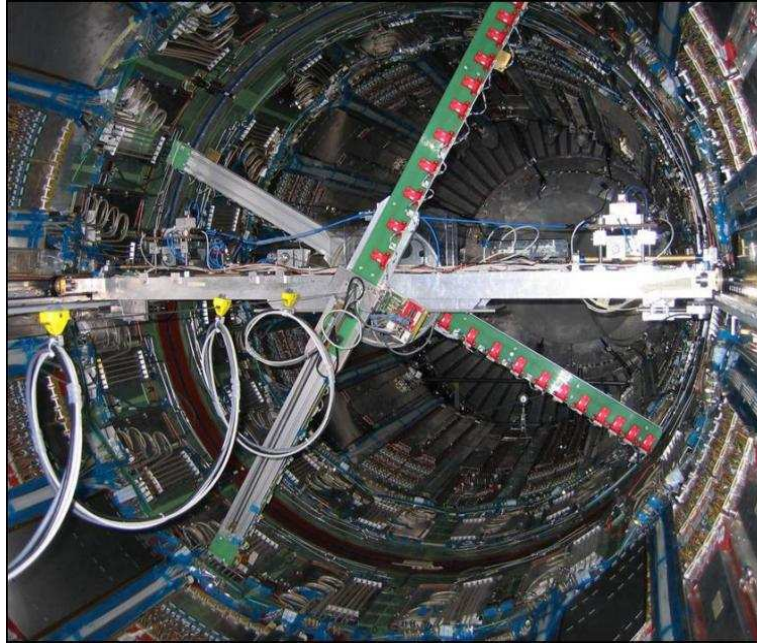


FIG. 3.10 – Appareil permettant de mesurer le champ magnétique dans la partie occupée par le détecteur interne avant son insertion.

Les jets de  $b$  peuvent être distingués des autres types de jets dit légers (issus des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ ) grâce à un vertex de création déplacé en moyenne de 300-400  $\mu\text{m}$  du point d'interaction. En considérant toutes les traces d'un jet ( $p_T > 1 \text{ GeV}$ ) et en combinant les informations des paramètres d'impact signés  $d_0$  et  $z_0$  avec celles des vertex secondaires reconstruits (masse, nombre, ...), un poids est attribué à chaque jet. La Figure 3.9 montre la distribution de ce poids pour les jets légers et les jets de  $b$ . En appliquant une coupure sur ce poids, il est possible d'obtenir une efficacité de 60% pour les jets de  $b$  avec un facteur de rejet de 100 (10) pour les jets légers (charmés). La présence d'un détecteur à pixels, très proche du faisceau, avec une faible inefficacité des pixels (autour de 1%) et parfaitement aligné ( $< 10\mu\text{m}$ ) est vital pour obtenir ce résultat [26].

Une des spécificités du trajectographe d'ATLAS est de pouvoir séparer les électrons des pions, grâce à la mesure du rayonnement X de transition dans les pailles du TRT, plus important pour les électrons que pour les pions chargés. Ce rejet est maximal à basse impulsion, diminue puis disparaît autour de 100 GeV.

Les performances décrites dans cette section sont principalement issues de la simulation. Pour obtenir de telles performances dans ATLAS, une excellente connaissance de la carte du champ magnétique solénoïdal, de la matière de chacun des sous détecteurs et un alignement très précis seront nécessaires. Des mesures ont été effectuées dans la caverne (Figure 3.10) avant l'installation du détecteur interne permettant d'obtenir en moyenne 6 mesures de champ par décimètre cube dans le volume occupé par le champ solénoïdal. Elles ont permis d'atteindre une précision de 5 Gauss, soit moins de 0.1% [27] sur la connaissance du champ magnétique. Cette précision est suffisante pour la plupart des canaux de physique. Le pesage de chaque élément



des sous-détecteurs ainsi qu'une modélisation fine de tous les services constituent un bon point de départ pour la connaissance du nombre de longueurs de radiation présent dans le détecteur interne. Une amélioration pourra être obtenue en ajustant les données avec la simulation. Enfin, l'alignement avec une précision de 7, 12 et 30  $\mu\text{m}$  dans le plan transverse pour le détecteur à pixels, le SCT et le TRT sont nécessaires pour ne pas dégrader la résolution de plus de 20% par rapport à sa valeur nominale. Cette objectif sera atteint à l'aide des traces chargées assez rapidement après le démarrage et pourra même être dépassé pour atteindre une précision proche du micron.

### 3.2.2 Calorimètres

Le système calorimétrique choisi par ATLAS est non compensant<sup>3</sup> et se divise en trois parties (Figure 3.11). Tout d'abord le calorimètre électromagnétique (EM), qui a pour but de mesurer l'énergie et la direction des photons et des électrons dans la région  $|\eta| < 2.5$ . Ensuite, le calorimètre hadronique, dans la région  $|\eta| < 3.2$ , qui permet de contenir complètement l'énergie des jets non déposée dans la calorimétrie EM<sup>4</sup>. Il joue également le rôle de filtre hadronique pour le spectromètre à muons. Et enfin le calorimètre très à l'avant, dans la région  $3.1 < |\eta| < 4.9$ , qui permet de mesurer les jets à très petits angles et contribue ainsi à améliorer la mesure de l'énergie transverse manquante,  $E_T^{miss}$ , emportée principalement par les neutrinos.

Conçu fin 1996 [28, 29], son installation dans ATLAS a commencé en octobre 2005 avec la mise en place du tonneau (Figure 3.12) pour finir fin 2006 par la mise en place du deuxième bouchon.

#### Calorimétrie Electromagnétique

ATLAS a choisi un calorimètre électromagnétique (EM) à échantillonnage plomb-argon liquide. Cette technologie est couramment utilisée en physique des particules (Expérience H1 auprès de HERA [30] et expérience D0 auprès du TeVatron [31] parmi les plus récentes) plus de 30 ans après sa première mise en service [32]. Ces avantages principaux sont une linéarité intrinsèque, une stabilité de la réponse en temps, et une tolérance aux radiations. La nouveauté introduite par ATLAS vient du choix de la géométrie en accordéon qui permet de garantir une herméticité parfaite en  $\phi$  et une extraction rapide du signal indispensable vue la grande fréquence des collisions (une toutes les 25 ns). La matière devant la partie active du calorimètre est conséquente, entre 2 et 4  $X_0$ <sup>5</sup>. Elle vient du détecteur interne, de la structure du cryostat et de la bobine supraconductrice. Pour diminuer l'impact sur les performances du calorimètre, un pré-échantillonneur a été rajouté dans la région  $|\eta| < 1.8$ , la plus sensible à cet effet.

Le calorimètre électromagnétique est composé de trois parties: un cylindre (tonneau) couvrant la partie  $\eta < 1.475$  fermé par deux roues (bouchons) qui permettent une couverture angulaire jusqu'à la région  $|\eta| \leq 3.2$ . Ils sont répartis dans trois cryostats distincts, laissant une région pauvrement instrumentée entre  $1.4 < |\eta| < 1.5$  où passent les câbles et les services

3. La réponse des calorimètres à l'énergie déposée par une gerbe électromagnétique ( $e$ ) et hadronique ( $h$ ) est différente. Le rapport  $e/h$  varie entre 1.3 et 1.5 suivant le calorimètre et l'énergie considéré.

4. L'énergie totale des jets s'obtient en combinant les informations des calorimètres EM et hadronique.

5. Ces valeurs ont augmenté d'environ 25% depuis l'estimation faite en 1999.

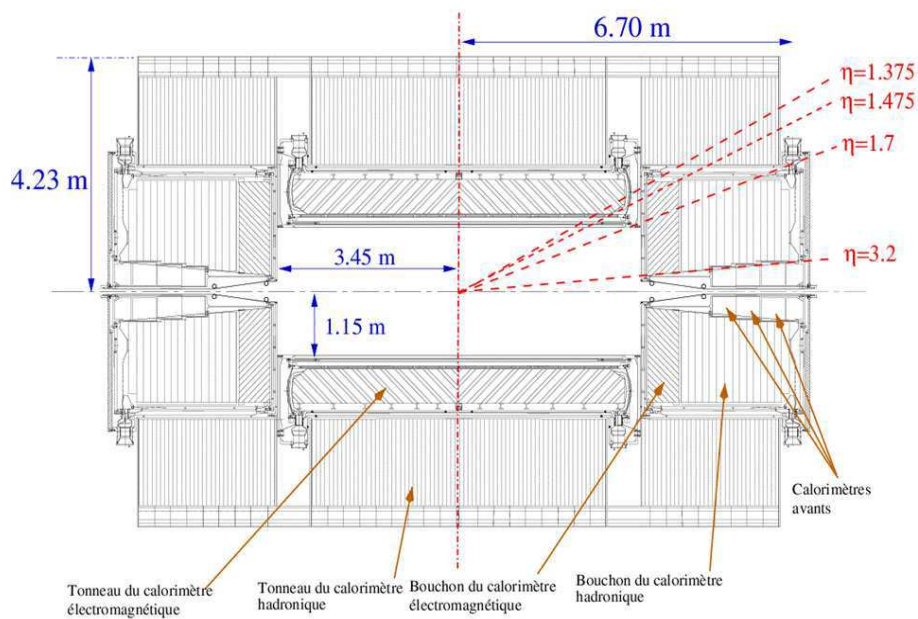


FIG. 3.11 – Schéma de la calorimétrie d'ATLAS.

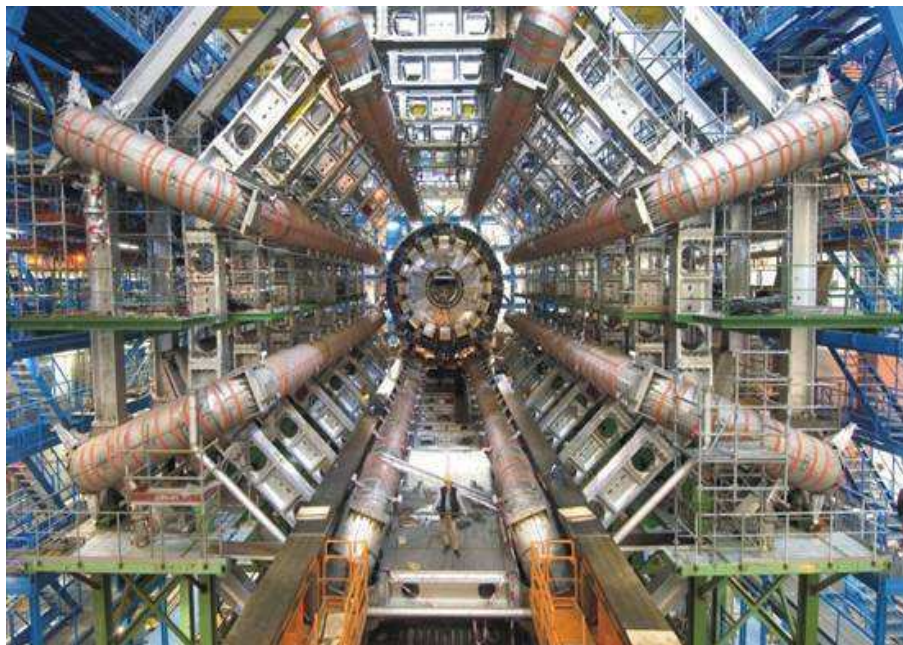


FIG. 3.12 – Photographie (Octobre 2005) du calorimètre tonneau d'ATLAS pendant son insertion en position finale au milieu des 8 bobines supraconductrices formant l'aimant toroïdal.

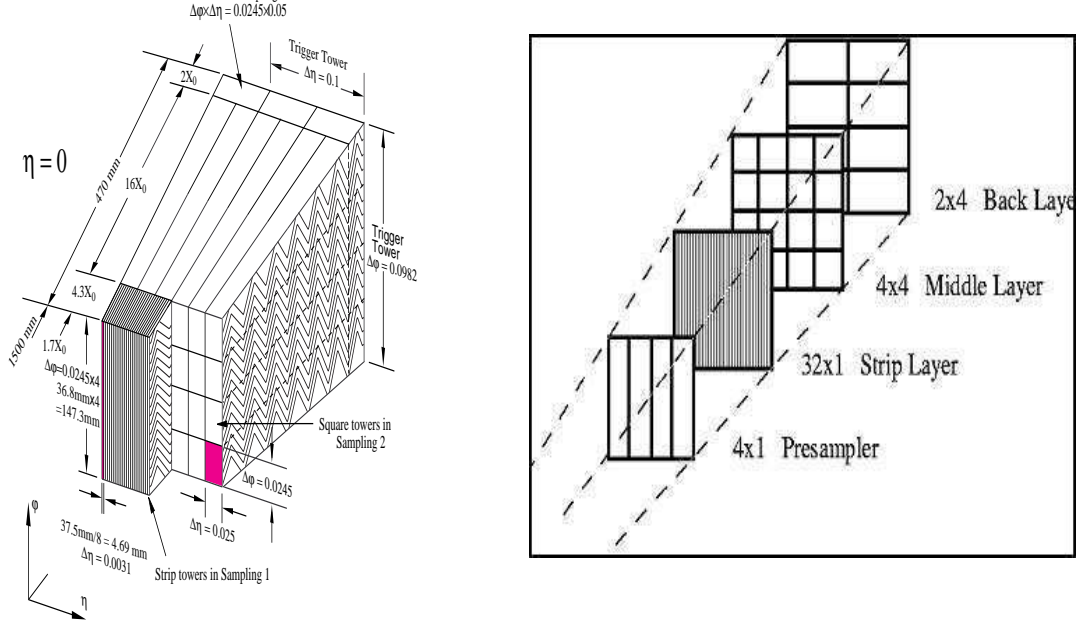


FIG. 3.13 – Schémas illustrant la granularité du calorimètre EM avec les différents compartiments en profondeur à  $\eta = 0$ . La partie encadrée représente une zone  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ .

du détecteur interne. Pour reconstruire l'énergie des gerbes électromagnétiques, une segmentation transversale fine ainsi que trois compartiments longitudinaux ont été prévus (Figure 3.13) permettant d'avoir une profondeur entre 20 et 35  $X_0$  (Figure 3.14, gauche). Le nombre de canaux de lecture correspondant est de 170 000. Le calorimètre électromagnétique est présenté plus en détails dans le chapitre 4 (conception, performances et mise en œuvre) et seul le cahier des charges imposé par la physique est rappelé ici [33]. Celui-ci a été ajusté pour améliorer les potentiels de découverte du boson de Higgs dans les canaux de décroissance  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (et  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$ ). La principale contrainte concerne la résolution en énergie

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \text{ avec } a \sim 10\% \text{GeV}^{1/2} \text{ et } c < 0.7\% \quad (3.2)$$

$a$  est le terme d'échantillonnage et dépend du rapport entre l'épaisseur de matière active et l'épaisseur totale en  $X_0$ ,  $b$  est le terme de bruit venant de l'électronique et de l'empilement et  $c$  est terme constant global. Le premier terme est un reflet de la géométrie du calorimètre et peut donc être estimé précisément à l'aide de la simulation. Il est à noter que dans ATLAS, la présence de matière devant le calorimètre augmente sa valeur. Le terme  $b$  prend en compte les performances de l'électronique et de la reconstruction du signal. Enfin le terme  $c$ , le plus difficile à estimer, rend compte de la qualité de la construction du calorimètre et du degré de compréhension de son électronique. C'est le terme dominant à haute énergie, i.e. dans les canaux de décroissance du Higgs, notamment dans le canal  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Le respect du cahier des charges ( $c < 0.7\%$ ) représente donc le véritable enjeu des années de production et de validation du calorimètre comme le détaille le chapitre 4.

Les autres contraintes concernent la linéarité, la résolution angulaire et temporelle. L'échelle absolue en énergie sera déterminée par la reconstruction du  $Z$  (et à plus basse énergie par celle

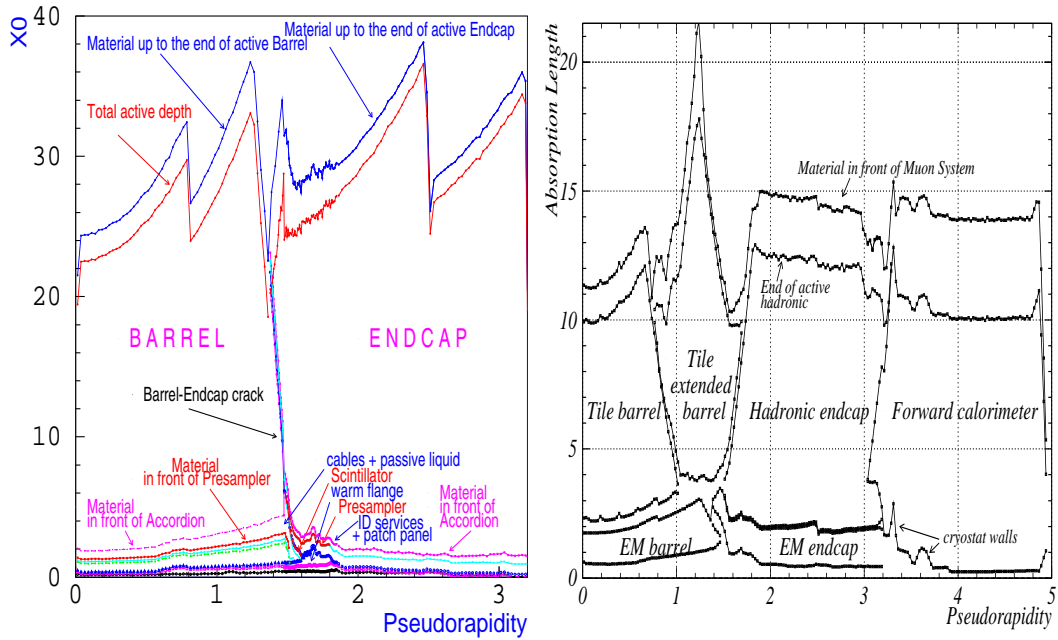


FIG. 3.14 – Gauche : Epaisseur totale en longueur de radiation ( $X_0$ ) de la calorimétrie électromagnétique d'ATLAS en fonction de  $\eta$ . Droite : Epaisseur totale en longueur d'absorption nucléaire ( $\lambda$ ) de la calorimétrie d'ATLAS en fonction de  $\eta$ .

du  $J/\psi$ ). L'objectif final est d'avoir une non-linéarité inférieure à 0.1%. Cet objectif devra être atteint sans dégrader les performances de résolution en énergie. L'énergie et la direction des photons n'étant reconstruites que dans le calorimètre EM, la résolution en position de celui-ci doit être meilleure que  $50 \text{ mrad}/\sqrt{E}$  afin que ce terme ne soit pas dominant dans la résolution sur la masse invariante  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Dans ce cas, la direction des photons doit également permettre de déterminer la position du vertex primaire dont est issu le Higgs (à haute luminosité, une vingtaine d'événements d'empilement sont attendus). Enfin, une résolution temporelle de 100 ps est requise pour identifier les photons non pointants, prédits par certains modèles.

### Calorimétrie Hadronique

La calorimétrie hadronique d'ATLAS est divisée en deux parties. Dans la région centrale ( $|\eta| < 1.7$ ), un calorimètre à échantillonnage fer-tuiles scintillantes est utilisé alors que dans la partie plus à l'avant  $1.5 < |\eta| < 3.2$  une calorimétrie cuivre-argon liquide (HEC) a été choisie, pour sa meilleure tenue aux radiations. La taille de ces 15000 cellules est  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  jusqu'à  $|\eta| < 2.5$ , et plus grossière ensuite  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ . L'épaisseur totale en longueur d'absorption nucléaire  $\lambda$  de la calorimétrie d'ATLAS est montrée sur la Figure 3.14 droite et se situe entre 10 et 15  $\lambda$ . La matière inerte entre le calorimètre EM et le calorimètre hadronique du tonneau représente 0.5 à 1  $\lambda$ . Dans les bouchons, celle-ci est négligeable car les deux détecteurs sont situés dans le même cryostat. Les 2 à 3 premiers  $\lambda$  viennent de la matière du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique. Ainsi, en moyenne, au moins 2/3 de l'énergie des



jets de haute énergie ( $> 100$  GeV) est déposée dans le calorimètre EM [34], le calorimètre hadronique mesurant le reste de la gerbe hadronique.

Les performances intrinsèques requises pour les calorimètres hadroniques sont donc moins contraignantes que pour le calorimètre EM. Elles peuvent se résumer à une résolution en énergie sur les pions de  $\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$  avec  $a = 50\%$ , un terme  $b$  de quelques pourcents, et une non-linéarité à quelques pourcents. Ces performances ont été vérifiées lors de la mise sous faisceau des modules des calorimètres [35, 36]. De manière à s’approcher de la situation d’ATLAS, des tests sous faisceaux combinant des modules des calorimètres hadronique et électromagnétique ont été réalisés [37, 38]. Ceux-ci ont permis, entre autres, de vérifier que les performances combinées dans la mesure des pions correspondaient aux spécifications d’ATLAS, et de tester une méthode de calibration pour les gerbes hadroniques [38].

Grâce à ces résultats, une précision sur l’échelle d’énergie absolue des jets de 10% est possible dès le démarrage dans ATLAS, sachant que la matière du détecteur interne (Figure 3.14, droite) et la présence de champ magnétique peuvent altérer cette précision. Les performances finales pour l’échelle d’énergie des jets (1%) devront bien sûr être obtenues *in situ* à l’aide des événements  $t\bar{t}$ , en utilisant la contrainte en masse de la décroissance  $W \rightarrow jj$ , et grâce à la balance en  $p_T$  des événements  $Z$ +jet. Pour plus de détails, voir la section 5.3.2.

### Calorimétrie très à l’avant

La présence d’un détecteur à très petit angle,  $3.1 < |\eta| < 4.9$ , est compliquée par le très grand taux de radiations. et la grande énergie des dépôts (Figure 3.3). ATLAS a donc choisi un calorimètre à échantillonnage très dense (jusqu’à  $15\text{g/cm}^3$ ) au cuivre dans le premier compartiment et au tungstène dans les deux suivants. Le milieu actif est l’argon liquide et il est inséré dans les mêmes cryostats que les calorimètres EM et hadronique bouchon. Le premier module a pour but de mesurer l’énergie des gerbes électromagnétiques alors que les deux autres sont dédiés à la mesure des jets très à l’avant. A cause de sa grande densité, i.e faible rapport d’échantillonnage, les performances de ce détecteur dans la résolution en énergie sont un peu dégradée par rapport à ceux du calorimètre hadronique. Sa granularité est de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  et le nombre total de cellules est d’environ 3500.

### 3.2.3 Spectromètre à muons et aimants toroïdaux

Le spectromètre à muons [39] a pour but d’identifier les muons et de mesurer leur impulsion, dans une gamme en énergie allant du GeV au TeV, grâce à leur déflexion dans un champ magnétique toroïdal. Cette mesure doit se faire de manière autonome pour lui permettre également de déclencher au premier niveau sur un signal de ces particules.

Il est séparé en une partie centrale  $|\eta| < 1.0$ , où le champ est fourni par huit bobines supraconductrices toroïdales de 20 mètres de long (visibles autour du calorimètre EM sur la Figure 3.12) dans lesquelles circulent 20 000 A, et en deux bouchons,  $1.4 < |\eta| < 2.7$ , abritant des aimants insérés de chaque côté des toroïdes du tonneau. Dans la région de transition,  $1.0 < |\eta| < 1.4$ , la courbure est assurée par une combinaison des deux champs. Ce système d’aimants [40] est une des spécificités d’ATLAS. Il produit un champ courbant la trajectoire des muons dans le plan  $R - z$ . La dégradation de la résolution, provoquée par la diffusion multiple sur les bobines, est ainsi minimisée. Malgré l’intensité du courant circulant dans les bobines, la

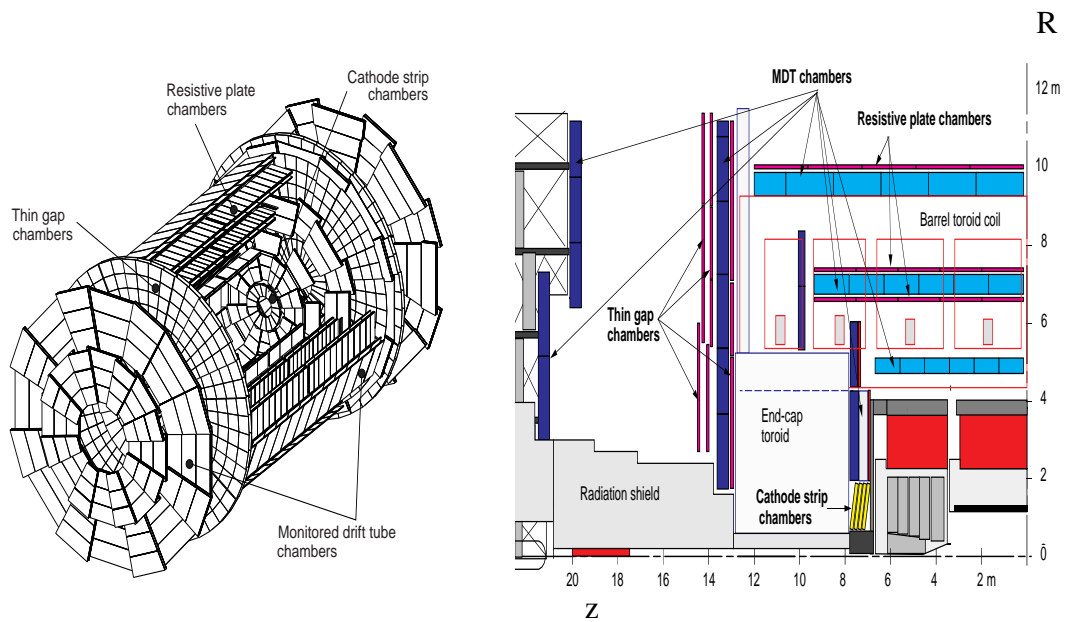


FIG. 3.15 – Schéma du spectromètre à muons d’ATLAS : vue en trois dimensions à gauche et coupe longitudinale à droite.

taille du spectromètre à muons rend l’intégrale de champ assez faible, entre 2 et 8 Tm. Ainsi, la flèche<sup>6</sup> d’un muon de 1 TeV sera de 500  $\mu\text{m}$  dans le tonneau et 1 mm dans le bouchon.

L’obtention d’une efficacité maximale sur toute la couverture angulaire impose trois points de mesure sur la trajectoire du muon. Pour satisfaire cette contrainte, les chambres de précision ont été positionnées dans un volume de 20 000  $\text{m}^3$  à 5, 7.5 et 10 mètres de rayon pour la partie centrale et à 7, 14 et 22 mètres suivant l’axe  $z$  pour la partie bouchon. Dans le premier cas, elles sont situées à l’intérieur de la bobine alors que dans le deuxième cas, la première couche est située avant et les deux autres après l’aimant (Figure 3.15). Le flux élevé de particules produites lors de la collision et issues d’interactions secondaires dans les calorimètres, les protections et les composants du LHC (neutrons et photons de 1 MeV) sont les deux principales source de radiations. Pour s’adapter aux variations de ce flux en fonction de l’angle polaire, deux technologies ont été choisies pour les chambres de précision : les MDTs, chambres gazeuses formées de tubes à dérives en aluminium de 30 mm de diamètre et de 70 à 630 cm de longueur, dans les parties du spectromètre les moins exposées aux radiations ( $|\eta| < 2$  et 10-100  $\text{Hz}/\text{cm}^2$  à haute luminosité) et les CSCs, chambres proportionnelles lisant une cathode segmentée en bandes de 1 mm, dans les parties à plus fort taux de radiation ( $2.0 < |\eta| < 2.7$  et 100-1000  $\text{Hz}/\text{cm}^2$  à haute luminosité). Au total, le nombre de canaux de lecture est légèrement inférieur à 440 000.

Pour améliorer la résolution et faciliter la reconstruction de la trajectoire des muons, ces chambres sont agencées en stations comprenant  $2 \times 4$  chambres de précision pour la couche interne et  $2 \times 3$  chambres de précision pour les autres couches. Dans chaque cas, elles sont perpendiculaires à l’axe du faisceau et parallèles aux lignes du champ toroïdal. Elles fournissent

6. La flèche est la distance maximale entre la trajectoire du muon et la droite formée par le point d’entrée et de sortie du spectromètre.

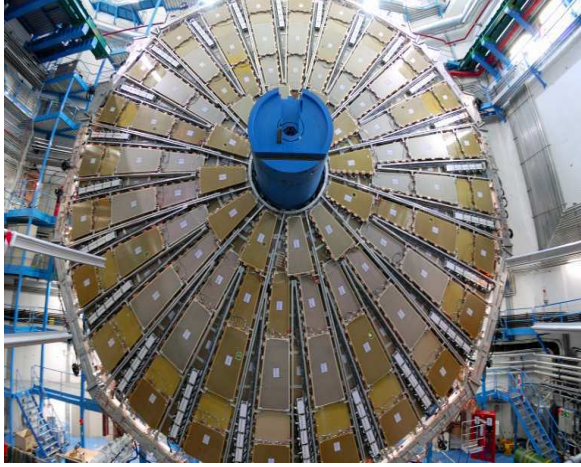


FIG. 3.16 – Photographie de l'une des grandes roues de la partie bouchons du spectromètre à muons dans la cavité d'ATLAS.

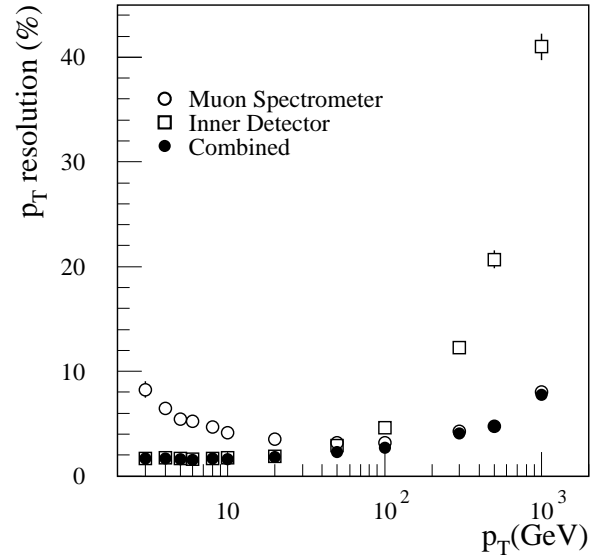


FIG. 3.17 – Résolution en impulsion transverse ( $p_T$ ) des muons en fonction de  $p_T$  avec le spectromètre, le détecteur interne et une combinaison des deux.

une mesure en  $z$  dans le tonneau (où les chambres sont à l'intérieur des bobines) et en  $R$  dans la région de transition et dans les bouchons. En imposant des contraintes drastiques sur la précision mécanique lors de la construction, il est possible d'atteindre une résolution en position de  $80 \mu\text{m}$  par tube pour les MDTs et  $60 \mu\text{m}$  par bande pour les CSCs [39].

Pour les mêmes raisons de tenue au radiation que pour les chambres de précision, les détecteurs gazeux utilisés pour le déclenchement sont de deux sortes : chambres à étincelles (RPC) dans la région  $|\eta| < 1.0$  et chambres proportionnelles (TGC) similaires aux CSCs dans la région  $1.0 < |\eta| < 2.4$ . Leur but est de posséder une très bonne résolution temporelle (typiquement 1 ns) pour pouvoir identifier le croisement de faisceau auquel appartient le muon reconstruit. Cette résolution doit être combinée à une granularité de l'ordre du cm pour une reconstruction rapide de la trajectoire du muon avec suffisamment de précision. Ceci explique le grand nombre de canaux de lecture (800 000). Enfin ces chambres de déclenchement permettent d'obtenir une mesure dans le plan transverse, où les muons ne sont pas courbés par le champ, avec une résolution entre 5 et 10 mm.

Conçu en 1997 [39, 40], le spectromètre à muons a commencé d'être installé en octobre 2004 avec la descente de la première bobine du tonneau et s'achèvera mi-2007 avec l'installation des aimants toroïdaux et des roues de la parties bouchons (Figure 3.16). Les performances intrinsèques des chambres de précision et de déclenchement ont été vérifiées sous faisceaux [41, 42]. Ces tests ont également permis de mettre à l'épreuve le système d'alignement prévu dans ATLAS, qui est l'une des clés de la réussite du spectromètre. Il doit en effet permettre de contrôler en continu le positionnement relatif des chambres à  $30\text{-}40 \mu\text{m}$  près dans une tour projective (i.e. sur des distances allant jusqu'à 15 mètres), grâce à un système optique et

des capteurs de température situées sur les chambres [43]. Ce positionnement relatif sera calibré par une mesure du positionnement absolu *in situ* des chambres qui durera quelques heures. Pour ce faire, le champ solénoïdal sera mis en marche (permettant la mesure des paramètres de la trace dans le détecteur interne) et le champ toroïdal éteint (ce qui permet d'obtenir des traces droites) [44]. L'autre contrainte pour obtenir un spectromètre performant dans ATLAS est de mesurer le champ magnétique à mieux que 0.1% en utilisant les milliers de sondes de Hall réparties dans le spectromètre. Une fois ces deux conditions remplies, l'impulsion transverse des muons peut être mesurée avec une résolution inférieure à 10 % entre 2 GeV et 1 TeV (Figure 3.17). Dans la région  $p_T < 20$  GeV, la résolution se dégrade sensiblement à cause notamment de l'importance relative grandissante des pertes dans les calorimètres (3 GeV). Cependant en combinant les informations avec celles du détecteur interne, il est possible d'obtenir une résolution  $\leq 2\%$ . Grâce à ces performances, la reconstruction de la masse invariante dans l'état final à quatre muons  $H \rightarrow ZZ(*) \rightarrow 4\mu$  peut se faire avec une précision légèrement supérieure au pourcent [45].

### 3.2.4 Déclenchement et analyse des données

Le système de déclenchement d'ATLAS est basé sur 3 niveaux de sélection des événements [46], dont les principaux paramètres sont présentés sur la Figure 3.18. Alors que le taux de croisements des paquets du LHC est de 40 MHz, correspondant à un taux d'interaction de 0.05-0.1 (1) à la luminosité initiale (nominale), le taux d'événements enregistrés doit être au maximum de 100-200 Hz, à cause des limitations des capacités de stockage. Par conséquent, il faut supprimer les événements de biais minimum par un facteur  $10^7$  tout en conservant une excellente efficacité pour sélectionner les événements à très faible section efficace et signature remarquable, typiquement ceux produisant un boson de Higgs (Figure 3.2). Lors du test sous faisceau réalisé en 2004 combinant les différents détecteurs présents dans une tranche de la partie tonneau d'ATLAS, une première mise à l'épreuve de la chaîne complète du déclenchement a pu être effectuée avec succès [47].

Le premier niveau de sélection (LVL1) s'appuie sur une granularité grossière du spectromètre à muons et du système calorimétrique ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ). Le détecteur interne ayant un nombre de canaux trop grand n'est pas considéré à cette étape de la sélection. Les signatures recherchées sont des muons de grande impulsion transverse<sup>7</sup> et des grands dépôts d'énergie dans le système calorimétrique ( $|\eta| < 5$ ), signalant la présence d'électrons, de photons et/ou de jets de grande impulsion transverse. Pour les deux premiers cas, ainsi que pour la décroissance hadronique des leptons  $\tau$ , un critère d'isolation peut être appliqué. Ceci est illustré sur la Figure 3.19 pour les électrons et les photons. Enfin, en utilisant toute l'information calorimétrique l'énergie transverse totale et manquante peut être calculée et utilisée comme une signature. Le système peut fonctionner jusqu'à 100 Hz et sa modularité (valeur des coupures ajustables et possibilité de combiner plusieurs signatures) permettra de faire respecter cette limite. Un temps de latence de 2.2  $\mu$ s au maximum (80 croisements de faisceau) est nécessaire pour la prise de décision du LVL1 et l'identification du croisement de paquets cor-

7. Les seuils en  $p_T$  appliqués sont divisés en deux catégories : trois seuils bas entre 6 et 10 GeV où seules les deux premières stations sont touchées et trois seuils hauts, entre 10 et 35 GeV, où la troisième station est aussi touchée.

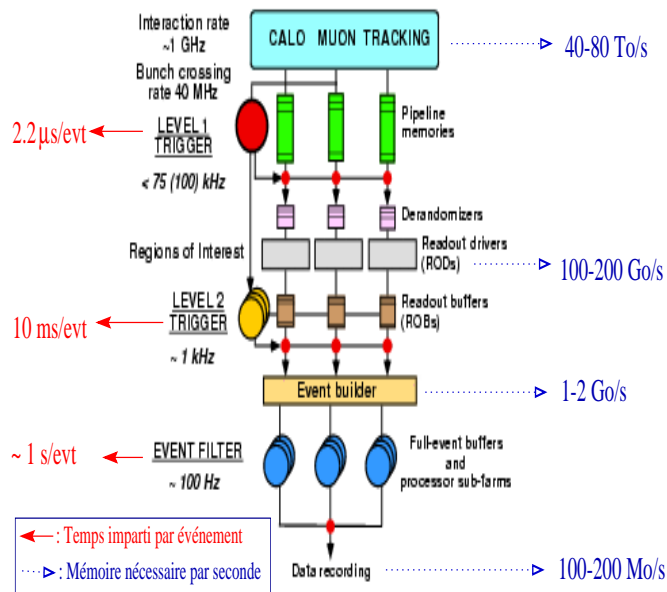


FIG. 3.18 – Schéma général du déclenchement dans ATLAS.

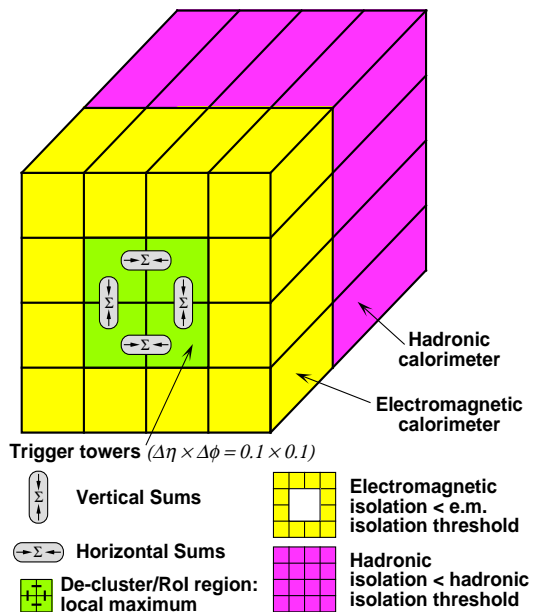


FIG. 3.19 – Schéma du déclenchement de niveau 1 pour les électrons.

respondant à l'événement traité. Pendant ce temps, l'information de chaque canal est stockée dans les mémoires de l'électronique frontale. Si l'événement est accepté, cette information est transmise à l'électronique de lecture, située dans une salle au niveau du détecteur, et stockée dans une mémoire tampon (ROB) en attente de la décision du deuxième niveau.

La décision du deuxième niveau utilise toute la granularité des régions préselectionnées par le LVL1, en incluant le détecteur interne. Grâce à la réduction de la quantité d'information traitée (seuls quelques pourcents de l'événement total sont analysés), la décision sur l'événement est connue après 10 ms. Une réduction du flux d'événements par un facteur 100 est également obtenue. La dernière étape, appelée filtre d'événements, doit encore réduire d'un facteur 10 le flux de données. A ce niveau, toute l'information du détecteur est utilisable, y compris les constantes de calibration, d'alignement et la carte du champ magnétique. La sélection se base sur l'utilisation simplifiée des algorithmes utilisés hors-ligne et les événements retenus sont directement écrits sur bande avec une fréquence de 100 Mb/s.

Le flot continu de 100-200 Mb/s de données (1 PBytes de données par an) provenant du détecteur et le très grand nombre de collaborateurs d'ATLAS (2000 personnes dans le monde) peuvent compliquer voire empêcher une analyse rapide et cohérente des données. ATLAS a donc mis en place un modèle de calcul pour tenter de tenir compte au mieux de ces deux contraintes [48]. Il se base sur la technologie de Grille, développée au CERN, qui permet un accès coordonné à une centaine de centres de calcul régionaux pour le stockage des données et la puissance de calcul. Pour l'adapter au mieux aux besoins d'ATLAS, des simulations de grande ampleur sont régulièrement menées [49, 50]. En coordination avec les différents groupes de physique, elles permettent de préparer au mieux cette phase clé de la réussite de l'expérience.

## Chapitre 4

# Le calorimètre électromagnétique bouchon

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [28] consiste en un assemblage d'absorbeurs de plomb d'épaisseur constante et d'électrodes, ces deux éléments étant pliés en forme d'accordéon. L'espace entre ces deux composantes, appelé *gap* dans la suite, est rempli d'argon liquide (LAr) et permet la dérive des électrons d'ionisation sous la haute tension (HT). Le calorimètre est composé de trois parties, un cylindre (tonneau) fermé par deux roues (bouchons) qui permettent une couverture angulaire pour la région  $|\eta| \leq 3.2$ . Dans la zone de précision correspondant à la couverture angulaire du détecteur interne  $|\eta| < 2.5$ , le but est d'obtenir un ensemble homogène pour la mesure des électrons et des photons, c'est-à-dire principalement une résolution en énergie avec un terme d'échantillonnage intrinsèque de 10% et un terme constant  $< 0.7\%$ . Cette dernière contrainte demande un contrôle de chaque élément du calorimètre lors de la production et de l'assemblage, une maîtrise de la reconstruction de l'énergie (calibration, reconstruction du signal, diverses corrections) et finalement une grande stabilité du milieu de détection (argon très pur, contrôle des fluctuations de la température dans le cryostat, ...). Il représente donc le véritable enjeu des années de production et de validation du calorimètre.

Pour obtenir ce résultat dans la partie bouchon, une procédure analogue à celle du tonneau doit être employée en y incluant les spécificités du bouchon, liés à une géométrie plus complexe que celle du tonneau à cause de sa position à petit angle (section 4.1). Les différentes étapes de la construction jusqu'à la qualification des modules et des roues sont décrites en insistant sur les mesures prises pour réduire le terme constant global et local de la résolution en énergie (section 4.2). Lors de la mise sous faisceaux, le fonctionnement du détecteur a été testé et validé dans des conditions similaires à celles qui prévaudront dans ATLAS. Ceci a donc permis une évaluation réaliste des performances intrinsèques du calorimètre, notamment sa résolution en énergie, en position et sa non-uniformité globale (section 4.3). Finalement, une stratégie pour leur mise en œuvre du calorimètre EM avec les données du LHC est présentée (section 4.4).

Dans un premier temps, mon travail a consisté à coordonner les tests à froid et sous faisceaux des modules bouchon (des premiers prototypes aux modules finaux). J'ai ensuite participé à l'analyse des données de ces tests pour valider/modifier les choix initiaux et établir les performances du détecteur. Après l'assemblage des modules en roue (que j'ai validé électriquement), j'ai mesuré les caractéristiques de la chaîne électronique pour améliorer la reconstruction du signal. Enfin, je participe à la mise en œuvre du détecteur (analyse des muons cosmiques) et prépare la compréhension du calorimètre dans la première phase des collisions du LHC (événements de biais minimum).

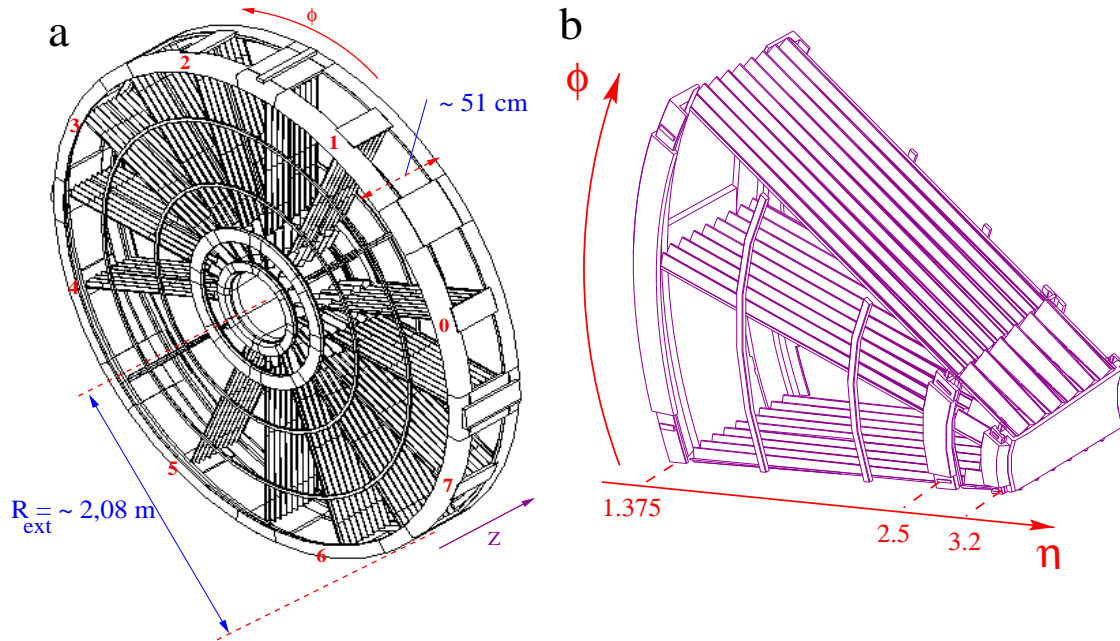


FIG. 4.1 – a) Schéma de l'une des roues du bouchon du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Seuls quelques absorbeurs sont représentés. Les numéros indiqués correspondent aux différents modules. b) Schéma de l'un des 16 modules du calorimètre bouchon.

## 4.1 Spécificités du calorimètre bouchon

Le calorimètre électromagnétique bouchon est une composante singulière de la calorimétrie dans ATLAS et peut être vu comme une extension de la partie tonneau jusqu'à  $|\eta| < 2.5$ , permettant d'augmenter la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique en  $\eta$  d'un facteur 2. Le bouchon joue donc un rôle important, d'autant plus grand que les électrons et les photons dans l'état final sont nombreux. Le principal prix à payer pour cette extension vient des complications engendrées par l'adaptation de la géométrie du tonneau au bouchon (section 4.1.1). La position à petit angle du calorimètre bouchon dans l'expérience ATLAS donne également des contraintes spécifiques liées à la plus grande activité hadronique (section 4.1.2).

### 4.1.1 Spécificités liées à la conception

La principale difficulté de conception du calorimètre électromagnétique bouchon (EMEC) est d'adapter la géométrie en accordéon, à gap et haute tension constantes, conçue pour le tonneau. Pour assurer une réponse uniforme en fonction de l'angle azimutal  $\phi$ , l'épaisseur absorbeur+argon liquide traversée par les particules doit être constante en  $\phi$ . Ceci implique que, contrairement au tonneau, les absorbeurs sont placés radialement comme les rayons d'une roue de vélo tandis que les sommets et les creux de l'accordéon sont parallèles aux faces avant et arrières de la roue et progresse en profondeur ( $z$ ), comme le montre la Figure 4.1.



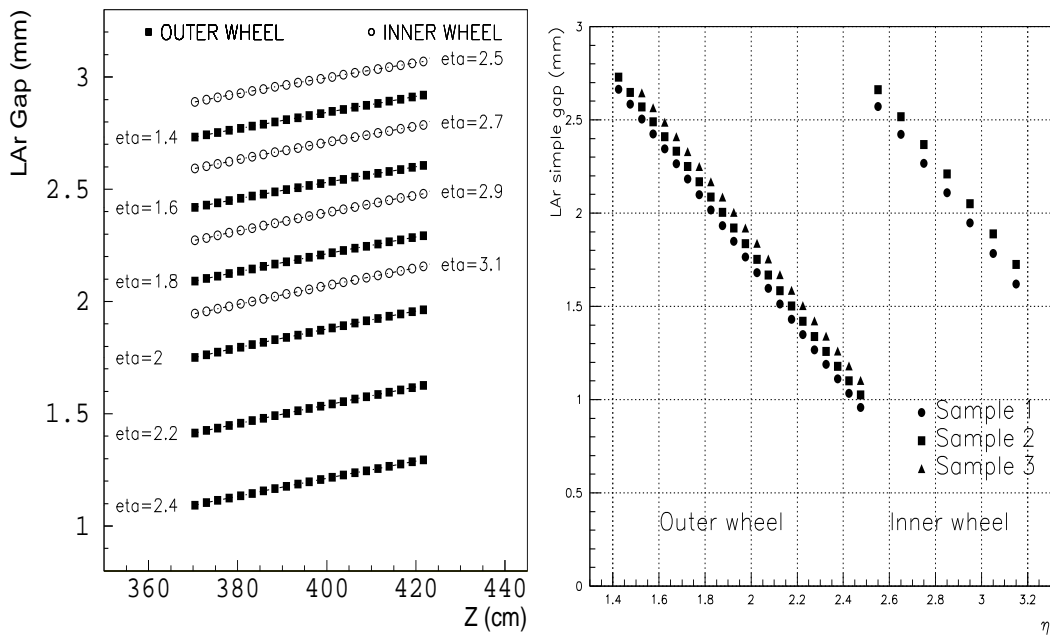


FIG. 4.2 – Variation du gap dans le bouchon du calorimètre électromagnétique. Gauche : en fonction de la profondeur  $z$  pour différentes position en  $\eta$ . Droite : en fonction de  $\eta$ .

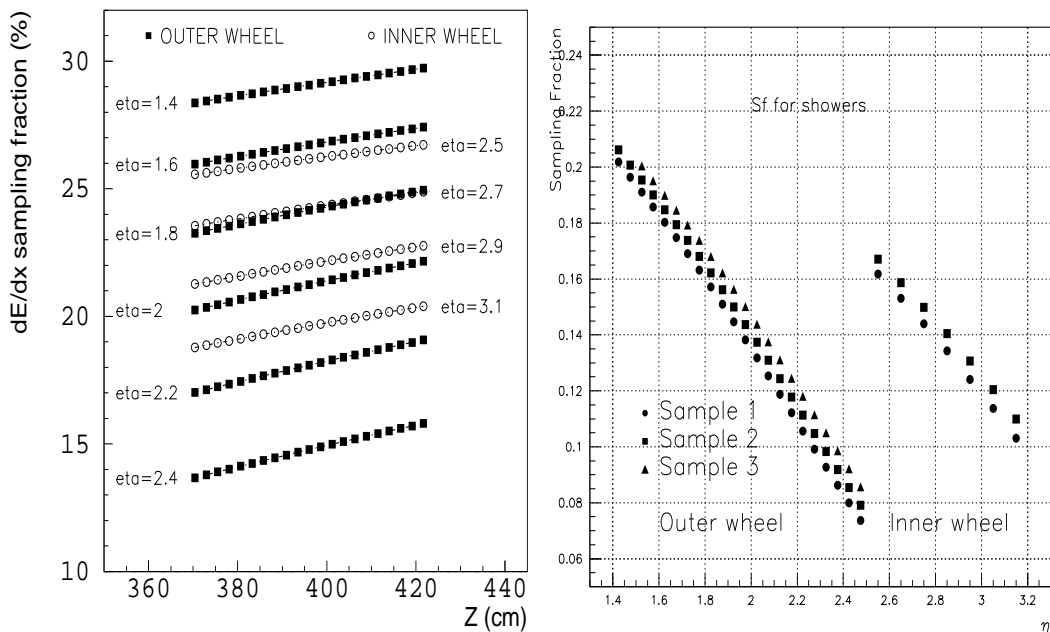


FIG. 4.3 – Gauche : Variation de la fraction d'échantillonnage d'une particule au minimum d'ionisation en fonction de la profondeur  $z$ . Droite : Variation de la fraction d'échantillonnage calculée pour les gerbes électromagnétiques des électrons en fonction de  $\eta$ .



Les conséquences sont:

- la diminution du gap d'argon liquide ( $g$ ) et du rapport d'échantillonnage<sup>1</sup> ( $f_{samp}$ ) avec  $\eta$  comme le montre la Figure 4.2 et 4.3 droite. Les variations de  $f_{samp}$  et de  $g$  se compensent partiellement. On peut donc fixer la vitesse de dérive ( $v_d$ ) en calculant une valeur du champ électrique ( $E_{field}$ ), et donc de la haute tension ( $U$ ) capable d'assurer une réponse du détecteur ( $S$ ) globalement indépendante de  $\eta$  [33] :

$$S \sim \frac{f_{samp}}{g} v_d \sim \frac{f_{samp}}{g} E_{field}^b \sim \frac{f_{samp}}{g^{1+b}} U^b, b = cte \quad (4.1)$$

C'est ce que montrent les ronds vides de la Figure 4.4. Il est cependant techniquement impossible de faire varier continuellement la valeur de  $U$  le long de  $\eta$ . Une haute tension variant par secteur en  $\eta$  a donc été choisie pour obtenir un champ électrique moyen de 1kV/mm par secteur (triangles pleins de la Figure 4.4). Malgré cette compensation partielle de la variation du gap, ce calorimètre est naturellement non-uniforme en  $\eta$ . Cet effet devra être corrigé lors de l'analyse des données.

- l'augmentation du gap d'argon liquide et du rapport d'échantillonnage avec la profondeur ( $z$ ) pour un  $\eta$  donné comme le montre les Figure 4.2 et 4.3 gauche. Cet effet est du second ordre par rapport à la variation en  $\eta$  et ne pourra pas être corrigé. Comme le calorimètre est segmenté longitudinalement, cet effet sera moyenné dans chaque compartiment.
- la variation continue de l'amplitude des ondes de l'accordéon en fonction du rayon avec un absorbeur à épaisseur constante [51]. Ceci implique un contrôle très strict de la géométrie des absorbeurs pour minimiser la non-uniformité locale. Pour des raisons techniques, l'angle de pliage doit être compris entre 60° et 120° ce qui a conduit à diviser chaque roue en deux roues coaxiales (appelée roue externe et roue interne), délimitée par une frontière à  $\eta = 2.5$ . L'espace entre ces deux roues est environ de 3 mm.

Ce schéma final est la conséquence des enseignements tirés lors des campagnes de tests avec des prototypes (1992-1996) [53] et d'un long effort d'optimisation des performances du calorimètre à l'aide d'une simulation détaillée de sa géométrie [33]. Pour vérifier ses conclusions et corriger les éventuelles erreurs de conception, un module de pré-production (appelé Module 0 dans la suite) a été construit en 1999 et testé sous faisceaux avant le démarrage de la production des modules finaux en 2001.

## 4.1.2 Spécificités liées à la physique

Dans la plupart des analyses de physique, les coupures effectuées pour identifier les électrons/photons se font sur l'impulsion transverse. En considérant une coupure sur l'impulsion transverse d'un électron  $p_T > 10$  (20) GeV, on obtient une énergie  $E > 25$ -60 (50-120) GeV dans le calorimètre bouchon, supérieure en moyenne d'un facteur 3 à celle déposée dans le tonneau. Le terme constant de la résolution en énergie, Equation (3.2), sera donc dominant pour les électrons/photons reconstruits dans le calorimètre bouchon.

1. Ce rapport est calculé pour les gerbes électromagnétiques d'un électron et s'écrit  $f_{samp} = E_{LAR}^{el} / (E_{LAR}^{el} + E_{PB}^{el})$ . Une comparaison avec la fraction d'échantillonnage calculée pour une particule au minimum d'ionisation (muon) est proposée sur la Figure 4.3.

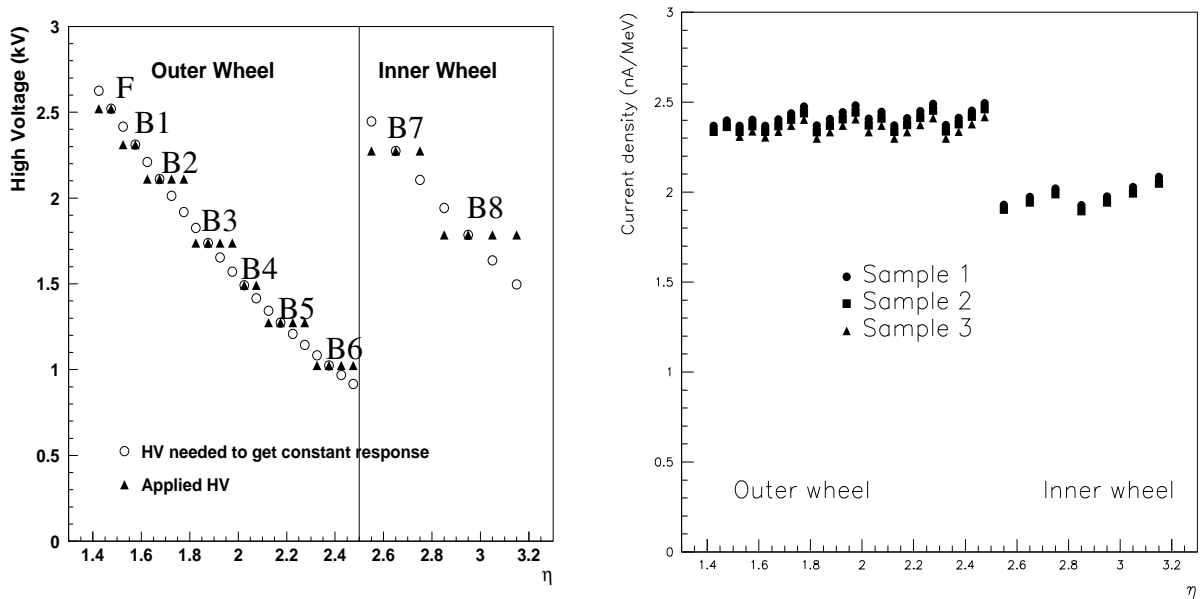


FIG. 4.4 – Gauche : Variation de la haute tension, en fonction de  $\eta$  pour une réponse uniforme du calorimètre (ronds vides) et pour les valeurs appliquées par secteurs dans l'argon liquide (triangles pleins). Droite: Variation de la réponse du calorimètre en nA/MeV en fonction de  $\eta$  après l'application de ces valeurs. Ces résultats sont obtenus avec une simulation GEANT3 [52] du détecteur.

Peut-être plus encore que pour le tonneau, la compréhension et la réduction des facteurs de non-uniformité à toutes les étapes de la construction et de qualification des modules (section 4.2) et de la reconstruction de l'énergie (section 4.3) sont donc cruciales pour minimiser le terme constant de la résolution en énergie. Dans le cas du bouchon, cette tâche est compliquée par la géométrie: les principaux paramètres utilisés pour reconstruire le signal de physique comme la valeur de la haute tension, la taille du gap et le rapport d'échantillonnage, la capacité électrique et la surface des cellules, varient d'un facteur 2 à 3 suivant  $\eta$ . La variation de la capacité et la surface des cellules vient de la nécessité d'avoir une segmentation en  $\eta - \phi$  constante et similaire à celle du tonneau pour pouvoir isoler les gerbes électromagnétique de l'environnement hadronique. La variation de la capacité est l'une des spécificités du bouchon par rapport au tonneau, où la valeur de la capacité est constante dans les régions  $|\eta| < 0.8$  et  $0.8 < |\eta| < 1.3$  [28].

## 4.2 Construction et qualification du calorimètre bouchon

Chacun des bouchons est composé de huit modules identiques dont la construction s'est étalée sur trois ans entre 2001 et 2004. Durant cette période chacun de ces modules a été testé dans l'argon liquide (trois modules ont été mis sous faisceaux) où il devait satisfaire aux critères de qualification. Cette section décrit les différentes étapes avant l'acceptation finale du module, en mettant l'accent sur les aspects qui ont un impact direct sur les performances du détecteur.

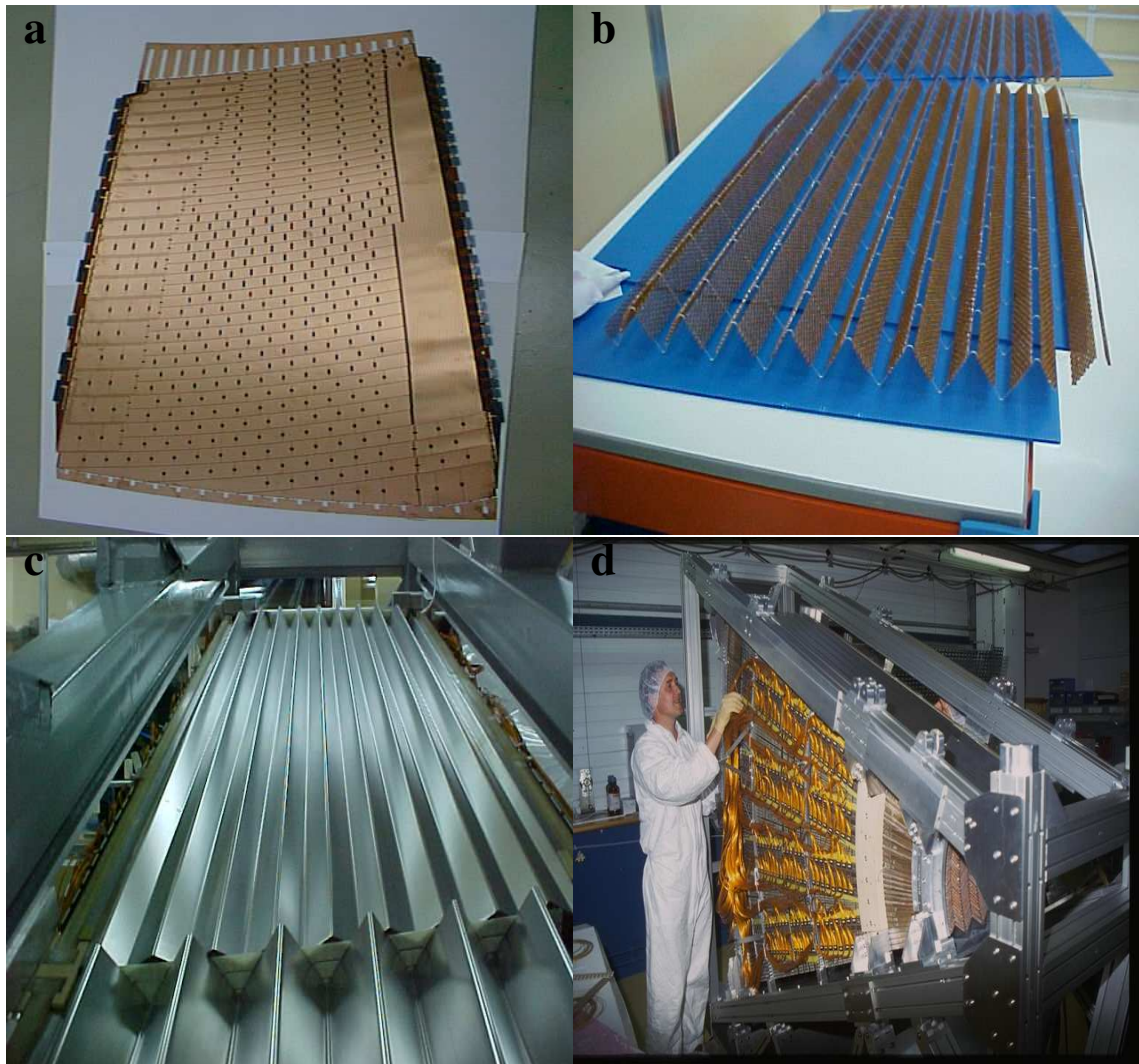


FIG. 4.5 – a) Photographie d'une électrode ( $1 \times 1.5 \text{ m}^2$ ) de la roue externe avant pliage. Les résistances sérigraphiées de la couche externe sont visibles. b) Filets de la roue externe avant le montage. c) Absorbeurs de la roue interne et externe durant l'empilage du module. d) Emmanuel Monnier travaille sur un module du calorimètre après câblage.

#### 4.2.1 Composants : absorbeurs, électrodes, espaceurs

Chaque module représente  $1/8^{\text{ème}}$  de roue et pèse environ trois tonnes. Il est constitué de 96 absorbeurs/électrodes dans la roue externe et de 32 absorbeurs/électrodes dans la roue interne.

Les absorbeurs sont composés de plaques de plomb d'épaisseur constante (1.7 mm pour la roue interne et 2.2 mm pour la roue externe) et de deux couches d'acier inoxydable, collées dessus qui assure la rigidité et une surface lisse pour la haute tension. Ces absorbeurs sont pliés en forme d'accordéon et comptent neuf vagues dans la roue externe et six dans la roue interne. L'angle de pliage augmentent continûment avec  $\eta$ . Deux barreaux transverses et longitudinaux sont rajoutés pour renforcer la rigidité de l'absorbeur et faciliter son positionnement lors du montage. Les spécifications concernant l'épaisseur de chaque absorbeur ont été établies pour que leurs contributions à la non-uniformité locale et globale soient inférieures à 0.3% [33]. Les

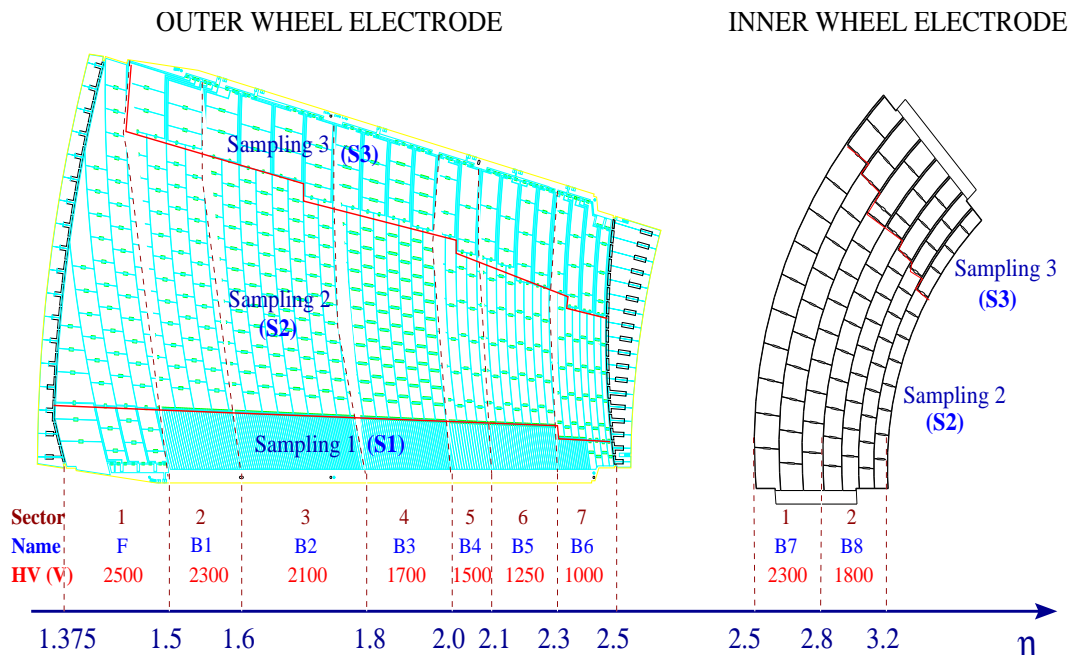


FIG. 4.6 – Schéma des électrodes de la roue externe (à gauche) et de la roue interne (à droite). Les compartiments ainsi que les zones haute tension sont indiquées.

mesures effectuées avec une technique à ultra-sons [54] sont en dessous du cahier des charges, donnant une contribution de 0.1-0.2% au terme constant global de la résolution en énergie [55].

Les électrodes (Figure 4.5a) sont des circuits imprimés flexibles pliés avec la même géométrie que les absorbeurs [56]. Elles sont composées de 3 couches en cuivre isolées par deux feuilles de Kapton polyimide : les couches les plus externes délivrent la haute tension aux gaps d'argon liquide, alors que la face interne permet de recueillir le signal par couplage capacitif. Pour chaque couche, les tours sont projectives en  $\eta$  et segmentées en 3 compartiments longitudinaux, appelés par la suite S1, S2 et S3 en fonction de  $z$  (Figure 4.6). Dans la région  $1.5 < \eta < 2.5$ , le premier compartiment est finement segmenté pour permettre une séparation entre les photons et les  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  et se termine après environ 4 longueurs de radiation ( $X_0$ ), alors que le deuxième qui contient la majorité de la gerbe électromagnétique s'arrête après  $22 X_0$ . Enfin le troisième compartiment rajoute entre 4 et  $12 X_0$  suivant  $\eta^2$ . Deux aspects peuvent avoir des conséquences sur la non-uniformité du calorimètre : *i*) La valeur de la résistance des pavés d'encre noirs utilisés pour réduire la diaphonie entre canaux voisins, protéger l'électronique de lecture contre des décharges dans l'argon liquide et diminuer l'influence des événements d'empilement à haute luminosité. Avec une valeur de  $1 M\Omega$ , la contribution au terme constant est négligeable [56]. *ii*) le routage des canaux de la couche interne vers les connecteurs via des pistes où des différences sur les valeurs d'inductance peuvent amener des non-uniformités en  $\eta$ . Dans la région  $1.6 < \eta < 2.4$  leur valeur a été gardée constante autour de 17 nH.

Les espaceurs, bandes de nids d'abeille (Figure 4.5b), permettent de garder l'électrode centrée entre les absorbeurs et sont posés sur les parties plates de l'accordéon. Leur épaisseur ( $e$ ) varie continuellement en  $\eta$  de 3 mm à moins d'1 mm et permet de définir le gap d'argon liquide. La

2. La roue interne contient seulement deux compartiments longitudinaux séparés après  $22X_0$ .

Roue	secteur en $\eta$	S1	S2	S3
Externe	[1.375,1.425]	$0.050 \times 0.1$	$0.050 \times 0.025$ (5.5 $\times$ 5)	–
	[1.425,1.5]	$0.025 \times 0.1$	$0.025 \times 0.025$	–
	[1.5,1.8]	$\sim 0.003 \times 0.1$	$0.025 \times 0.025$ (4.3 $\times$ 4.1)	$0.050 \times 0.025$
	[1.8,2.0]	$\sim 0.004 \times 0.1$	$0.025 \times 0.025$	$0.050 \times 0.025$
	[2.0,2.4]	$\sim 0.006 \times 0.1$	$0.025 \times 0.025$ (2.1 $\times$ 2.2)	$0.050 \times 0.025$
	[2.4,2.5]	$0.025 \times 0.1$	$0.025 \times 0.025$	$0.050 \times 0.025$
Interne	[2.5,3.2]	–	$0.1 \times 0.1$ (4.0 $\times$ 4.4)	$0.1 \times 0.1$

TAB. 4.1 – Granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  des cellules de la roue externe et interne du calorimètre. Pour S2 la taille d'une cellule moyenne dans la zone considérée en  $\text{cm}^2$  est indiquée entre parenthèses.

région proche de  $\eta = 2.5$  présente les gaps les plus petits (0.7 mm) et une attention particulière a été portée pour diminuer les risques liés à la haute tension dans cette zone. De façon générale, des tolérances très strictes sont appliquées sur ces épaisseurs ( $-250\mu\text{m} < \Delta e < 50\mu\text{m}$ ) pour minimiser leur contribution à la non-uniformité en  $\phi$ . Malgré ces efforts une non-uniformité résiduelle a été constatée avec les données des tests sous faisceaux (section 4.3.5).

## 4.2.2 Assemblage, câblage et tests des modules

L'empilage des absorbeurs et des électrodes est réalisé dans une salle propre par les instituts CPPM de Marseille et UAM de Madrid. Cette opération dure environ 1 mois 1/2. La structure mécanique sur laquelle est réalisée l'empilage est conçue pour minimiser les déformations. Lorsqu'un gap est formé, absorbeur - espaceur - électrode - espaceur - absorbeur (Figure 4.5c), la hauteur relative des ondes du dernier absorbeur est contrôlée pour s'assurer de l'absence de foisonnement lié au montage, facteur potentiel de non-uniformité en  $\phi$ . La variation relative du gap au milieu de l'absorbeur ne doit pas excéder 0.5 mm. La tenue en haute tension du gap est également vérifiée ainsi que le bon état des résistances sérigraphiées et des connecteurs des deux couches haute tension de l'électrode.

Une fois le montage du module terminé, un test de tenue générale à la haute tension est réalisé. En cas d'apparition de problèmes un démontage partiel peut être effectué pour les résoudre. Une mesure de la capacité des cellules, menée juste après, a permis de montrer une bonne reproductibilité entre modules [57]. Le module est ensuite câblé, c'est-à-dire que des cartes multi-couches sont posées sur les connecteurs des électrodes de manière à donner au détecteur sa granularité définitive (Table 4.1) et amener la calibration et la haute tension. Ce sont les seuls composants électroniques qui fonctionnent à la température de l'argon liquide. Les premières cartes, appelées cartes sommatriques, font la sommation des signaux en  $\phi$ : 12 électrodes adjacentes sont sommées pour S1, 3 pour S2 et S3 dans la roue externe, et 4 dans la roue interne. Au total il y a 3888 cellules par module. Les deuxièmes cartes, appelées cartes mères, sont enfichées dans les cartes sommatriques et permettent le routage du signal et de la calibration à travers des réseaux de résistances à très faible dispersion ( $< 0.1\%$ ). Enfin les troisièmes cartes, appelées cartes HT, distribuent la haute tension dans des secteurs en  $\phi$  de 24 électrodes dans la roue externe et 8 dans la roue interne. Elles alimentent séparément les deux

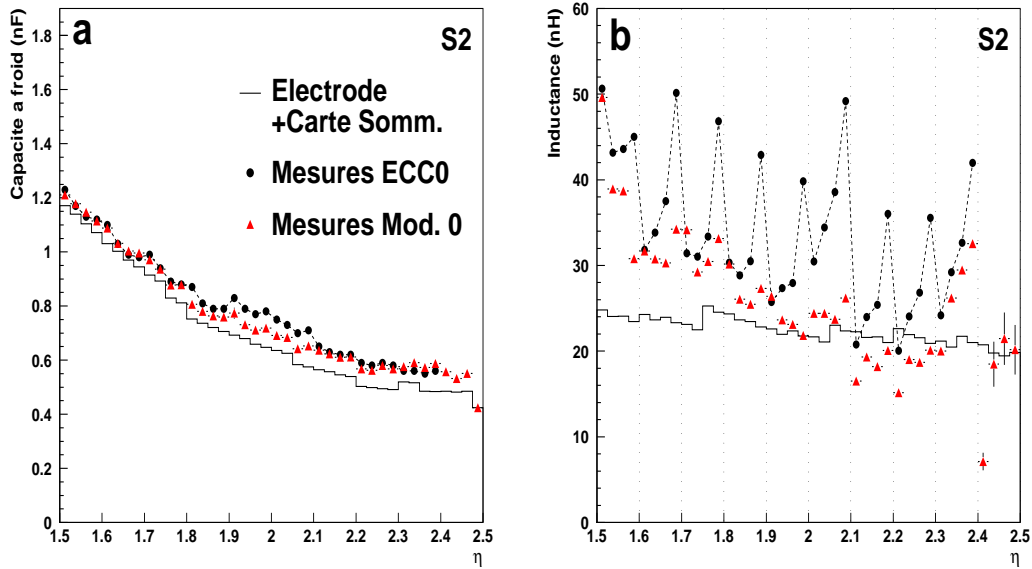


FIG. 4.7 – a) Capacités à froid et b) inductances mesurées sur les cartes sommatriques pour un  $\phi$  du Module 0 (ronds) et pour une moyenne de tous les  $\phi$  des modules de production (triangles). L’histogramme représente les valeurs attendues pour les capacités et les inductances en sommant la contribution de l’électrode et des cartes sommatriques. Sur b) les lignes verticales représentent les séparations entre les cartes sommatriques.

deuxièmes entourant l’électrode, ce qui permet une redondance en cas de problème sur la haute tension. La Figure 4.5d montre la partie avant du module bouchon, où l’on peut distinguer ces différentes cartes. Le câblage du module se finit par la pose des harnais de câbles (orange sur la Figure 4.5d) qui seront connectés aux traversées du cryostat. Leur impédance caractéristique est calculée pour réduire la contribution venant du bruit.

Des mesures de capacité et d’inductance ont été réalisées à l’aide d’un RLC-mètre au niveau des cartes sommatriques [57]. La Figure 4.7 montre une comparaison entre les valeurs mesurées et les valeurs attendues<sup>3</sup> en fonction de  $\eta$  pour le Module 0 et un des modules de production. Pour ces derniers, un accord à  $\pm 10\%$  est obtenu entre les mesures et les valeurs calculées dans la région  $1.6 < \eta < 2.4$ . La décroissance continue de la capacité en fonction de  $\eta$  reflète la variation du gap et de la taille des cellules. Une claire différence apparaît pour l’inductance entre le Module 0 et le module de production, particulièrement pour la quatrième cellule de chaque carte sommatrique. Elle peut être expliquée par une absence de contact de masse sur l’électrode et sur la carte sommatrique. Ces erreurs ont été réparées sur les modules de production, ce qui explique la moins grande dispersion de l’inductance.

3. Les calculs incluent les capacités à la masse et les capacités de couplage entre cellules voisines en  $\eta$ .



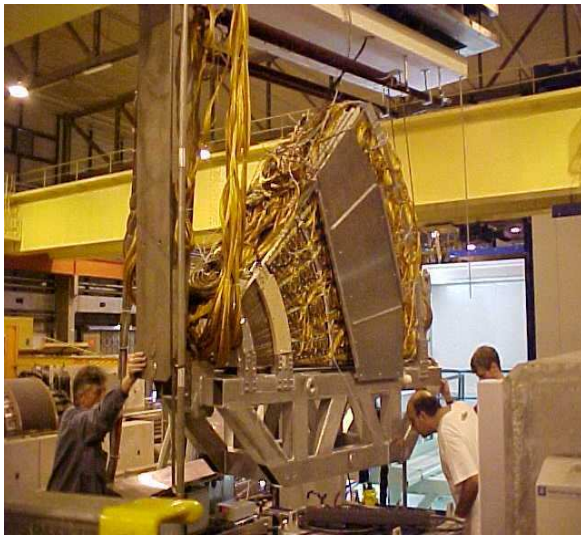


FIG. 4.8 – Entrée d'un module dans le cryostat de test.

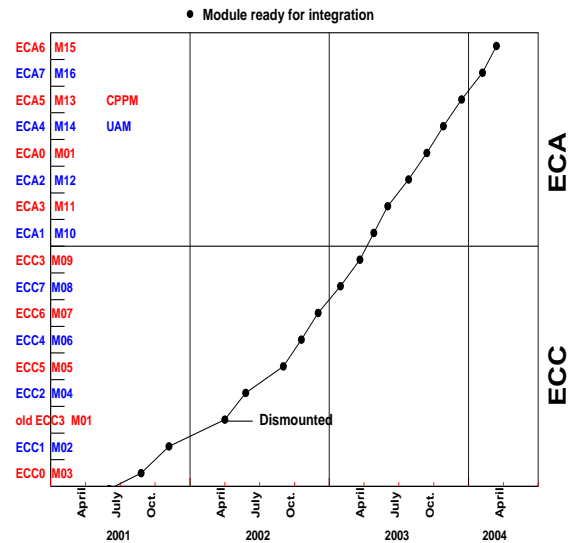


FIG. 4.9 – Programme des tests à froid des modules du calorimètre électromagnétique bouchon.

### 4.2.3 Qualification des modules à la température de l'argon liquide

Le module câblé est déposé sur un support qui permet de le transporter au CERN pour vérifier son bon fonctionnement (tenue à la haute tension et continuité du signal de physique et de calibration) à la température de l'argon liquide, En cas de résultat positif, le module est qualifié pour l'assemblage dans la roue.

Le cryostat de l'expérience NA31 [58] a été modifié pour installer une électronique identique à celle d'ATLAS et connecté au système utilisé par la communauté de l'argon liquide d'ATLAS [59]. Un test complet dure environ un mois divisé en 5 périodes d'une semaine : *i*) réception, câblage aux harnais haute tension et signal du cryostat, tests à chaud et insertion du module dans le cryostat (Figure 4.8), *ii*) refroidissement à l'azote liquide avec une pente de 2K par heure puis remplissage du cryostat avec de l'argon liquide d'une pureté inférieure à 0.1 ppm O<sub>2</sub> équivalent, *iii*) test à froid durant lequel la pression de l'argon est contrôlée à quelques pour mille pour assurer une valeur constante de la température autour de 88K, *iv*) vidange et réchauffage et *v*) tests à chaud, et envoi dans la salle d'assemblage de la roue si le module est qualifié. Dans le cas contraire, le module est retourné dans le laboratoire de montage (ce fut le cas pour un module). Une vue complète de ce programme, étalé sur trois ans, est proposé sur la Figure 4.9. La période un peu chaotique de juillet 2001 à septembre 2002, où seuls quatre modules ont été testés, s'explique par la mise en route dans les centres de production.

Le test à la haute tension s'effectue par groupe d'électrodes de 24 (16) pour la roue externe (interne), ce qui correspond à la segmentation des cartes HT (voir section 4.2.2). Avant son entrée dans le cryostat, un test est effectué avec les valeurs de haute tension prévues dans l'argon liquide (Figure 4.4) divisées par 2. Cela permet d'identifier et d'éventuellement de résoudre

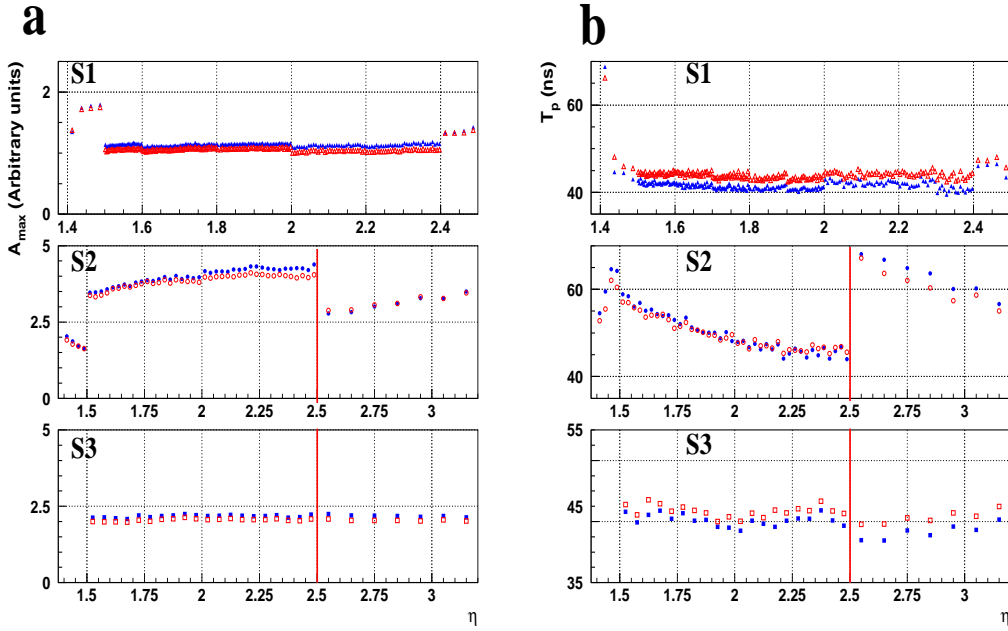


FIG. 4.10 – Valeurs de référence pour l’amplitude maximum de la réponse,  $A_{max}$  (a) et le temps de montée du signal,  $t_p$  (b) en fonction de  $\eta$  pour les 3 compartiments du calorimètre. Les ronds ouverts (fermés) donnent les valeurs à chaud (froid).

des problèmes survenus lors du transport. Le test à la température de l’argon liquide s’effectue aux valeurs nominales et les problèmes détectés sont résolus, quand cela est possible, une fois le module sorti du cryostat. Cela consiste le plus souvent à isoler le demi gap de l’électrode fautive en l’alimentant séparément de son groupe d’électrodes pour réduire l’uniformité du détecteur. Les modules possédant moins de deux court-circuits sur un secteur HT et moins de trois court-circuits sur une électrode isolée à la température de l’argon liquide sont qualifiés pour l’assemblage dans la roue. La plupart des problèmes de haute tension survient dans les zones du module situées à grand et à petit rayon ( $\eta \sim 1.4$  et  $\eta \sim 3.2$  respectivement) où des poussières peuvent plus facilement s’introduire, ou dans la zone à plus petit gap ( $\eta \sim 2.5$ ).

Le test des canaux de sortie du signal et d’injection de la calibration s’effectue à l’aide un banc de test dédié [57]. Il permet une vérification complète de la continuité électrique, du câblage ainsi que de la forme du signal de sortie de chaque cellule à chaud et à froid. Le test consiste à envoyer un signal de calibration (20V d’amplitude et de 2ns de temps de montée) dans chaque cellule, qui est vue comme une capacité à travers les cartes de l’électronique froide, et d’enregistrer sa réponse. La mise en forme du signal, analogue à celle de l’électronique d’ATLAS (section 4.3.1), est effectuée hors ligne. L’amplitude maximale du signal mis en forme,  $A_{max}$ , et le temps de montée,  $t_p$ , typiques pour chaque cellule sont montrés sur la Figure 4.10 en fonction de  $\eta$ , à chaud et à froid (la sensibilité du test est d’environ 100 pF). Ces grandeurs dépendent de la valeur de la capacité de la cellule et de la sensibilité du test permet d’observer ces variations en fonction de  $\eta$ , dans S2 notamment.

Les canaux problématiques sont ceux qui possèdent une valeur s’écartant de 10% par rapport à la référence. Ils se répartissent en quatre catégories: *i*) canal mort causé par un câble



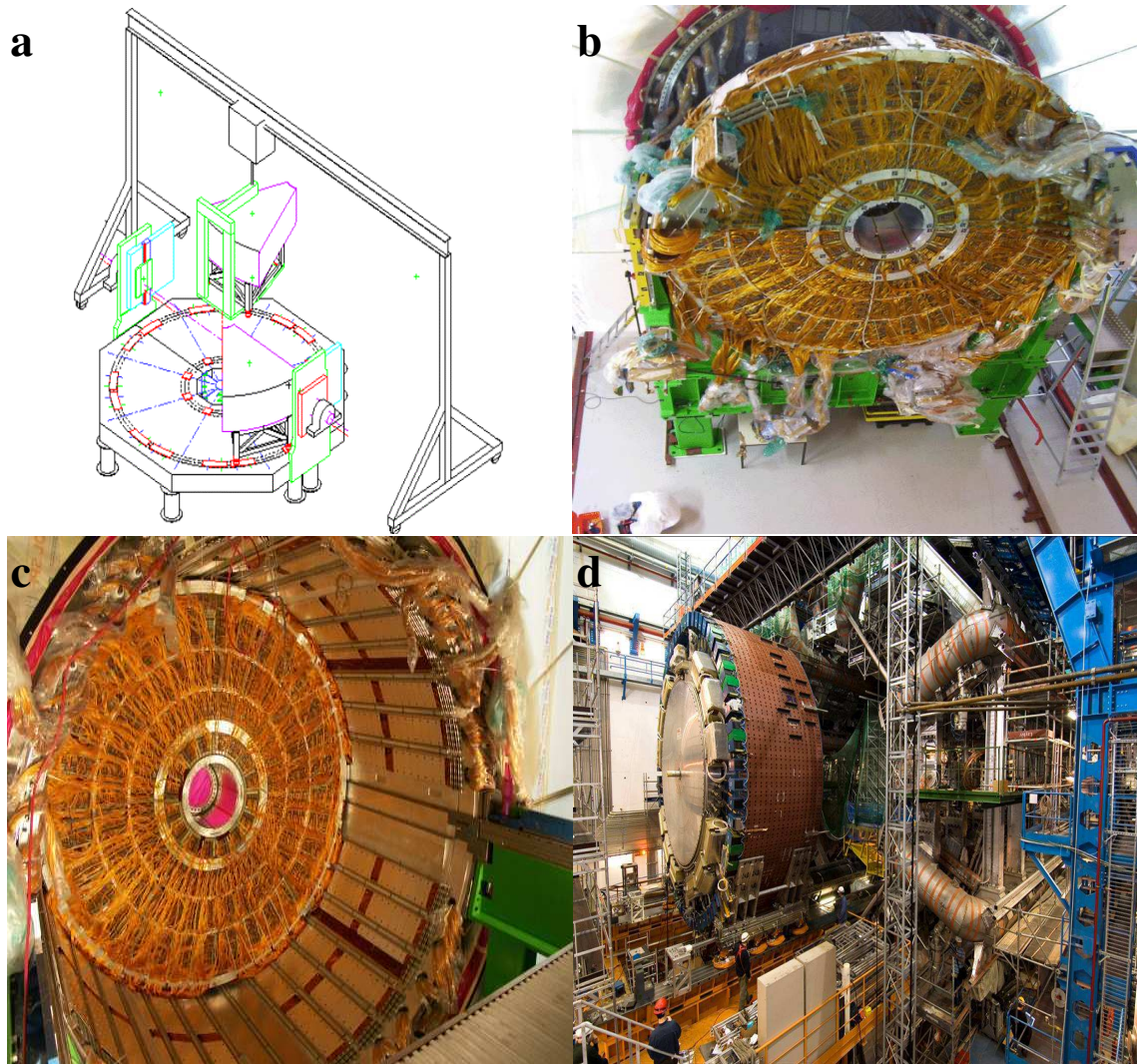


FIG. 4.11 – a) Schéma montrant l'assemblage de la roue du calorimètre bouchon. b) Vue de la roue après retournement. c) Une roue du calorimètre dans son cryostat. d) Le cryostat bouchon entouré du calorimètre hadronique à tuiles avant son insertion dans ATLAS.

de signal ou de calibration coupé, un court-circuit entre signal et masse, *ii*) canal avec un faible  $A_{max}$  et grand  $t_p$  à cause d'une plus grande capacité que celle attendue. Cela peut être causé par la présence d'un problème HT, d'une électrode ou d'une carte d'électronique froide défectueuse, *iii*) canal avec un grand  $A_{max}$  et un faible  $t_p$  à cause d'une capacité plus faible qu'attendue lié à un mauvais enfoncement des cartes de l'électronique froide et *iv*) canal avec un grand  $A_{max}$  et  $t_p$  lié à l'absence du retour de masse sur le câble signal. Si la cause de ces problèmes est identifiée, ces problèmes sont résolus lors de la sortie du module du cryostat. Après réparation de ces problèmes, le module est qualifié s'il possède au maximum une cellule morte par compartiment.

#### 4.2.4 Qualification des roues à la température de l'argon liquide

Une fois qualifié, chacun des 8 modules de la roue est amené dans une salle propre et assemblé mécaniquement au précédent module (Figure 4.11a) pour former une roue. Mise en

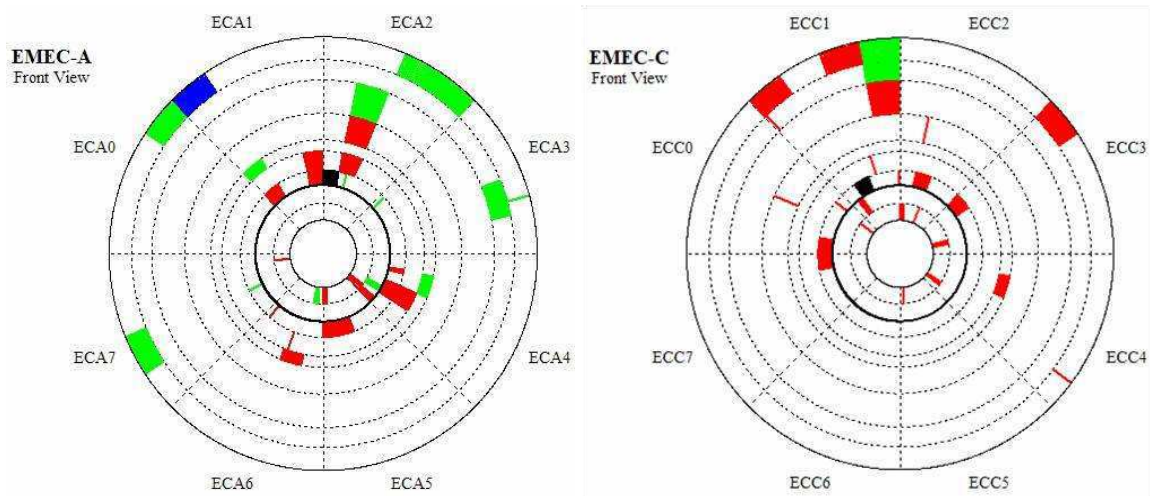


FIG. 4.12 – Cartographie de la haute tension après les tests à froid des deux roues du calorimètre. Les zones rouges correspondent à un court-circuit sur un côté d’une électrode ou d’un secteur haute tension, et les noires sur les deux côtés. Les secteurs où la haute tension nominale n’a pu être atteinte sont montrés en vert et en bleu.

position verticale à l’aide d’un rotateur conçu à cet effet, cette roue est amenée devant l’entrée du cryostat d’ATLAS (Figure 4.11b). Les déformations maximales du calorimètre, mesurées après le retournement, sont de 2 mm dans la partie externe de la roue et 0.1 mm dans la partie interne, en accord avec le calcul par éléments finis. Les longues opérations finales de câblage et de tests (2 mois) sont ensuite effectuées. Elles permettent de s’assurer que l’enveloppe externe des câbles sur la partie avant et arrière du module respecte les spécifications, notamment à chaque jonction entre module. Une vérification de la tenue à la haute tension et de la continuité du signal électrique pour chaque cellule (avec la baie des tests au froid) sont effectuées avant l’insertion définitive dans le cryostat, pour réparer les éventuels problèmes causés par la manipulation des câbles. La position finale de la roue dans le cryostat d’ATLAS montre que la position nominale est respectée à 1 mm près. La Figure 4.11c montre la roue avant l’insertion des autres calorimètres (HEC et FCAL) dans le cryostat. Dans la suite, les deux roues du calorimètres s’appellent respectivement A ( $z > 0$ ) et C ( $z < 0$ ).

Avant leur intégration dans l’expérience ATLAS, un test à froid est effectué pour chacune des roues<sup>4</sup>, de manière à vérifier le bon comportement du système cryogénique. Ce test permet aussi de vérifier la bonne tenue en haute tension des deux roues du calorimètre. En effet, même si un contrôle a été effectué après chaque opération, la mise en froid peut modifier la géométrie du détecteur et créer des court-circuits. Les résultats sont montrés sur la Figure 4.12. Environ 15 court-circuits ont été détectés dans chaque roue. Ils sont principalement situés dans la région externe ( $1.4 < \eta < 1.5$ ), plus sensible aux saletés dans le cryostat et dans la zone proche de la jonction entre les deux roues ( $2.4 < \eta < 2.5$ ), où la taille du gap est la plus faible. Ces problèmes affectent soit une électrode, soit un secteur haute tension d’un côté, soit un secteur haute tension des deux côtés. Dans les deux premiers cas, il est possible, en corrigeant simplement l’énergie

4. La descente à froid et remplissage (cf. vidange et réchauffage) du cryostat prend environ 2 (2) mois.

Couche	Nb de cellules	Taux maximum acceptable	Nb maximum accepté	Nb trouvé à chaud	Nb trouvé à froid
PS	1536	0.05%	1	0	1
S1	28544	2/mod.	32	3	4
S2	23424	0.05%	12	2	7
S3	10240	0.05%	5	0	2
Calib.	5952	0.05%	3	2	2

TAB. 4.2 – *Nombre total de cellules signal et calibration, taux maximum de problèmes acceptable et nombre correspondant de cellules mortes pour les deux roues. Les deux dernières colonnes montrent le nombre de cellules mortes observées à chaud et à froid lors des tests des roues.*

mesurée, de retrouver la valeur de l'énergie perdue. Le prix à payer est une dégradation de 30 à 50% de la résolution en énergie et de 20% de l'uniformité dans cette zone [60]. Dans le troisième cas deux secteurs sont concernés, correspondant seulement à 0.2% de l'acceptance totale du détecteur, ce qui constitue un excellent résultat.

Pour chaque roue, la continuité électrique des 31872/2976 cellules de signal/calibration a également été testée et la Table 4.2 résume les résultats obtenus avec les tests à froid. Pour la roue A, 9 cellules mortes ont été détectées et 7 pour la roue C. Ces chiffres sont à comparer avec le nombre de problèmes à chaud qui était de 4 et 3, respectivement. Dans les deux cas, les critères d'acceptation fixés à 0.5 pour mille dans chaque compartiment sont respectés (Table 4.2).

Ce test à froid permet enfin de mesurer certaines caractéristiques de la chaîne d'électronique utilisée pour la reconstruction du signal (section 4.4.1). Cette dernière étape effectuée, les deux cryostats sont descendus dans le puits d'ATLAS (Figure 4.11d), l'électronique finale est installée et le système de calibration mise en œuvre.

### 4.3 Performances des modules du calorimètre bouchon sous faisceaux

En parallèle des tests de qualification de chaque module, plusieurs tests sous faisceaux se sont déroulés soit avec le module de pré-production (Module 0), soit avec des modules de série de la roue C (ECC0, ECC1 et ECC5). Ces tests ont pour but de tester le fonctionnement du calorimètre dans des conditions proches de celles d'ATLAS. Dans le cas du Module 0, ils ont permis de valider les choix techniques, de corriger les erreurs en vue de la production et de procéder à un premier ajustement de la simulation. Dans le cas des modules de production, l'objectif était d'obtenir les performances intrinsèques du détecteur, d'ajuster précisément la simulation pour qu'elle puisse être utilisée dans ATLAS et de mieux comprendre l'échelle d'énergie des électrons pour faciliter le démarrage d'ATLAS. Dans ce dernier cas, ces tests sous faisceaux permettent aussi de s'assurer de la reproductibilité de la réponse de module à module pour contrôler la qualité de la production. Ils sont effectués dans le même cryostat que celui utilisé pour les tests au froid. La différence avec ces derniers vient de l'électronique de lecture

Balayage	Energie									Position
E (GeV)	10	20	40	60	80	100	120	150	180	119
$\frac{\sigma_p}{p}$ (%)	4.1	1.7	1.4	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.08	0.07
$\Delta x \times \Delta y$ (cm <sup>2</sup> )	4 × 4	4 × 4	4 × 2	4 × 3	1 × 2	1 × 2	1 × 1	2 × 1	2 × 1	4 × 4

TAB. 4.3 – *Dispersion en impulsion et taille en cm<sup>2</sup> dans la dernière chambre (BC4) avant le cryostat des faisceaux utilisés pendant les tests des modules du calorimètre bouchon.*

(chaude) située sur le cryostat qui est similaire à celle qui sera utilisée dans ATLAS.

D'autres tests ont eu lieu avec des modules du calorimètre électromagnétique bouchon et des modules du calorimètre hadronique, puis avec l'ensemble des modules du calorimètre bouchon. Les premiers avaient pour but de tester une méthode de calibration pour corriger localement de la non-compensation des calorimètres [38]. Les deuxièmes se concentraient sur la compréhension de la région  $\eta = 3.2$ , jonction entre les calorimètres électromagnétique, hadronique et très à l'avant. Ces tests sous faisceaux, qui ne concernent pas l'étude des performances du calorimètre électromagnétique bouchon, ne seront pas détaillés ici.

### 4.3.1 Description de la ligne de faisceaux

Les faisceaux d'électrons de la ligne H6 dans le Hall Nord au CERN sont obtenus à partir des paquets de protons du SPS envoyés sur des cibles secondaires et tertiaires et sont décrits dans la Table 4.3. Pour générer un signal de déclenchement pour l'électronique frontale lors du passage d'une particule et améliorer la pureté en électrons, un système de scintillateurs a été mis en place de part et d'autre du cryostat (Figure 4.13). Le déclenchement se fait par coïncidence entre le grand scintillateur (S1), 18 mètres en amont du cryostat, et les deux plus petits (S2 et S3) situés devant le cryostat. Un autre scintillateur,  $S_\pi$ , placé derrière le cryostat est utilisé dans l'analyse pour rejeter les pions. Les muons peuvent être supprimés en mettant le scintillateur  $S_\mu$ , placé avec les blocs en béton, en veto. En mettant les muons en veto, environ 500 événements sont enregistrés par paquet. Leur pureté en électrons est supérieure à 75% lorsque l'énergie est inférieure à 80 GeV et de l'ordre de 50% lorsque l'énergie est supérieure à 80 GeV. Pour mesurer la résolution en position du calorimètre, quatre chambres à dérive [61] sont positionnées en amont du cryostat (Figure 4.13). Elles permettent d'obtenir une extrapolation inférieure à 400  $\mu\text{m}$  sur la face avant du détecteur, précision suffisante pour mesurer la résolution en position intrinsèque du calorimètre. Enfin, contrairement à ATLAS, le faisceau est asynchrone. Le temps entre le déclenchement et le prochain front de montée de l'horloge à 40 MHz (*tdc*) est enregistré pour faciliter la reconstruction du signal (section 4.3.3).

Chaque module a été mis sous faisceaux pendant 2 à 3 semaines permettant l'enregistrement d'au moins 5 millions d'événements par module (10 000 par cellule). La taille du faisceau est comprise entre 1 et 5 cm<sup>2</sup> en fonction de l'énergie et de son utilisation comme le montre la Table 4.3. Il est à noter que la taille du faisceau est insuffisante pour couvrir complètement une cellule, particulièrement à petit  $\eta$  (Table 4.1). Pour remédier à ce problème dans les régions  $\eta < 1.8$ , la prise de données s'effectuait en deux temps et le faisceau était déplacé pour obtenir une couverture angulaire complète de chaque cellule.

Comme la direction du faisceau est fixe, le module est balayé en bougeant le cryostat en  $\eta$



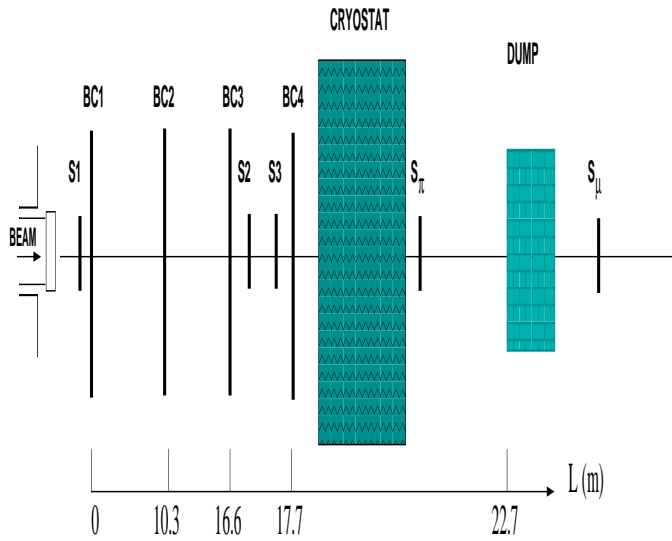


FIG. 4.13 – Schéma de la ligne de faisceau H6. BC signifie chambre à faisceau et S scintillateur.

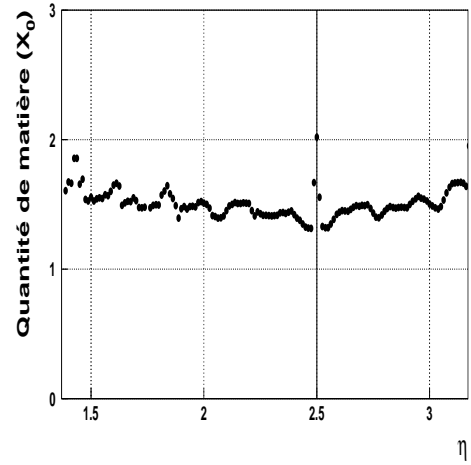


FIG. 4.14 – Quantité de matière avant la partie active du détecteur en nombre de longueurs de radiation ( $X_0$ ).

(l'axe de rotation simule le point d'interaction d'ATLAS) et le module à l'intérieur du cryostat en  $\phi$ . Dans les deux cas, la projectivité du détecteur est conservée. L'épaisseur de matière en face de la partie active du calorimètre (murs du cryostat, électronique froide, câbles, argon liquide) est à peu près constante avec une valeur de  $1.6 \pm 0.1 X_0$  (Figure 4.14) dans la région  $1.6 < \eta < 2.4$ .

### 4.3.2 Calibration de la chaîne d'électronique

L'électronique frontale de lecture est répartie sur deux chassis qui contiennent jusqu'à 38 cartes de lecture de 128 canaux (FEB) et deux cartes de calibration [62]. Les premières amplifient, mettent en forme et enregistrent les signaux analogiques venant du détecteur en attente du déclenchement. Les deuxièmes fournissent un signal, similaire au signal de physique, pour aider la reconstruction du signal. Un système de refroidissement par eau, similaire à celui qui sera utilisé dans ATLAS, alimente chacune de ces cartes. La seule différence avec ATLAS vient du fait que ces cartes ne sont pas durcies aux radiations.

La Figure 4.15 haut montre le signal analogique triangulaire attendu dans chaque cellule, lorsqu'une gerbe électromagnétique se développe dans le détecteur. Le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde. Il correspond au courant créé sur l'électrode par le déplacement des électrons d'ionisation dans le gap d'argon liquide. Le temps de décroissance,  $t_{drift}$ , de l'ordre de 400 ns<sup>5</sup>, correspond lui à la dérive plus lente des ions. L'optimum trouvé pour minimiser l'influence du bruit de l'électronique dans le reste de la chaîne et le bruit physique créé par l'empilement des événements à haute luminosité est de préamplifier le signal à l'entrée de la carte FEB et de le mettre en forme par un filtre bipolaire CR-RC<sup>2</sup>. Le résultat est montré sur la Figure 4.15 haut. Pour faire face à la grande gamme dynamique allant de 30 MeV à 1 TeV,

5. En fait, le temps de décroissance est variable dans les bouchon de 200 à 600 ns suivant la taille du gap.

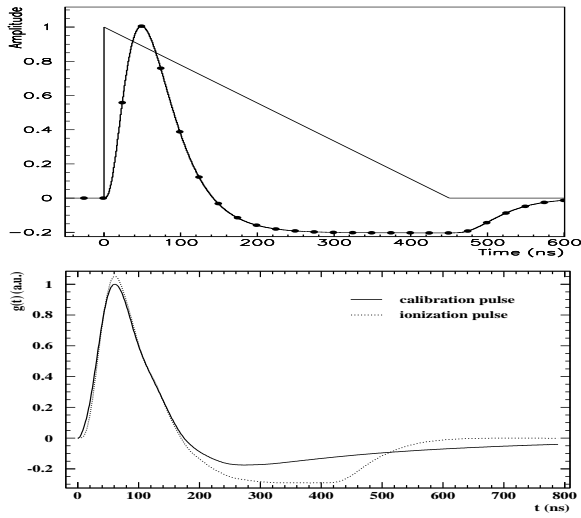


FIG. 4.15 – Haut : Signal de physique analogique au niveau du détecteur (triangle), après sa mise en forme (courbe) et échantillonnage (points) par l'électronique de lecture. Bas : Signal de physique (pointillés) et de calibration (traits pleins) après mise en forme.

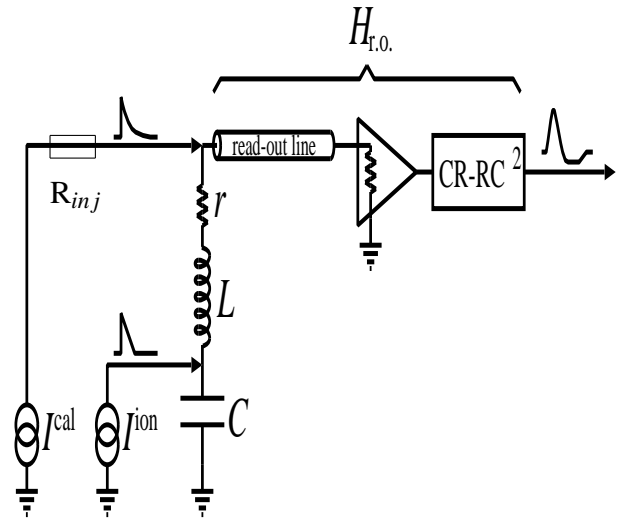


FIG. 4.16 – Circuit électrique suivi par le signal de calibration ( $I_{cal}$ ) et de physique ( $I_{ion}$ ) pour une cellule de capacité  $C$  et d'inductance  $L$ .  $R_{inj}$  est la résistance d'injection de la carte mère de l'électronique froide et  $r$  la résistance de contact sur la carte sommatrice.

la mise en forme se fait sur 3 gains (dans un rapport 1:9.3:93 appelés gain haut, gain moyen et gain bas). Pour les énergies de faisceaux de test seuls les gains haut et moyen sont utilisés. Pour chaque déclenchement, le signal est mis en forme et échantillonné (typiquement, les 5 ou 7 premiers échantillons de la Figure 4.15 haut sont utilisés<sup>6</sup>) à la fréquence de 40 MHz puis numérisé en coup ADC. Les deux gains sont envoyés à l'électronique de lecture (ROD) située à côté de la salle de contrôle. Contrairement à la situation dans ATLAS, les RODs servent juste à transmettre les échantillons au système d'acquisition [63] qui construit un événement en utilisant l'information des chambres, des scintillateurs et de la phase  $tdc$  entre le déclenchement et l'horloge à 40 MHz (faisceau asynchrone). L'énergie par cellule est, dans le cas des tests sous faisceaux, obtenue hors ligne pour affiner l'ensemble des algorithmes qui seront intégrés dans l'électronique de lecture d'ATLAS.

De manière à maîtriser les différents paramètres de l'électronique de lecture et à diminuer leurs contributions au terme constant de la résolution en énergie, un système de calibration de cette chaîne a été mis en place [62]. Il doit permettre de passer de quelques pourcents de non-uniformité à quelques pour mille. Il consiste à injecter, à travers une résistance dont la valeur est très précisément connue ( $R_{inj}$ , située sur les réseaux de résistances de la carte mère de l'électronique froide), un signal  $U_{cal}$ <sup>7</sup> de forme exponentielle à peu près semblable à la forme triangulaire du signal de physique. Ce signal d'injection ( $I_{cal} = U_{cal}/R_{inj}$ ) suit ensuite la même chaîne que le signal de physique. Il permet donc de tester la réponse de l'électronique pour

6. Pour la calibration, certaines méthodes de reconstruction du signal nécessitent de prendre 32 échantillons.

7.  $U_{cal} = n \times D$  où  $D = 5V/(2^{17} - 1)$  représente le nombre de volts pour un DAC et  $n$  le nombre de coups DAC.

chaque cellule et d'extraire :

- une forme du signal approchant de celle du signal de physique, illustrée sur la Figure 4.15 bas;
- un gain ( $g(\mu A/ADC)$ ) qui correspond à la division du signal d'injection  $I_{cal}$  par l'amplitude de la réponse mesurée.

Les différences entre physique et calibration (forme du signal et point d'entrée) au niveau de l'injection sont illustrées sur la Figure 4.16. Elles peuvent être décrites analytiquement en modélisant la cellule comme un circuit  $rLC$  où  $r$  est la résistance de contact,  $L$  et  $C$  l'inductance et la capacité de la cellule [64]. Les autres paramètres nécessaires sont le temps de dérive,  $t_{drift}$ , et les caractéristiques de la carte de calibration (temps de décroissance de l'exponentielle  $\tau_c$  et un décalage,  $f$ ). La connaissance de tous ces paramètres peut être obtenue par des mesures sur le détecteur, en utilisant les données des tests sous faisceaux et par des mesures sur la carte de calibration (section 4.4.1).

### 4.3.3 Reconstruction du signal

La reconstruction du signal consiste à utiliser les 5 ou 7 échantillons enregistrés par cellule pour en déduire l'amplitude maximum, directement proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule. La méthode utilisée a pour nom "Filtrage Optimal" [65]. Son principe est de déduire l'amplitude maximum  $A_{max}$  et la différence entre le temps supposé et le temps reconstruit ( $\Delta t$ ) en combinant linéairement les échantillons ( $S_i$ , en unité ADC, après la soustraction du piedestal de l'électronique):

$$A_{max} = \sum_{i=1}^n a_i S_i, \quad A_{max} \Delta t = \sum_{i=1}^n b_i S_i \quad (4.2)$$

Les paramètres  $a_i$  et  $b_i$  sont des jeux de coefficients calculés pour chaque phase par intervalle de 1 ns. Ils sont déterminés en paramétrant analytiquement le signal de calibration et de physique après la mise en forme. La valeur de  $A_{max}$  est déterminée quand le critère de convergence est atteint ( $|\Delta t| < 1$  ns) ce qui nécessite au maximum quatre itérations. Cette technique permet également de réduire le bruit en prenant en compte la corrélation entre les différents échantillons, obtenue lors de prises de données dédiées. Elle est appliquée également pour les données de calibration.

La difficulté principale consiste à déterminer une forme analytique du signal de physique<sup>8</sup>. Plusieurs approches ont été utilisées pour l'analyse des données : 1) purement basée sur les données des faisceaux de test, 2) semi-prédictive et 3) complètement prédictive. Les deux premières approches se basent, entièrement pour 1) et en partie pour 2), sur la connaissance de la forme de physique de chaque cellule obtenue à partir du faisceau de plus grande énergie. Cependant, cette forme est imprécise à cause de la faible statistique par intervalle en temps, des fluctuations dans le développement de la gerbe électromagnétique et de la précision sur le temps  $tdc$ . La méthode 3) se base uniquement sur la connaissance des paramètres de la chaîne d'électronique et la forme de la réponse au signal de calibration avec 32 échantillons (800 ns).

---

8. La forme du signal de calibration est facilement obtenue en introduisant 0, 1, ..., 24 ns entre le temps d'injection du signal de calibration et l'horloge à 40 MHz.

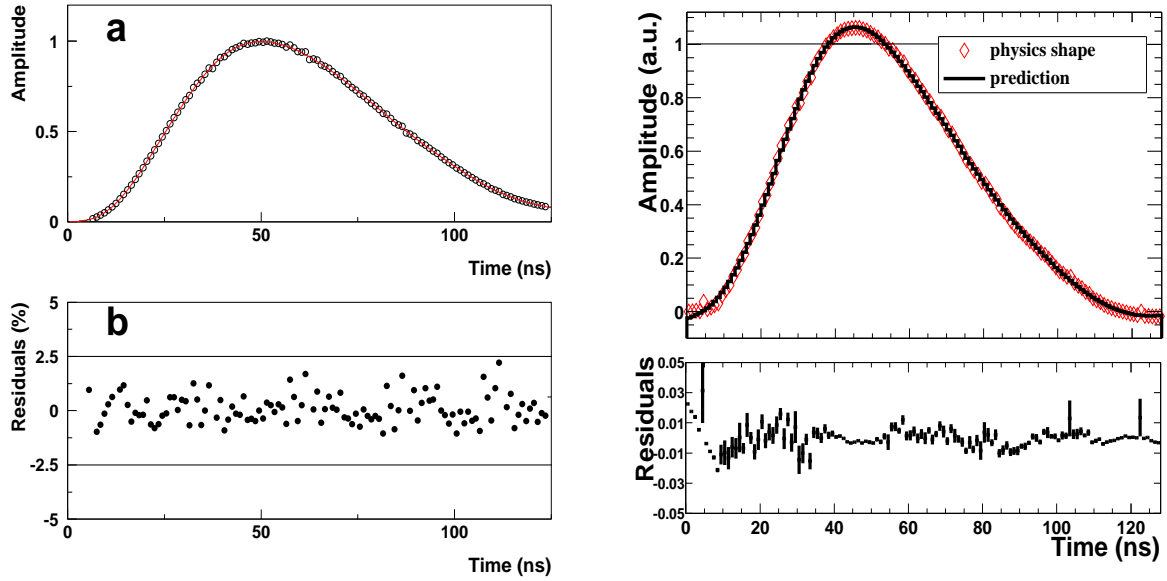


FIG. 4.17 – Comparaison entre la forme de physique reconstruite et la forme de physique utilisée pour calculer les coefficients de filtrage optimal dans une cellule du deuxième compartiment. A gauche, pour le module 0 et à droite pour les modules de production. Les résidus de la comparaison sont présentés dans les figures du dessous.

Pour le test du Module 0, les paramètres de la chaîne d'électronique n'étaient pas déterminés assez précisément [66] et la diaphonie entre cellules trop importante (section 4.3.4). La première approche, basée sur un réseau de neurones [67] à été utilisée. La Figure 4.17 gauche montre le résultat de l'ajustement pour une cellule du deuxième compartiment. Les résidus sont dans une fenêtre centrée sur 0 avec un écart maximum de  $\pm 2.5\%$ .

Pour les tests des modules de production, la deuxième méthode est appliquée. Elle permet de prédire la forme de physique à partir de la mise en forme de la réponse à la calibration et de la connaissance de certains paramètres  $C$ ,  $\tau_c$  et  $f$ . Les autres paramètres  $L$  et  $t_{drift}$  sont laissés comme paramètres libres de l'ajustement. La Figure 4.17 montre un résultat typique pour une cellule du deuxième compartiment. Les résidus montrent que la prédiction est correcte à moins d'1% pour toute la durée du signal et descend à 0.4% autour du pic. Dans cet exemple, l'amplitude de la réponse au signal de calibration est fixée à 1 et l'amplitude du signal de physique diffère de 1. Ce biais est le résultat des différences entre les formes du signal d'injection pour la calibration et la physique et les différents points d'entrée des signaux d'injections. La dépendance de ce biais en fonction de  $\eta$  est montrée sur la Figure 4.18. Un bon accord entre les différents modules est observé. La dépendance en fonction de  $\eta$  s'explique au premier ordre par la décroissance de l'inductance des cellules.

La troisième méthode sera utilisée pour ATLAS et se basera sur les mesures présentées dans la section 4.4.1.



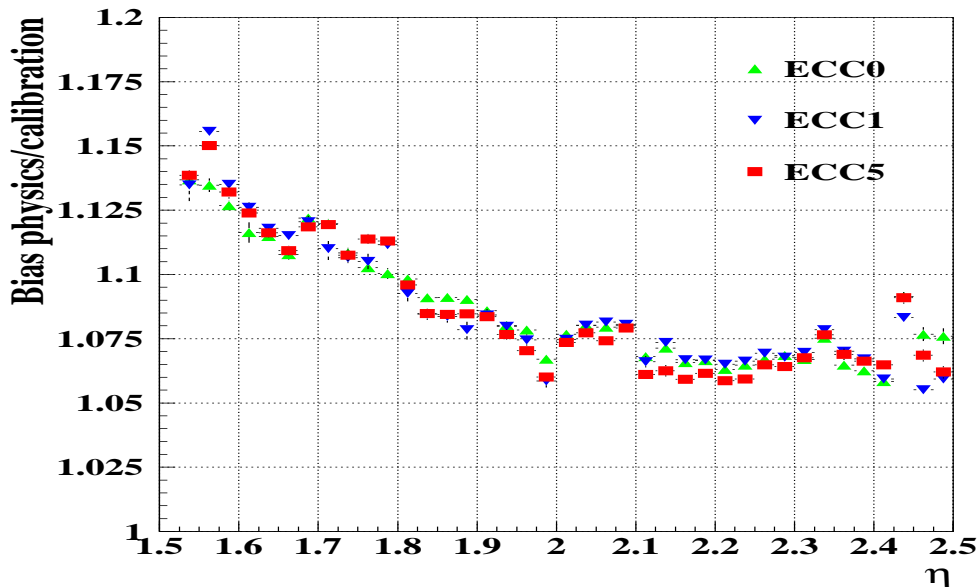


FIG. 4.18 – Rapport entre l’amplitude de physique et de calibration en fonction de  $\eta$  pour les 3 modules du calorimètre mis sous faisceaux. Chaque point est moyenné en  $\phi$ .

#### 4.3.4 Performances de la chaîne d’électronique

Pour s’assurer du bon fonctionnement de toute la chaîne d’électronique avant et pendant les tests sous faisceaux, des millions d’événements en mode calibration ont été enregistrés. Leur analyse donne une première vue d’ensemble des performances de la chaîne d’électronique au niveau du bruit, de la stabilité en temps et de la diaphonie entre cellules. La compréhension de ces performances est un ingrédient essentiel dans la maîtrise de la non-uniformité du calorimètre.

La Figure 4.19 montre le bruit estimé par cellule, à partir de la dispersion du piedestal de l’électronique. Les variations par compartiment reflètent la dépendance à la capacité de chaque cellule. Ces valeurs sont obtenues après application des coefficients de filtrage optimal, qui permettent une réduction du bruit variant entre 1.7 et 1.35 suivant  $\eta$ . Le bruit cohérent et incohérent est déduit respectivement de la somme, et de la somme alternée des 128 valeurs de piedestaux (correspondant aux 128 canaux d’une FEB). La valeur du rapport entre bruit cohérent et incohérent, autour de 10%, est supérieure à celle attendue dans ATLAS (5%).

Pour calculer le gain, la réponse de chaque cellule est enregistrée pour une valeur de délai fixée dans la carte de calibration et une amplitude d’injection croissant linéairement. Après application des jeux de coefficients de filtrage optimal, le gain est déduit en utilisant un polynome du second ordre<sup>9</sup>. A titre d’exemple, pour  $\eta = 1.6$  en gain moyen dans le deuxième compar-

<sup>9</sup>. Une charge injectée parasite doit être soustraite et l’amplitude de la réponse éloignée de la saturation pour chaque gain afin obtenir une réponse parfaitement linéaire.

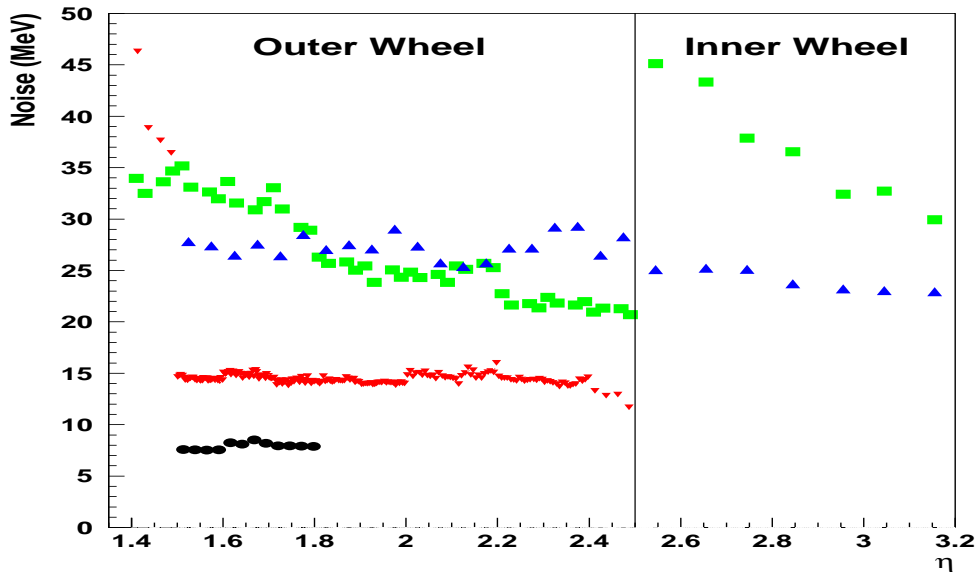


FIG. 4.19 – Bruit, moyenné en  $\phi$ , pour chaque cellule en gain haut en fonction de  $\eta$ . Les trois compartiments sont représentés : le premier (triangles pointant vers le bas), le deuxième (carrés), le troisième (triangles pointant vers le haut). Pour le pré-échantillonneur (cercles pleins), le poids relatif par rapport au calorimètre n'est pas inclus.

timent, la non-linéarité intégrée est très faible et vaut environ 0.3% alors que le terme linéaire a une valeur autour de 15 MeV/ADC. Ces enregistrements réguliers permettent de prendre en compte les éventuels changements intervenus dans l'électronique. La variation maximum de la réponse du détecteur pendant la période de la prise de données est inférieure à 0.3% et même inférieure à 0.2% pour le deuxième compartiment [68]. L'impact de cette variations sur la non-uniformité du calorimètre et le terme constant global est donc de l'ordre de 0.2%.

La diaphonie est estimée en mesurant l'amplitude de la cellule qui ne reçoit pas de signal de calibration, au pic du signal de la cellule calibrée. Cette valeur est ensuite divisée par l'amplitude maximale de la cellule calibrée. Une carte complète et détaillée de la diaphonie dans le calorimètre bouchon est alors obtenue (Figure 4.20). Elle a été produite de manière systématique pour le Module 0 [69] et les 3 modules de production [70] et son étude détaillée a permis de réduire de manière significative les composantes venant des cartes d'électronique froide et/ou d'en tenir compte dans la simulation.

Dans le premier compartiment, la capacité de couplage entre les cellules, calculable analytiquement [71], est la principale source de diaphonie. Cette capacité varie de 50 pF à 30 pF suivant  $\eta$  pour une capacité de la cellule autour de 100 pF. Elle génère une dérivée première du signal dans les cellules voisines de la cellule calibrée. La diaphonie mesurée dans le premier compartiment décroît de 5% à 2% en conformité avec les prédictions. Cette diaphonie capacitive est négligeable dans les deuxième et troisième compartiments où la contribution de la diaphonie inductive, due aux cartes de l'électronique froide, domine [69]. Cette contribution, caractérisée

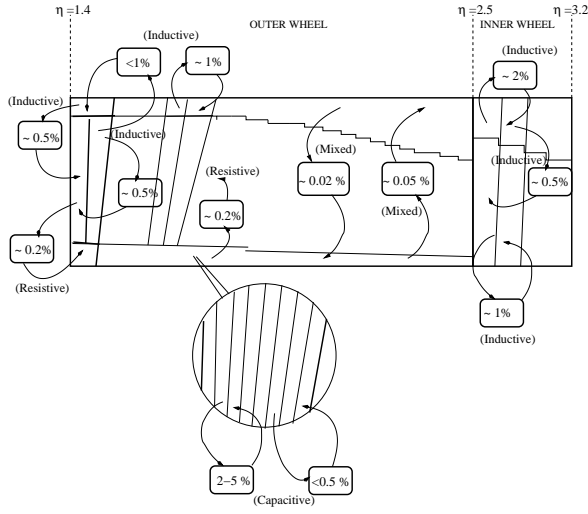


FIG. 4.20 – Vue schématique des valeurs de la diaphonie dans les trois compartiments des modules de production.

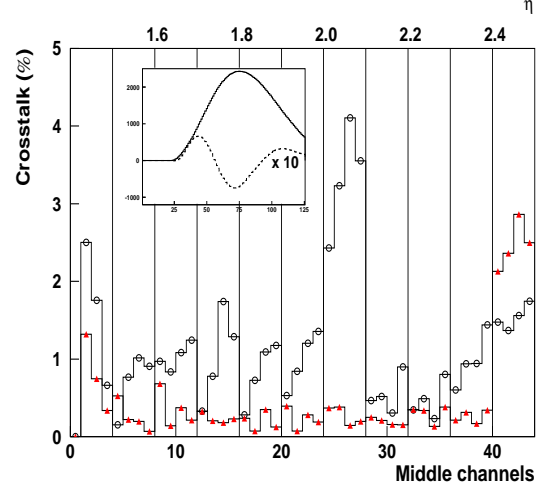


FIG. 4.21 – Diaphonie dans le second compartiment du Module 0 (ronds) et d'un module de production (triangles). Une forme typique du signal de diaphonie, multipliée par 10, est montrée dans la figure encapsulée.

par une dérivée seconde du signal dans les cellules voisines de la cellule calibrée, est comprise entre 1 et 4% dans le Module 0 (ronds pleins de la Figure 4.21). Pour réduire cet effet, les cartes de l'électronique froide ont été redessinées pour les modules de production et une réduction d'un facteur 2 a été obtenue, amenant une contribution acceptable (triangles de la Figure 4.21). Des valeurs similaires à celles observées pour le deuxième compartiment ont été mesurées pour les cellules du troisième compartiment et entre cellules du deuxième et troisième compartiment dans le Module 0. Les modifications effectuées sur la cartes de l'électronique froide ont réduit ces contributions en dessous du pourcent (Figure 4.20). Ces valeurs ont été incluses dans la simulation pour améliorer l'accord avec les données.

### 4.3.5 Reconstruction des électrons

Le procédé de reconstruction du signal (section 4.3.2) et de calibration (section 4.3.3) permet d'obtenir l'énergie déposée dans une cellule du calorimètre pour chaque gain sous la forme:

$$E(\text{GeV}) = \frac{1}{I_0/E} g(\mu\text{A}/\text{ADC}) A_{\text{max}} \quad (4.3)$$

où  $I_0/E$  représente l'échelle d'énergie absolue du détecteur. Celle-ci peut-être exprimée sous la forme [72]:

$$\frac{I_0}{E} = f_{\text{samp}} \frac{e}{W \cdot t_{\text{dridt}}} \quad (4.4)$$

où  $W$  représente l'énergie d'ionisation dans l'argon (23.6 eV) et  $e$  la charge électrique ( $1.6 \times 10^{-19}$  C). Pour des raisons géométriques  $I_0/E$  est indépendant au premier ordre de  $\eta$  comme le montre la Figure 4.4 et s'établit à  $2.4 \times 10^{-6}$  nA/MeV pour la roue externe et  $1.9 \times 10^{-6}$

Roue	Externe				Interne
$\eta$	[1.5, 1.8]	[1.8, 2.0]	[2.0, 2.4]	[2.4, 2.5]	[2.5, 3.2]
PS	$3 \times 1(2)$				
S1	$23 \times 1(2)$	$15 \times 1(2)$	$11 \times 1(2)$	$3 \times 1(2)$	
S2	$5 \times 5$				$3 \times 3$
S3	$3 \times 5^*$				$3 \times 3^*$

TAB. 4.4 – Taille du cluster ( $\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$ ) par compartiment autour de la cellule de plus grande énergie. A cause d'une diaphonie inductive trop élevée dans le Module 0, cette taille de cluster a été réduite à  $1 \times 1$ . \*Pour les énergies de faisceaux supérieures à 50 GeV.

nA/MeV pour la roue interne. En calculant cette valeur pour une énergie de faisceau donnée et en prenant en compte la taille finie du cluster (voir ci-dessous) on obtient une différence de 10%, ce qui représente la précision sur la prédiction de cette échelle d'énergie absolue. L'utilisation de l'énergie des faisceaux pour calculer  $I_0/E$  permet de réduire cette précision autour de quelques pourcents.

Pour obtenir une réponse en énergie uniforme sur toute la couverture angulaire du calorimètre EM bouchon, il faut prendre en compte ses spécificités géométriques (section 4.1) en corrigeant l'énergie brute mesurée avec l'Equation (4.3). En vue de leur utilisation dans ATLAS, ces corrections doivent être paramétrées en fonction de  $\eta$  et comparées entre modules de production testés et à la simulation. Leur évaluation s'effectue dans la région  $1.5 < \eta < 2.4$ , en enlevant les cellules proches des bords en  $\phi$  et celles présentant un défaut lié à l'appareillage du faisceau de test (cartes FEBs, câble coupé, ...). Les régions  $1.375 < \eta < 1.5$  et  $2.4 < \eta < 2.5$  sont plus grossièrement segmentées et proche des bords de la roue externe. Elles serviront donc principalement à améliorer l'estimation de l'énergie perdue  $E_t^{miss}$  et sont traitées à part (section 4.3.7).

## Clusterisation

L'énergie de l'électron étant répartie sur plusieurs cellules, sa reconstruction se fait en sommant les clusters formés dans chaque compartiment autour de la cellule avec le plus grand dépôt d'énergie (Table 4.4). Les tailles ont été optimisées par la simulation dans le cadre d'ATLAS [33]. Pour réduire la contribution du bruit dans chaque cluster, le gain haut est choisi seulement si l'échantillon maximum est inférieur à un seuil défini pour éviter la saturation.

Dans le premier compartiment, le meilleur choix est un cluster en  $\eta$  de taille  $\Delta\eta \pm 0.03$ . A cause des changements de granularité, ceci correspond respectivement à 23, 15, 11 et 3 cellules dans les régions [1.5, 1.8], [1.8, 2.0], [2.0, 2.4] et [2.4, 2.5]. La taille du cluster en  $\phi$  pour le premier compartiment est de 1 ou 2 cellules suivant la position de la gerbe électromagnétique, proche ou éloignée du centre de la cellule. Dans le deuxième compartiment de la roue externe, les cellules décroissent continuellement avec  $\eta$ . Un cluster de 5 cellules en  $\eta$  et  $\phi$  ( $5 \times 5$ ) représente le meilleur compromis entre un bruit électronique faible et une contenance maximale de la gerbe électromagnétique. Pour les énergies disponibles sur la ligne de faisceaux H6, les fuites longitudinales dans le troisième compartiment sont petites (inférieures ou de l'ordre de 1 GeV).

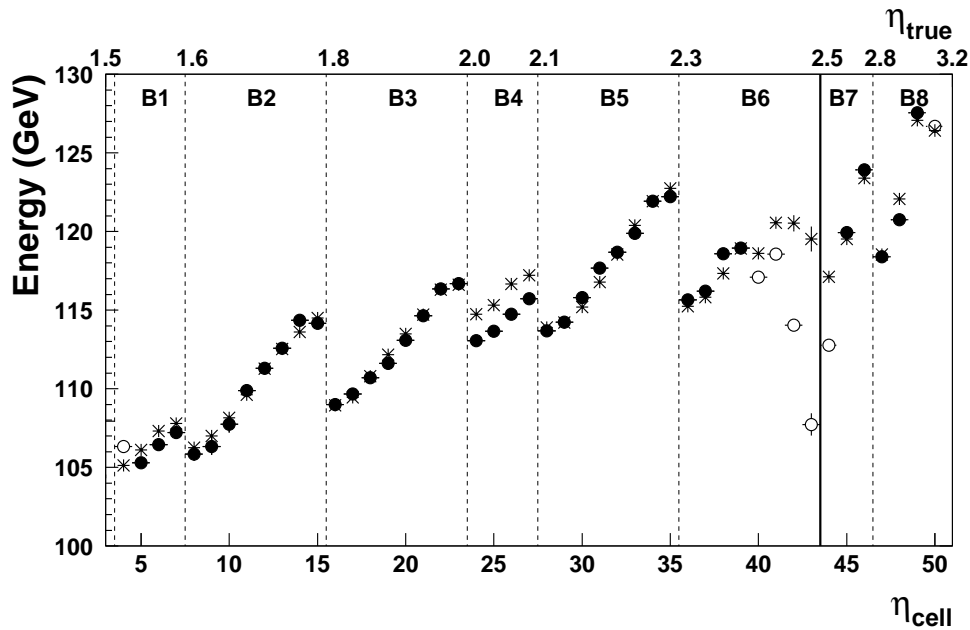


FIG. 4.22 – Energie reconstruite en fonction de  $\eta$  pour des électrons de 119 GeV avant l’application des corrections haute tension. Les lignes verticales séparent les différentes zones haute tension. Les ronds pleins (vides) correspondent aux cellules utilisées (rejetées) dans l’analyse des modules de production. Les étoiles correspondent à une simulation GEANT4 du détecteur.

Un cluster de taille  $\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell} = 3 \times 5$  n’est donc ajouté que si l’énergie du faisceau est supérieure à 50 GeV.

A cause de l’absence de pré-échantillonneur<sup>10</sup> devant une grande partie du calorimètre, de l’énergie plus faible des faisceaux comparée à celle du tonneau et de la faible variation de matière devant la partie active du détecteur (Figure 4.14), le schéma de reconstruction proposé par le tonneau [74] peut être simplifié à la somme de l’énergie des trois compartiments multiplié par un facteur de normalisation pour obtenir l’énergie du faisceau. Ceci suppose *de facto* une linéarité parfaite, et cette hypothèse sera discutée dans le section 4.3.7. In fine, la valeur moyenne de l’énergie et sa résolution sont extraites dans chaque cellule à l’aide d’un ajustement gaussien sur la distribution totale de l’énergie reconstruite. Pour réduire la sensibilité aux queues non gaussiennes à basse énergie, causées par l’interaction du faisceau en amont du calorimètre ou par la contamination en pions, l’ajustement démarre à  $-1.5\sigma$  de la valeur moyenne.

### Corrections en énergie au niveau des cellules : amélioration de la non-uniformité

A cause de la géométrie décrite dans la section 4.1, et le choix de secteurs haute tension projectifs, l’énergie des électrons de 119 GeV reconstruite par le calorimètre électromagnétique bouchon est hautement non-uniforme (Figure 4.22). Ceci est confirmé par la simulation GEANT4 [75] dont les valeurs correspondent aux étoiles sur la Figure 4.22. A l’intérieur de chaque zone haute

<sup>10</sup> Le pré-échantillonneur ( $1.5 < \eta < 1.8$ ) n’était présent que pour les tests sous faisceaux du module 0 et de ECC0. Il n’est utilisé que pour une étude, non détaillée ici, où de la matière est ajoutée devant le calorimètre [73].

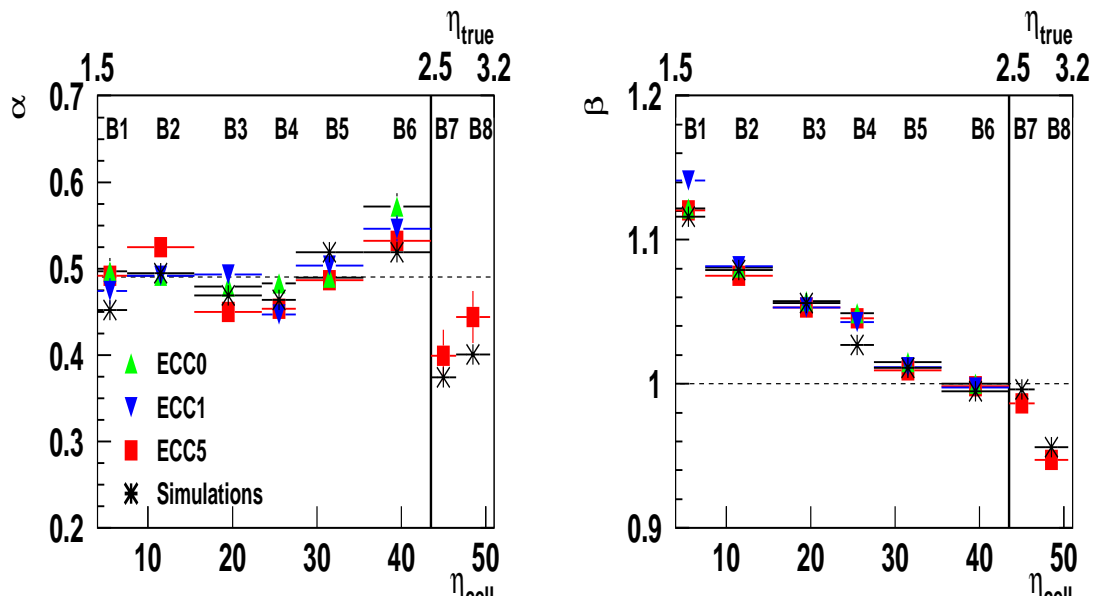


FIG. 4.23 – Valeurs des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  obtenues avec les modules de production testés sous faisceaux (symboles pleins) pour chaque secteur haute tension en fonction de  $\eta$ . Les étoiles correspondent à une simulation *GEANT4* du détecteur.

tension, séparée par des pointillés, l'énergie croît linéairement avec  $\eta$  suivant l'expression de l'Equation (4.1). A la limite des secteurs haute tension, la non-linéarité constatée vient des effets de clusterisation. La non-uniformité définie comme le RMS de la distribution en énergie des ronds pleins divisé par l'énergie moyenne est alors égale à 4%.

Pour corriger de cet effet, une pondération est appliquée sur l'énergie ( $E^{cell}$ ) de chaque cellule

$$E_{HV-corr}^{cell}(\eta, l) = E^{cell} \cdot \frac{\beta_l}{1 + \alpha_l \cdot (\eta^j - \eta_l)} \quad (4.5)$$

où  $\eta_l$  et  $\eta^j$  sont les valeurs en  $\eta$  au centre du secteur haute tension  $l$  et au centre de la cellule  $j$  du deuxième compartiment. Les paramètres  $\alpha_l$  sont obtenus avec les données des tests sous faisceaux en minimisant la dispersion de l'énergie à l'intérieur de chaque secteur haute tension [76]. Les paramètres  $\beta_l$  sont les facteurs de normalisation proches de 1 qui tiennent compte d'une valeur de haute tension inappropriée à une réponse globalement indépendante de  $\eta$ .

La Figure 4.23 montre les valeurs obtenues pour  $\alpha_l$  et  $\beta_l$  dans les huit zones haute tension pour les 3 modules de production. Un bon accord est obtenu entre chaque module et  $\alpha$ , globalement indépendant de  $\eta$ , a pour valeur moyenne 0.49 en bon accord avec une estimation qualitative [60]. Les valeurs obtenues pour le paramètre  $\beta$ , bien reproduites de module à module, décroissent en fonction de  $\eta$  dans une fenêtre de  $\pm 10\%$  autour de 1, en contradiction avec la simulation *GEANT3* de la Figure 4.4. Une version plus récente obtenue avec *GEANT4* présente maintenant un bon accord et suggère un changement de valeur de haute tension pour obtenir  $\beta=1$  dans tous les secteurs. La valeur  $\alpha=0.49$  et les valeurs moyennes de  $\beta$  en chaque point de la Figure 4.23 seront utilisées pour corriger l'énergie des 3 modules.

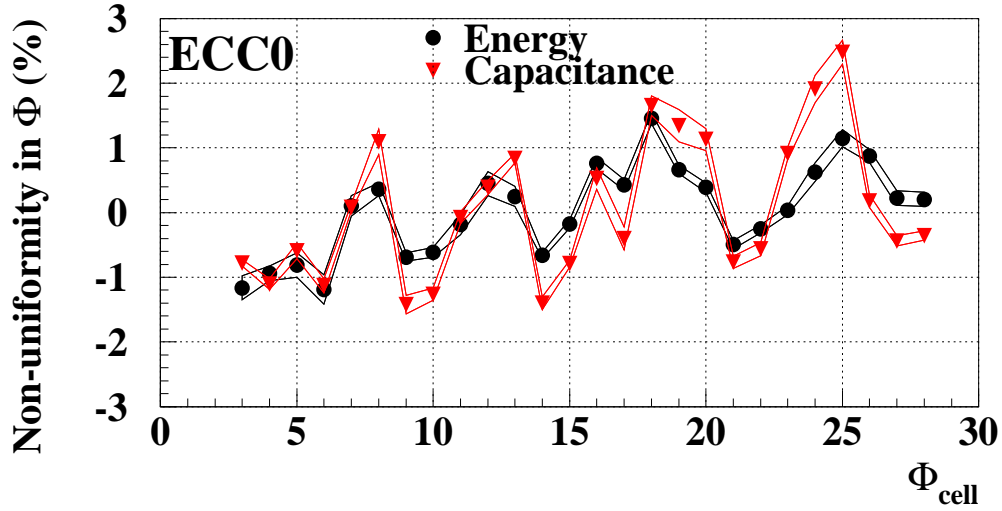


FIG. 4.24 – Illustration pour un module de production de la corrélation entre la non-uniformité en énergie mesurée lors des tests sous faisceaux (ronds pleins) et celle de la capacité des cellules du deuxième compartiment (triangles).

Un effet du deuxième ordre vient de la dispersion de l'épaisseur du gap en fonction de  $\phi$ . Celui-ci est maintenu constant par les espaceurs en nid d'abeille (section 4.2.2), dont l'épaisseur varie de 3 à 1 mm en fonction de  $\eta$  (Figure 4.2). Un écart de 1% représente seulement quelques dizaines de microns. Des petites fluctuations locales de cette épaisseur peuvent donc induire des non-uniformités en  $\phi$  sur la mesure en énergie. Cet effet a été observé sur les modules mis sous faisceaux [77] et corrélé avec la variation de la capacité des cellules du deuxième compartiment en  $\phi$ ,  $C_\phi$  (Figure 4.24) [60]. En utilisant les mesures des capacités recueillies sur les modules (Figure 4.7), cet effet peut donc être corrigé par la formule suivante:

$$E_{capa-corr.}^{cell}(\phi) = E^{cell} / \left( \frac{C_\phi}{\langle C_\phi \rangle} \right)^\alpha \quad (4.6)$$

où  $\langle C_\phi \rangle$  est la valeur moyenne de la capacité en  $\phi$  et  $\alpha$  le paramètre tiré des corrections haute tension. Cet effet étant indépendant de la profondeur, la même correction est appliquée pour tous les compartiments. La puissance  $\alpha$  permet une réduction maximale de la non-uniformité en  $\phi$  et peut être interprétée comme une dépendance de l'énergie avec l'épaisseur du gap (comme pour la haute tension). Cette correction doit être spécifique à chaque cellule et à chaque module, ce qui a conduit à réaliser des mesures complètes sur les roues avant leur insertion dans le cryostat (section 4.4.2).

Une fois ces deux corrections appliquées, la non-uniformité du calorimètre peut être estimée en mesurant la dispersion de l'énergie moyenne reconstruite dans chaque cellule de chaque module (Figure 4.25). Originellement de 4%, elle est maintenant de 0.56% en moyenne sur les 3 modules. Ceci est en grande partie dû aux corrections haute tension qui permettent d'atteindre 0.75% de non-uniformité, ramenée à 0.56% après la prise en compte de la variation des capacités en  $\phi$ .

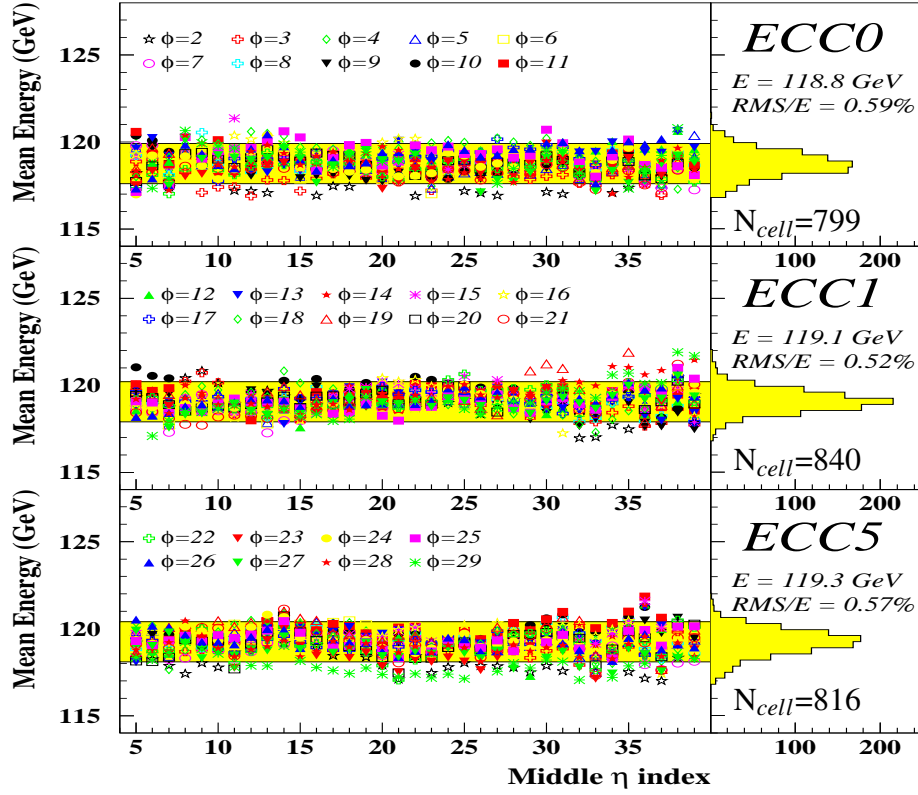


FIG. 4.25 – Valeur moyenne de l'énergie reconstruite dans chaque cellule des trois modules de production testés en fonction de  $\eta$ . L'énergie du faisceau est 119 GeV.

### Corrections au niveau des clusters : amélioration de la résolution en énergie

Pour améliorer la résolution en énergie du calorimètre, il est nécessaire de corriger l'énergie du cluster en fonction de la position d'entrée de la particule. Celle-ci est déterminée à l'aide de barycentres pondérés avec l'énergie de chaque cellule : dans le premier compartiment pour  $\eta$  et dans le deuxième compartiment pour  $\phi$ .

A cause de la taille finie du cluster, la valeur de l'énergie dépend du point d'impact dans la cellule. Dans le bouchon, cet effet s'accroît avec  $\eta$  puisque le nombre de cellules du cluster est constant et que la taille des cellules diminue. C'est ce qu'illustre la Figure 4.26 gauche pour deux valeurs de  $\eta$ . Pour un  $\eta$  donné, cette dépendance peut être corrigée en ajustant une parabole

$$E_{\eta-corr.}(\eta) = E / [1 + C_1(\eta - \eta_C)^2] \quad (4.7)$$

où  $\eta_C$  est le centre de la cellule et  $C_1$  représente la courbure de la parabole, directement liée à l'importance des fuites latérales en énergie. La dépendance de cette courbure peut être ajustée linéairement en fonction de  $\eta$  comme le montre la Figure 4.26 droite.



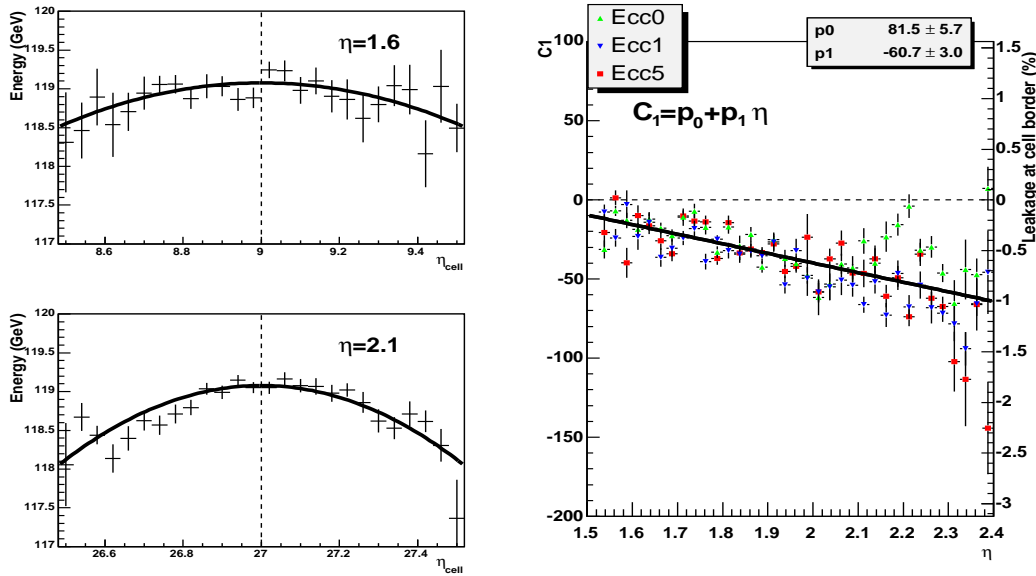


FIG. 4.26 – Gauche : Réponse du calorimètre en fonction du point d'impact de la particule en unité de  $\eta_{\text{cell}}$  pour  $\eta=1.6$  (haut) et  $\eta=2.1$  (bas). Le résultat d'un ajustement parabolique est superposé. Droite : Variation du paramètre  $C_1$  (voir texte), moyenné en  $\phi$ , en fonction de  $\eta$  pour les 3 modules de production. Un ajustement linéaire est superposé. L'échelle verticale représente le pourcentage des pertes latérales aux limites de la cellule centrale.

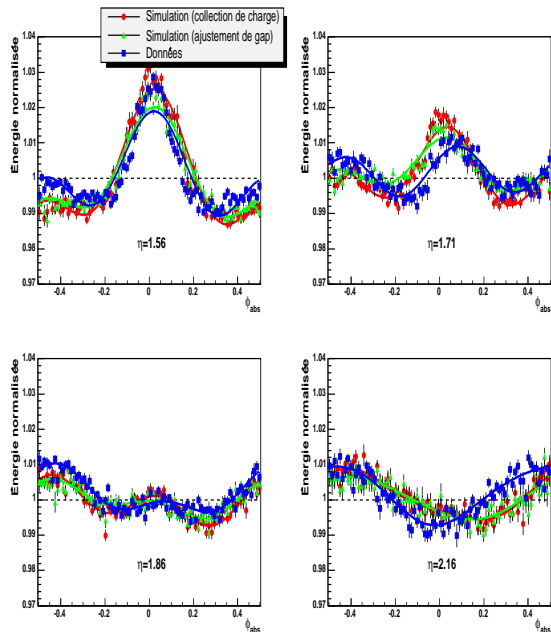


FIG. 4.27 – Comparaisons des modulations en  $\phi$  provenant des données (carrés) et de la simulation avec deux hypothèses différentes (triangles et ronds) pour quatre valeurs en  $\eta$ .

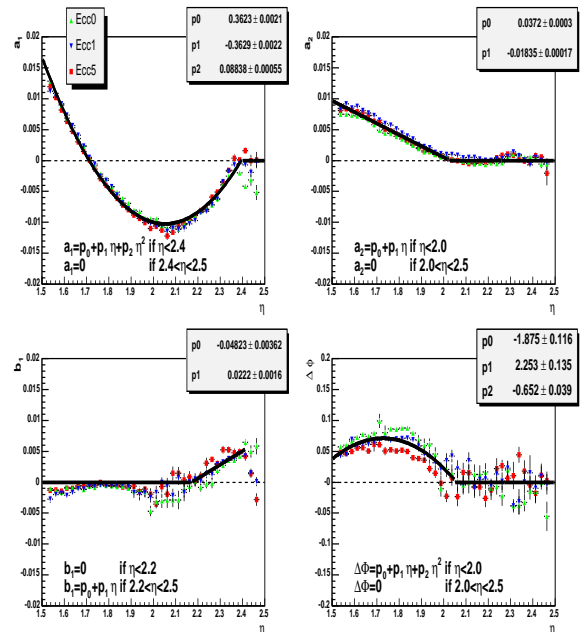


FIG. 4.28 – Coefficients des modulations en  $\phi$  en fonction de  $\eta$  dans la roue externe pour les trois modules testés. Les paramétrisations de ces coefficients sont superposés.

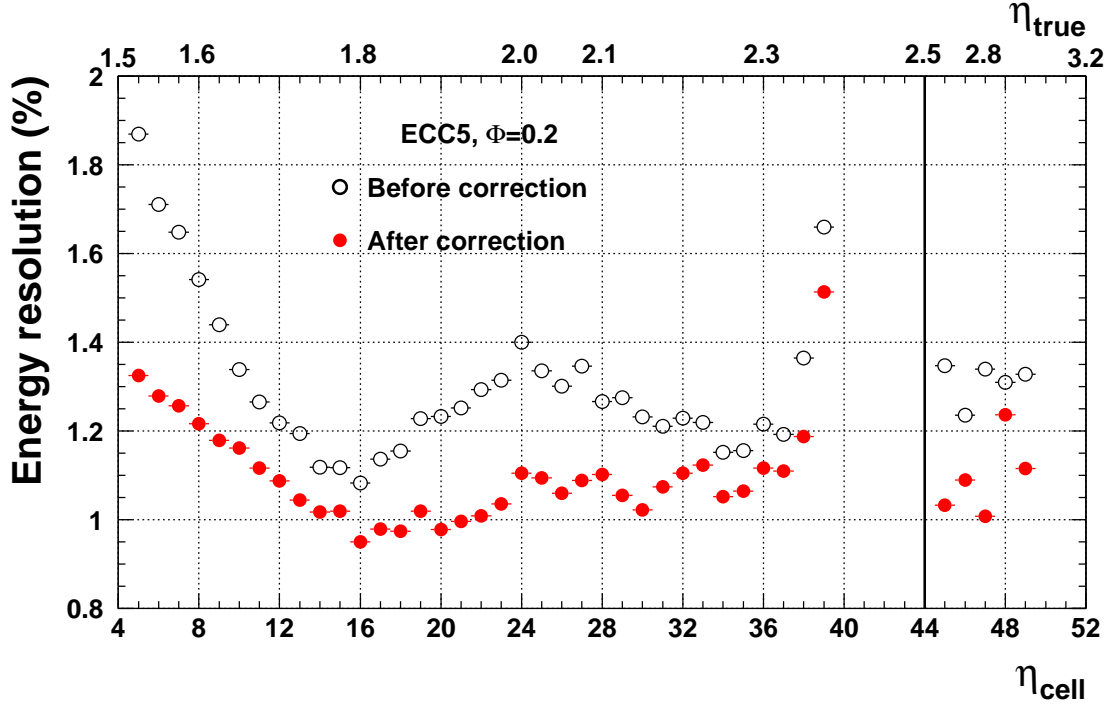


FIG. 4.29 – Résolution en énergie en fonction de  $\eta$  pour des électrons de 119 GeV avant et après que toutes les corrections au niveau du cluster soient appliquées. Les résultats sont donnés pour le module ECC5 à  $\phi = 2$ .

L'effet de la taille finie du cluster en  $\phi$  est convolué avec les non-uniformités locales venant du champ électrique et du rapport d'échantillonnage (conséquences de la géométrie en accordéon). La Figure 4.27 montre les formes des modulations en  $\phi$  en unité d'absorbeur pour différent  $\eta$  à 119 GeV. La simulation GEANT4 considère deux modélisations différentes : l'une tenant compte de la non-uniformité du champ électrique dans les coudes de l'accordéon (collection de charges) et l'autre n'en tenant pas compte (ajustement de gap). L'accord avec les données est bon et indépendant des hypothèses de simulation. Les variations des amplitudes des modulations, entre 1% et 4%, sont la conséquence de la variation de l'angle de pliage et l'épaisseur du gap avec  $\eta$ . Elles peuvent être ajustées et corrigées avec des séries de Fourier [78]:

$$E_{\phi-corr.}(\phi_{abs}) = E / \left( 1 + \sum_{i=1}^2 a_i \cos [2\pi i(\phi_{abs} - \Delta\phi)] + b_1 \sin [2\pi\phi_{abs}] \right) \quad (4.8)$$

où  $\phi_{abs}$  est en unité d'absorbeurs,  $a_i$  sont les deux coefficients pairs,  $b_1$  le coefficient impair et  $\Delta\phi$  un déplacement de la phase. Ces deux derniers coefficients prennent en compte les non-uniformités locales du détecteur et/ou de la calibration. La Figure 4.28 montre une variation continue de ces coefficients, ce qui rend possible l'ajustement de leur dépendance en fonction de  $\eta$ . Un excellent accord est trouvé entre les modules.

La Figure 4.29 illustre une variation typique de la résolution en énergie en fonction de  $\eta$  pour un  $\phi$  donné, avant et après que toutes les corrections au niveau du cluster soient appliquées. Cette variation reflète la convolution entre la diminution du rapport d'échantillonnage avec  $\eta$  qui dégrade la résolution, et l'importance des corrections à appliquer (les modulations en  $\phi$  à petit  $\eta$ , et les fuites en  $\eta$  à grand  $\eta$ ). Le meilleur compromis pour la résolution est obtenu autour de  $\eta = 1.9$ . Il est à noter également que, à cause de la géométrie compliquée du calorimètre bouchon, ces corrections améliorent la résolution en énergie de 10% à 30% suivant  $\eta$ . Les zones les moins corrigées étant situées autour de  $\eta = 1.8, 2.3$  et les plus corrigées autour de  $\eta = 1.5, 2.0$ .

### 4.3.6 Résolution en énergie, en position et linéarité

La section précédente s'est concentrée sur l'obtention des corrections nécessaires pour obtenir la meilleure uniformité et la meilleure résolution en énergie avec les modules de production. Le faible nombre de faisceaux disponibles et la priorité mise, pendant la prise de données, sur le balayage complet du détecteur, limitent l'analyse des balayages en énergie pour les modules de production. Au contraire, le Module 0, en raison des difficultés rencontrées pour sa mise en service [68], a bénéficié d'un contexte plus favorable : 9 faisceaux disponibles de 10 à 180 GeV et de nombreuses positions étudiées dans la roue externe et interne. Les résultats présentés dans cette section sont donc tirés de l'analyse du Module 0 et les corrections appliquées ne pouvant pas être tirées des paramétrisations de la section 4.3.5 sont donc spécifiques à chaque point [76].

#### Résolution en énergie

Pour calculer la résolution en énergie, le bruit ainsi que la dispersion en énergie du faisceau (Table 4.3) sont soustraits. La contribution du bruit est estimée à partir des événements pris aléatoirement à chaque position et pour chaque énergie. Par exemple, un bruit de 190 MeV à 10 GeV et 210 MeV à 180 GeV est obtenu à  $\eta = 1.9$ . Cette augmentation du bruit en fonction de l'énergie reflète la part plus importante de cellules en gain moyen à haute énergie. La résolution en énergie peut donc être paramétrée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a_E}{\sqrt{E}} \oplus b_E, \quad E \text{ (GeV)} \quad (4.9)$$

où  $a_E$  est le terme d'échantillonnage et  $b_E$  le terme constant local. La Figure 4.30 gauche montre le résultat obtenu à  $\eta = 1.9$ , ainsi qu'une comparaison avec la simulation. Un bon accord est obtenu. La Figure 4.30 droite montre la dépendance du terme stochastique et du terme constant local en fonction de  $\eta$ . Le premier terme varie entre 10%  $\text{GeV}^{1/2}$  et 12.5%  $\text{GeV}^{1/2}$ , avec une valeur moyenne sur l'intervalle  $1.5 < \eta < 2.4$  de 11.4%  $\text{GeV}^{1/2}$ . Il atteint son minimum pour  $\eta = 1.9$  dans la roue externe, ce qui correspond à une région où le rapport d'échantillonnage est encore grand (15%) et l'amplitude des modulations en  $\phi$  faible (inférieure à 1%). Le terme constant est inférieur à 0.4%, sauf dans les zones de transitions entre régions haute tension où il monte à 0.5-0.6 %. Sa valeur moyenne sur l'intervalle  $1.5 < \eta < 2.4$  est estimé à 0.35%.

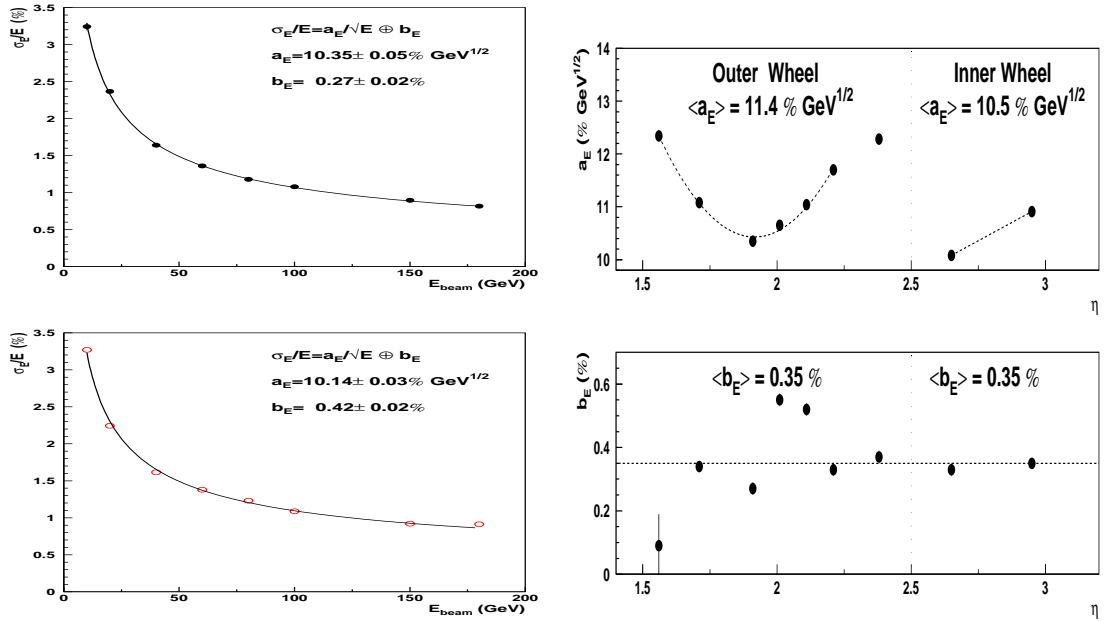


FIG. 4.30 – Gauche : Résolution en énergie à  $\eta = 1.9$  pour les données des tests sous faisceaux du Module 0 (haut) et pour la simulation GEANT3 (bas). Droite : Variation du terme stochastique  $a_E$  (haut) et du terme constant local  $b_E$  (bas) en fonction de  $\eta$  obtenue avec les données des tests sous faisceaux du Module 0. La valeur moyenne de chaque terme est obtenue dans la roue externe et interne par une interpolation entre les points.

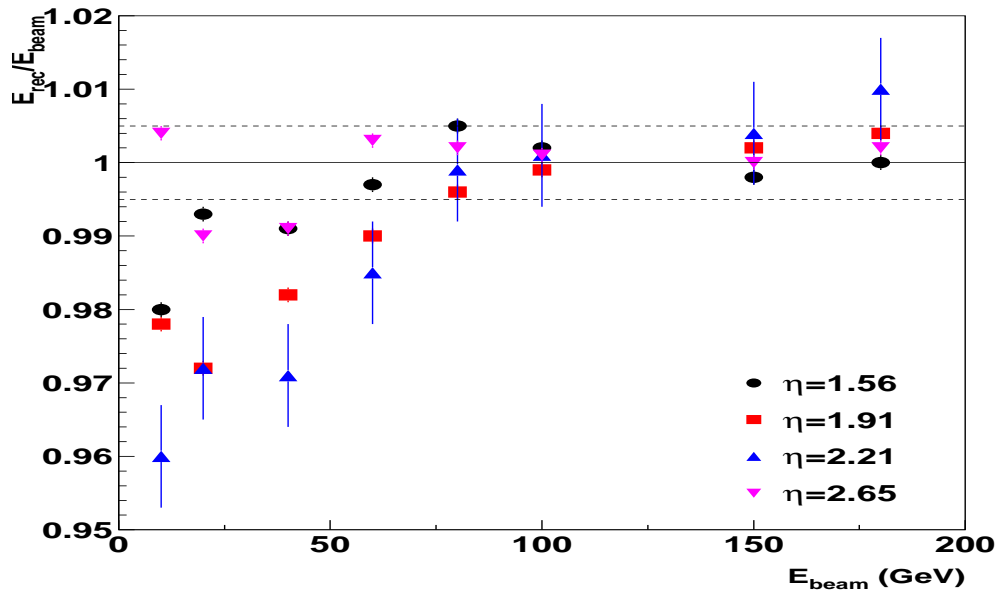


FIG. 4.31 – Rapport entre l'énergie reconstruite et l'énergie du faisceau pour 4 positions en  $\eta$  avec les données du Module 0.

## Linéarité

De manière à minimiser la dégradation de la mesure de la masse invariante d'une particule reconstruite avec des électrons et/ou des photons, la non-linéarité du calorimètre doit être réduite au minimum. Une étude basée sur une connaissance très pointue de la simulation et des faisceaux de tests a été menée dans le tonneau pour minimiser la non-linéarité du calorimètre, et obtenir 0.1% sur une gamme allant de 10 à 180 GeV [74]. Une telle étude n'a pas été conduite dans le bouchon. De façon plus générale, l'absence de pré-échantillonneur devant la plus grande partie du calorimètre et la complexité de la géométrie rendent beaucoup plus difficile l'obtention d'un tel résultat. Ceci est particulièrement vrai à basse énergie (inférieur à 50 GeV), où la taille longitudinale de la gerbe augmente rapidement avec l'énergie explorant des gaps de plus en plus grands (Figure 4.2 gauche).

La Figure 4.31 montre le rapport entre l'énergie reconstruite dans le calorimètre et l'énergie du faisceau en fonction de l'énergie du faisceau. Un écart systématique de 1 à 3 % est constaté à faible énergie ( $E < 60$  GeV). Pour  $E > 80$  GeV, la non-linéarité n'est plus que de  $\pm 0.5\%$ . Comme cela est expliqué dans la section 4.1.2, l'énergie déposée par les électrons, dans la plupart des canaux de physique, est typiquement au dessus de 50 GeV où la non-linéarité est  $\pm 1\%$ .

## Résolution en position

Grâce à la fine segmentation dans la roue externe du calorimètre, il est possible de mesurer avec précision la position de l'entrée des électrons et des photons. Pour estimer la résolution intrinsèque du calorimètre, la position extrapolée à partir des mesures faites dans les chambres à fils est utilisée comme référence. La précision de l'extrapolation sur la face avant du calorimètre, estimée à  $350\mu\text{m}$  en  $\eta$  et  $\phi$ , sera soustraite pour obtenir la résolution finale. Dans le calorimètre, des barycentres pondérés par l'énergie de chaque cellule sont calculés en  $\eta$  dans le premier et deuxième compartiment. Dans cette étude, la taille du cluster dans le premier compartiment est fixée à 3 cellules ( $\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell} = 3 \times 2$  si nécessaire) et à  $\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell} = 3 \times 3$  cellules dans le deuxième compartiment. La même taille de cluster est utilisée pour calculer le barycentre en  $\phi$  dans ce compartiment.

Pour mesurer la résolution en  $\eta$  du calorimètre, il faut d'abord estimer puis corriger les biais induits par le calcul du barycentre (forme en "S") en utilisant l'extrapolation des chambres à fils. Une fois corrigé, les ajustements gaussiens des distributions des résidus permettent d'estimer la résolution intrinsèque du calorimètre. La Figure 4.32 haut montre les dépendances en énergie de la résolution en  $\eta$  à  $\eta=1.9$ , ainsi que le terme d'échantillonnage pour toutes les positions. Ce terme reste constant autour de  $2.5 \text{ mm GeV}^{1/2}$  dans le premier compartiment car la taille des cellules est à peu près fixe (changement de granularité à  $\eta=1.8$  et  $2.0$ ). En revanche dans le deuxième compartiment (Figure 4.32 milieu) cette taille diminue, ce qui explique l'amélioration du terme d'échantillonnage de  $8 \text{ mm GeV}^{1/2}$  à  $3 \text{ mm GeV}^{1/2}$ .

En combinant les mesures faites dans le premier et le deuxième compartiment, il est possible de calculer l'angle polaire<sup>11</sup> ( $\theta$ ). Ceci nécessite de connaître les barycentres longitudinaux de la gerbe électromagnétique dans chaque compartiment. Ils sont ici déterminés analytique-

11. Dans ATLAS, cet angle est calculé en partant du point d'interaction par rapport à l'axe  $z$  du faisceau.

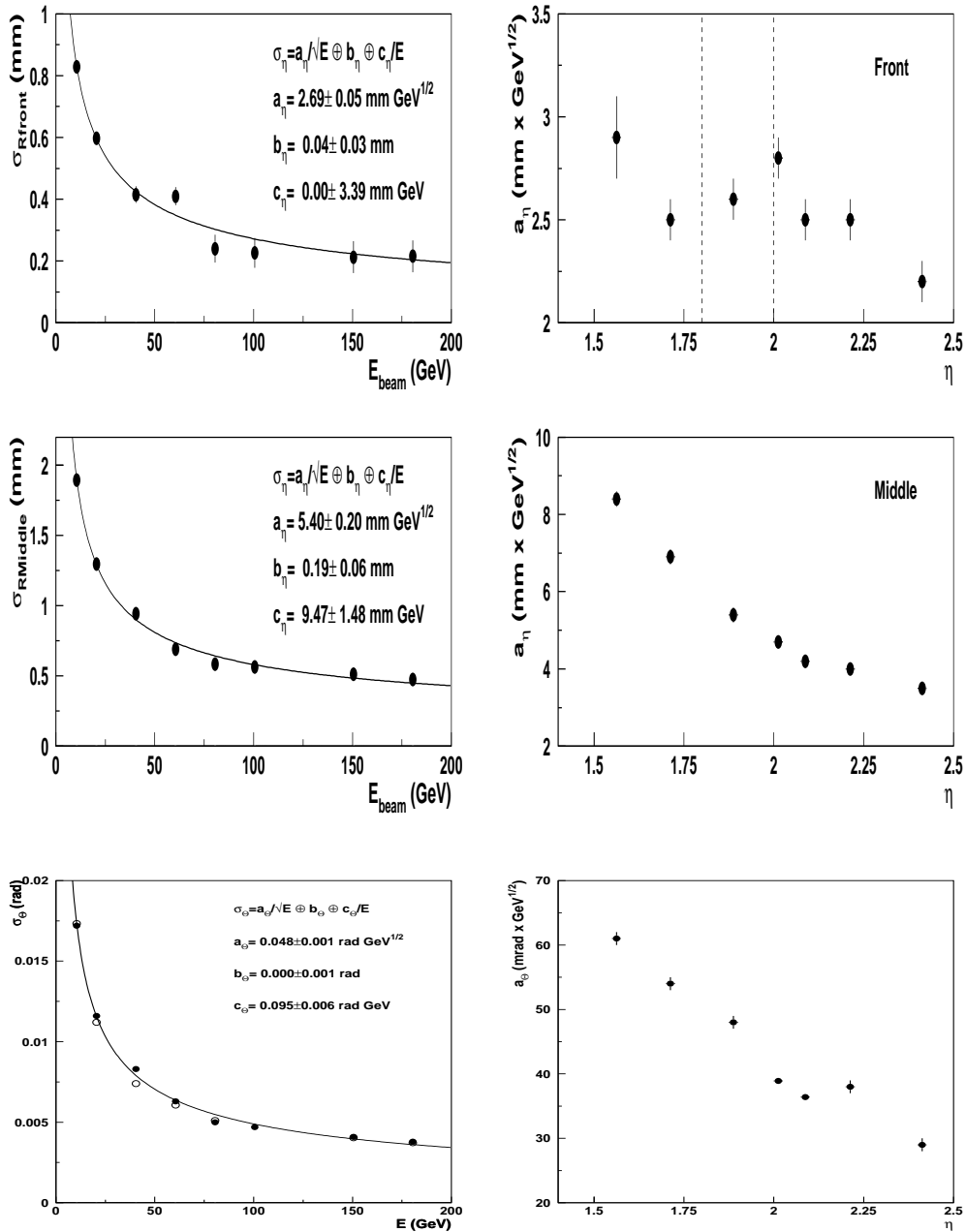


FIG. 4.32 – Gauche : Résolution en fonction de l'énergie du faisceau à  $\eta=1.9$  : en  $\eta$  dans le premier compartiment (haut), en  $\eta$  dans le deuxième (milieu), et en angle polaire  $\theta$  (bas) après combinaison des deux mesures. Dans ce dernier cas, les ronds vides indiquent les résultats de la simulation GEANT3. Droite : Le terme d'échantillonnage de ces résolutions en fonction de  $\eta$ .

ment en utilisant la paramétrisation standard des gerbes électromagnétiques [79]. Pour cette mesure le biais induit par la divergence du faisceau est négligeable (autour de 0.1 mrad). La résolution de l'angle polaire en fonction de l'énergie est montrée en bas à gauche de la Figure 4.32. Un excellent accord est trouvé avec la simulation `GEANT3`. Un terme stochastique de  $48 \text{ mrad GeV}^{1/2}$  est obtenu, en accord avec le cahier des charges (section 3.2.2). La variation du terme d'échantillonnage avec  $\eta$  suit celle du deuxième compartiment, et reste inférieure à  $60 \text{ mrad GeV}^{1/2}$  comme cela est montré en bas à droite de la Figure 4.32, en accord avec les mesures réalisées sur les modules de production [80].

Dans la direction  $\phi$ , le calcul du barycentre est plus précis à cause du partage "naturel" entre deux cellules en  $\phi$ , lié à la géométrie en accordéon, et la forme en "S" du barycentre est négligeable. L'évolution du terme d'échantillonnage de la résolution en  $\phi$  avec  $\eta$  a le même comportement que celui de la résolution en  $\eta$  (Figure 4.32 droite, au milieu), avec une légère amélioration. Celle-ci s'atténue avec  $\eta$  suivant la diminution des angles de pliage de l'accordéon.

### 4.3.7 Uniformité

En dépit de la géométrie compliquée du calorimètre bouchon, et sans compter les 9 coefficients d'intercalibration entre secteurs haute tension et les mesures de capacités, la section 4.3.5 a montré que seulement 13 paramètres sont nécessaires pour corriger la réponse du calorimètre dans la roue externe et 10 dans la roue interne. Pour ces paramètres, un bon accord avec la simulation `GEANT4` confirme que la géométrie du calorimètre bouchon est décrite dans ses moindres détails. Tous ces paramètres, ainsi que les coefficients haute tension, sont indépendants au premier ordre de la valeur en énergie pour  $E > 40 \text{ GeV}$  [60] car la taille transverse de la gerbe électromagnétique est indépendante de l'énergie.

L'énergie est reconstruite à l'aide des corrections paramétrées dans chaque cellule des trois modules ECC0, ECC1 et ECC5. Toutes les cellules à problèmes (haute tension, cellules avec un signal de physique et/ou de calibration déformé) potentiellement présentes lorsqu'ATLAS prendra des données sont conservées. Au total 95% des cellules sont gardées par module [60]. Le terme constant global peut être estimé à l'aide du spectre en énergie total montré sur la Figure 4.33. Il comprend plus de 16 millions d'électrons collectés dans 2455 cellules, ce qui représente une surface de  $\sim 3 \text{ m}^2$  (10% de la surface totale des bouchons). Les résultats des 3 modules ont été combinés sans normaliser l'échelle d'énergie entre modules. Les queues à basse énergie proviennent d'une contamination résiduelle de pions et de matière devant le calorimètre. Le terme constant global est estimé par un ajustement gaussien sur le spectre dans la région non affectée par les queues, après avoir soustrait quadratiquement le terme stochastique moyen ( $0.114/\sqrt{119}=1.05\%$ , section 4.3.6), la contribution du bruit ( $200 \text{ MeV}/119 \text{ GeV} \sim 0.17\%$ , section 4.3.6) et la dispersion du faisceau ( $\sim 0.07\%$ , Table 4.3). Ce qui donne  $0.70 \pm 0.04\%$ , en accord avec la somme quadratique du terme constant local moyen (0.35%, section 4.3.6) et de la non-uniformité moyenne de la réponse du détecteur (0.56%, section 4.3.5). Les principales contributions à ce terme constant viennent de la calibration, de la reconstruction du signal et des corrections en énergie nécessaires pour tenir compte de la géométrie complexe du calorimètre bouchon. Ces performances sont en accord avec l'ambitieux cahier des charges imposé par la physique.

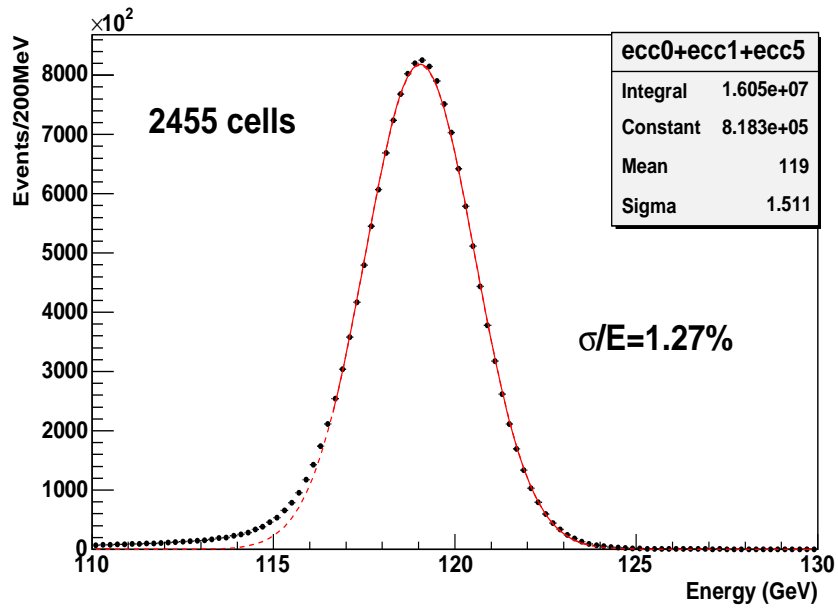


FIG. 4.33 – Spectre en énergie pour les électrons de 119 GeV collectés sur trois modules de production du calorimètre bouchon. Le résultat de l'ajustement gaussien pour  $E > 119 - 1.5\sigma$  GeV est superposé à la distribution.

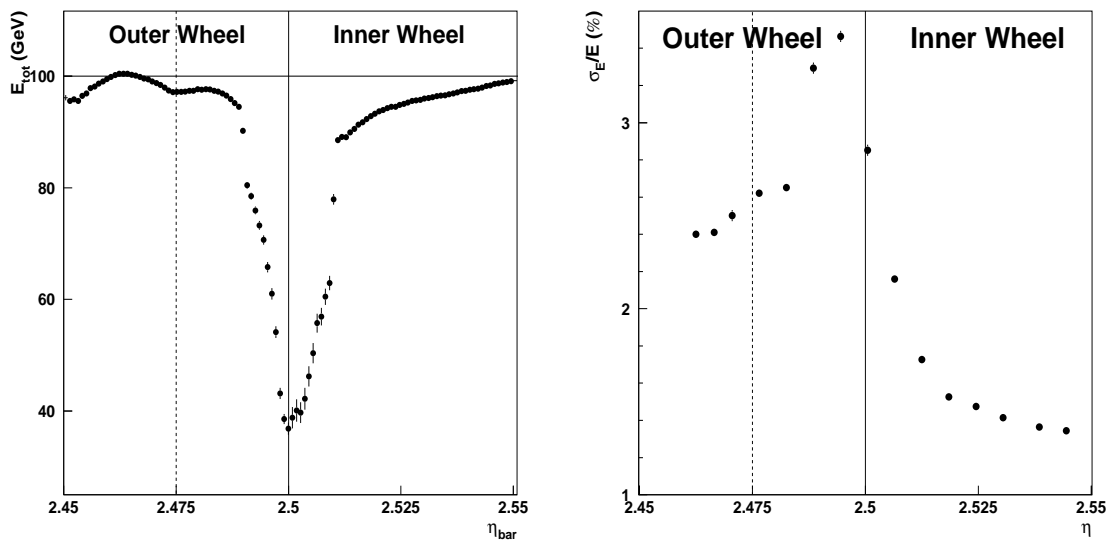


FIG. 4.34 – Résultats du balayage de la région entre la roue externe et interne avec des électrons de 100 GeV. Gauche : énergie en fonction du barycentre en  $\eta$ . Droite : résolution en énergie en fonction de  $\eta$ . Les lignes verticales représentent la séparation entre les cellules du deuxième compartiment.



Roue	Externe ( $1.5 <  \eta  < 2.4$ )	Interne ( $2.6 <  \eta  < 3.1$ )
Résolution en énergie locale $\sigma_E/E$ (GeV)	$\frac{10-12.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.3 - 0.5\% \oplus \frac{0.2}{E}$	$\frac{10-11\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.35\% \oplus \frac{0.2}{E}$
Résolution en énergie globale $\sigma_E/E$ (GeV)	$\frac{11.4\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \oplus \frac{0.2}{E}$	$\frac{10.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\% \oplus \frac{0.2}{E}$
Linéarité ( $E > 80$ GeV)	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.5\%$
Résolution en position $\sigma_\theta \times \sqrt{E}$ (mrad)	30 – 60	

TAB. 4.5 – Performances du calorimètre bouchon obtenues lors des tests sous faisceaux.

Dans la région de transition entre les deux roues du calorimètre bouchon ( $\eta \sim 2.5$ ), les électrodes ne sont pas recouvertes de cuivre sur les deux derniers mm proche de  $\eta = 2.5$ <sup>12</sup>. Pour mieux comprendre l'impact sur les performances du détecteur dans cette zone, une étude spécifique, basée sur une taille de cluster constante à cheval sur les roues interne et externe, a été menée [81, 60]. La Figure 4.34 montre que l'énergie totale diminue de 60% dans une petite zone de taille 10mm autour de  $\eta \sim 2.5$ . La présence des pions, non supprimés par la coupure dans le scintillateur  $S_\pi$ , et le comportement de la cellule la plus proche de  $\eta = 2.5$  dans la roue externe (capacité faible et grande inductance, Figure 4.7) peuvent expliquer la dégradation de la résolution en énergie dans la roue externe. Dans la roue interne, la résolution est comparable à celle attendue par la simulation.

### 4.3.8 Résumé des performances du calorimètre bouchon

Pendant 4 ans entre 1999 et 2002, les modules du calorimètre bouchon ont été testés avec des faisceaux d'électrons de 10 à 180 GeV. Près de 20 millions d'électrons ont été collectés ce qui permet de dresser un état complet des performances du détecteur de  $\eta = 1.4$  à  $\eta = 3.2$ . La reproductibilité de module à module est satisfaisante et les leçons tirées du Module 0 ont permis d'obtenir un bon accord avec le cahier des charges donné par la physique pour les modules de production. L'étude des différentes corrections, imposées par la géométrie hautement complexe, a permis d'alimenter la simulation GEANT3 puis GEANT4 dans les moindres détails ce qui assure que le détecteur sera correctement décrit au démarrage du LHC. L'accord général entre simulation et données sur la plupart des performances du détecteur renforce encore cette confiance. La Table 4.5 résume les performances du calorimètre électromagnétique bouchon. Bien qu'un peu dégradées par rapport à la partie tonneau, ces performances restent en accord avec les besoins de la physique, et permettent de doubler le domaine de reconstruction des électrons et des photons dans ATLAS de  $|\eta| < 1.4$  à  $|\eta| < 2.4$  (3.2).

12. La profondeur à  $\eta = 2.5$  est de  $3X_0$ , à comparer à  $38 X_0$  pour  $\eta = 2.49$  et  $28 X_0$  pour  $\eta = 2.51$ .

## 4.4 Fonctionnement du calorimètre dans ATLAS

Les deux cryostats ont été descendus dans le puits en 2006 (Figure 4.11d) et seront mis en froid courant 2007. Comme cela est détaillé dans les sections 4.2 et 4.3, les dix années séparant l'écriture de la proposition technique de l'installation du détecteur dans ATLAS ont été mises à profit pour comprendre finement son fonctionnement et ajuster la simulation dans les moindres détails grâce aux tests sous faisceaux. Pour obtenir un fonctionnement nominal dans ATLAS, les procédures développées lors des tests sous faisceaux ont nécessité de mesurer finement les paramètres de la chaîne d'électronique (sections 4.4.1 et 4.4.2).

L'état de fonctionnement du calorimètre à froid est nominal dans plus de 95% de sa couverture angulaire. Dans les 5% restant, la grande majorité des problèmes (haute tension, signal) permettent un fonctionnement avec des performances dégradées de 20 à 50% suivant la nature du problème. Ceci permet d'avoir un calorimètre électromagnétique aux performances homogènes dans un large domaine angulaire ( $|\eta| < 3.2$ ) et utilisable dès le démarrage de la prise de données (section 4.4.3).

### 4.4.1 Paramètres nécessaires à la reconstruction du signal

Dans ATLAS, il n'est pas possible d'obtenir la forme du signal de physique pour calculer les coefficients de filtrage optimal (collisions synchrones). Seule une méthode purement prédictive [82] est envisageable. Elle se base sur la connaissance des points suivants :

1. Le signal de calibration injecté par la carte de calibration : temps de décroissance de l'exponentielle  $\tau_c$ , du décalage  $f$  et de la dispersion de l'amplitude des signaux  $\Delta S$ ;
2. Le chemin parcouru par ce signal injecté avant d'atteindre le point d'entrée du signal de physique : fonction de transfert des lignes de calibration (réflexion, atténuation, effet de peau<sup>13</sup>, ...), et valeur de la résistance d'injection  $R_{inj}$  sur l'électronique froide;
3. La réponse obtenue après le passage par la chaîne électronique complète modélisée par une inductance  $L$ , une capacité  $C$  et une résistance de contact  $r$ ;
4. Le temps de dérive  $t_{drift}$  du signal de physique dans les gaps d'argon liquide.

A part les paramètres nécessaire au point 1), obtenus à partir des mesures directes sur les cartes de calibration<sup>14</sup>, les paramètres de la chaîne électronique (points 2 et 3) sont mesurés lors des tests à froid des deux roues du calorimètre pour chaque cellule ou lors des tests sous faisceaux (point 4).

La fonction de transfert des lignes de calibration est estimée à partir des mesures de réflectométrie en temps. Ces mesures sont effectuées sur toutes les lignes de calibration. Les résistances d'injection, situées sur les cartes mères de l'électronique froide, sont différentes pour chaque compartiment et ont une valeur spécifique à froid :  $\sim 3000$ , 500 et 1000  $\Omega$  dans le premier<sup>15</sup>, deuxième et troisième compartiment respectivement. Les distributions de ces résistances dans chaque compartiment et pour toutes les cellules des deux roues sont montrées sur la Figure 4.35. La dispersion, tirée d'un ajustement gaussien de chaque distribution, est inférieure à 0.05%, surpassant les demandes du cahier des charges (0.1%).

13. Cet effet est proportionnel à la longueur du câble de calibration, constante dans les bouchons.

14. La dispersion de  $\Delta S$  est estimée à 0.20% [83],  $\tau_c = 350\text{ns}$  et  $f = 7\%$ .

15. Dans ce compartiment, dû à un problème au moment de la production, deux lots de résistances existent.

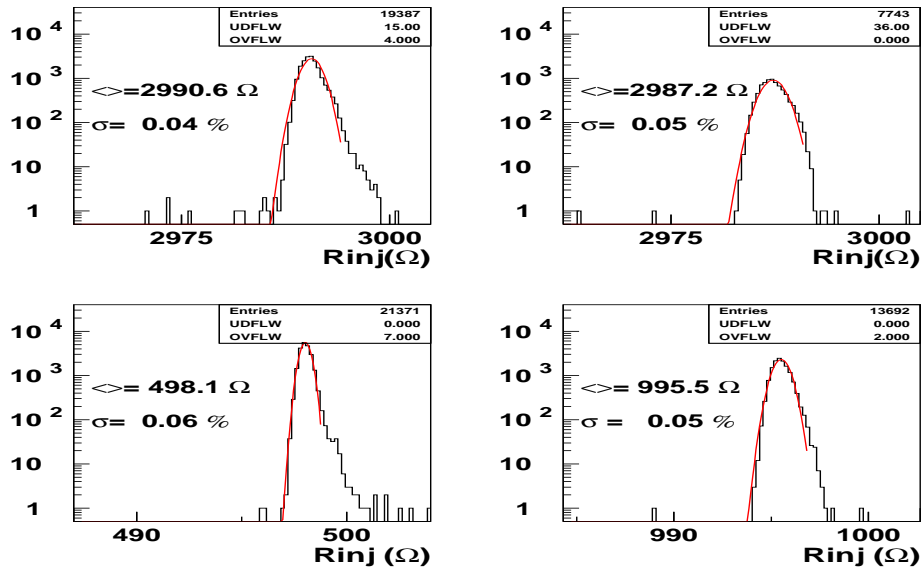


FIG. 4.35 – Distributions de la valeur à froid des résistances d’injection pour toutes les cellules des deux roues du calorimètre bouchon (voir texte). Les valeurs moyennes servant pour la base de données d’ATLAS sont indiquées ainsi que la dispersion pour chaque lot.

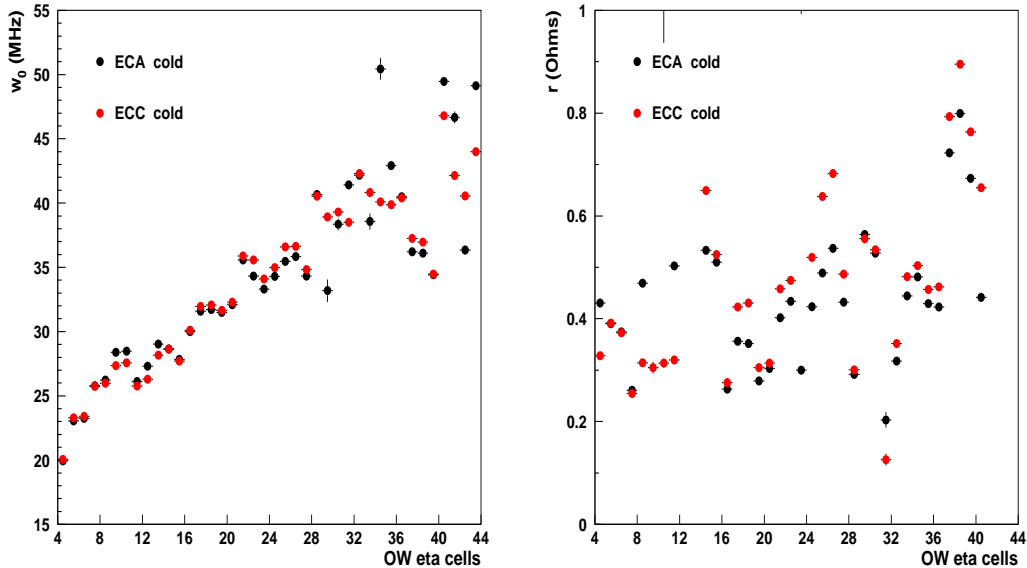


FIG. 4.36 – Résultats (moyennés en  $\phi$ ) des tests à froid pour les deux roues dans le deuxième compartiment ( $1.5 < \eta < 2.5$ ) avec l’analyseur de réseau. Gauche : fréquence de résonance,  $w_0$  en MHz, en fonction de  $\eta$ . Droite : résistance de contact,  $r$  en  $\Omega$ , en fonction de  $\eta$ .

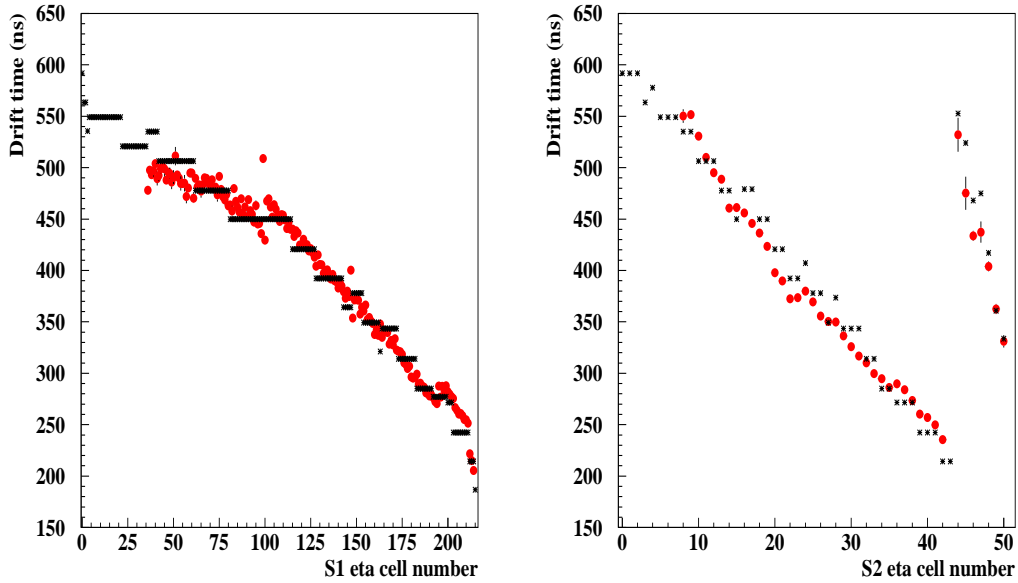


FIG. 4.37 – Temps de dérive en fonction de  $\eta$  calculé analytiquement (étoiles) et avec les données des tests sous faisceaux moyennées en  $\phi$  (ronds pleins). Gauche : dans le premier compartiment. Droite : dans le deuxième compartiment.

Dans la méthode purement prédictive, les paramètres de la chaîne électronique vus par le signal de physique interviennent sous la forme des deux produits  $LC$  et  $rC$ . Ils sont extraits d'une mesure avec un analyseur en réseau qui envoie un signal de calibration sinusoïdal, de fréquence 100kHz dans l'intervalle 10kHz-150MHz. La lecture du signal de sortie sur la voie signal permet de déterminer la fréquence de résonance  $\omega_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$  [84]. Toutes les cellules du deuxième et troisième compartiment sont analysées. Dans les bouchons, la détermination de la fréquence de résonance est de moins en moins précise à cause de la décroissance de la capacité avec  $\eta$ , et compliquée par la variation de la longueur du câble de signal en  $\phi$ . La Figure 4.36 montre la variation de  $\omega_0$  en fonction de  $\eta$  pour les deux roues. Un bon accord est trouvé pour  $|\eta| < 2.1$ . La résistance de contact  $r$  est estimée à partir de la valeur à basse fréquence [84] et sa variation en fonction de  $\eta$  est montrée pour les deux roues sur la Figure 4.36.

Le temps de dérive peut être calculé analytiquement pour chaque compartiment une fois la haute tension fixée [72]. Pour vérifier ce calcul, le temps moyen tiré de la forme de physique reconstruite avec les données des tests sous faisceaux pour les deux premiers compartiments est comparé à cette prédiction (Figure 4.37). Un bon accord est trouvé avec le calcul analytique. Partout où les données ne sont pas disponibles (cellules du pré-échantillonneur et du troisième compartiment), les valeurs du calcul analytique sont utilisées pour remplir la base de données d'ATLAS.

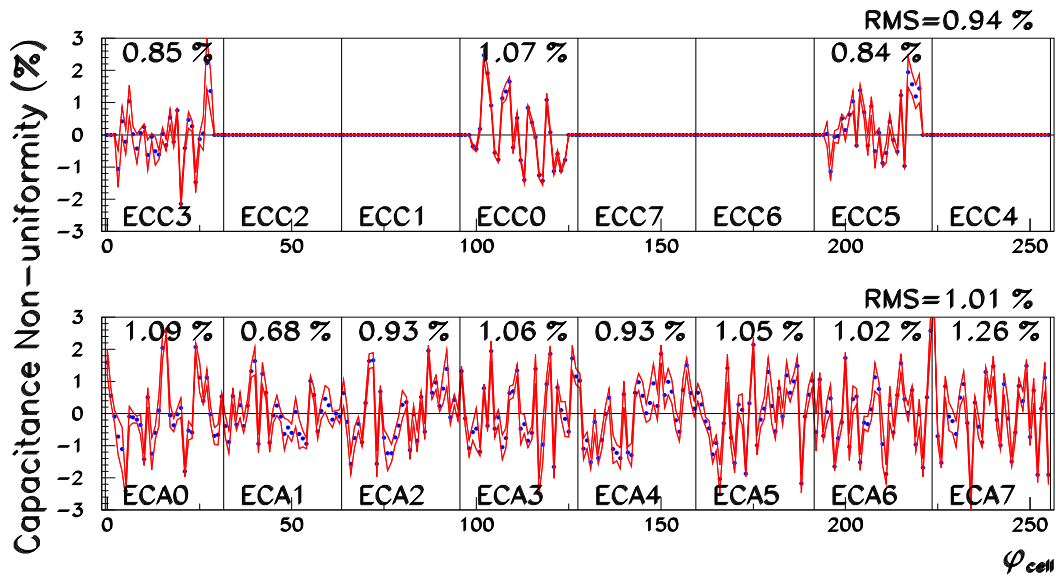


FIG. 4.38 – Non-uniformité de la capacité des cellules du deuxième compartiment pour tous les modules du calorimètre électromagnétique bouchon en fonction de  $\phi$ . La dispersion (RMS) est donnée pour chaque module.

#### 4.4.2 Paramètres nécessaires à la reconstruction des électrons/photons

Le schéma de reconstruction des électrons a été validé grâce aux données des tests sous faisceaux (section 4.3.5). Toutes les corrections peuvent être paramétrées en fonction de  $\eta$  et sont bien reproduites par la simulation. La seule exception vient des corrections tenant compte de la variation de capacité en  $\phi$ , nécessaires pour atteindre les spécifications d'ATLAS sur le terme constant global de la résolution en énergie.

La non-uniformité des capacités en  $\phi$  dans le bouchon s'explique par des fluctuations locales de l'épaisseur des espaceurs utilisés lors du montage et doit donc être spécifique à chaque cellule de chaque module. Pour évaluer cette correction, une campagne de mesures a été menée sur le deuxième compartiment de la roue A avant son insertion dans le cryostat. Une dizaine de valeurs en  $\eta$  ont été définies et tous les  $\phi$  de ces cellules ont été mesurés. La non-uniformité de la capacité est montrée sur la Figure 4.38 en fonction de  $\phi$ . Ces mesures n'ont pu être effectuées sur la roue C car le cryostat était déjà fermé.

#### 4.4.3 Mise en route et performances du calorimètre dans ATLAS

Les principaux changements par rapport aux conditions des tests sous faisceaux viennent de la matière du détecteur interne situé devant le calorimètre, de la présence du champ magnétique (surtout dans les bouchons) et de la position finale des détecteurs dans les cryostats (forme de poire pour le tonneau) et des cryostats dans ATLAS (rotation autour de l'axe  $x$  et  $y$  par rapport à la position nominale, décalage de 4 cm en  $z$  pour les cryostats bouchons, induisant une non-projectivité). Enfin le dernier paramètre viendra du bon fonctionnement de toute l'électronique

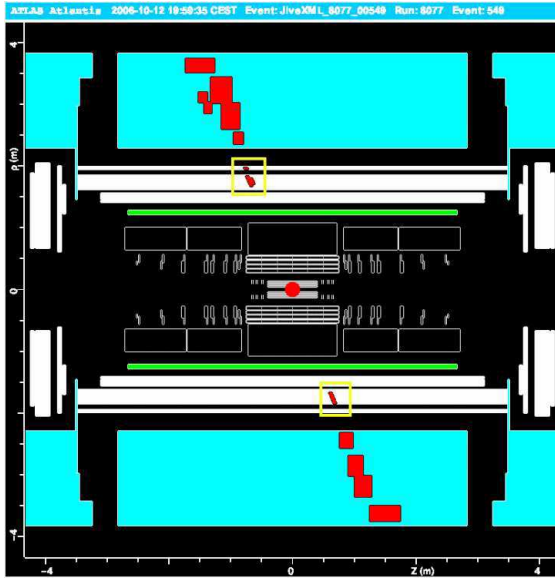


FIG. 4.39 – Passage d'un muon cosmique dans les calorimètres hadronique et électromagnétique tonneau d'ATLAS. Les dépôts d'énergie dans le calorimètre à tirets) et à 14 TeV (ligne continue). L'ajustement électromagnétique sont encadrés.

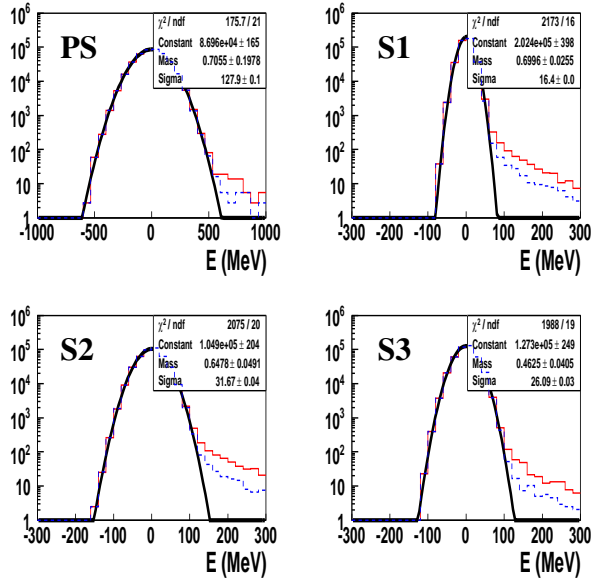


FIG. 4.40 – Réponse typique d'une cellule du bouchon du calorimètre électromagnétique à 400 000 événements de biais minimum à 900 GeV (ligne à tirets) et à 14 TeV (ligne continue). L'ajustement gaussien permet d'estimer le bruit de l'électronique.

dans la caverne ATLAS, notamment la bonne compréhension du niveau de bruit.

Pour obtenir un fonctionnement optimal du calorimètre *in situ*, il faudra donc adapter le schéma de reconstruction des gerbes électromagnétiques utilisé dans les tests sous faisceaux à ces nouvelles contraintes. Une première étape consiste à utiliser les muons cosmiques (Figure 4.39) pour vérifier le fonctionnement de toute la chaîne électronique *in situ* : bruit, calibration, reconstruction du signal avec des coefficients de filtrage optimal, application de la calibration et obtention de l'énergie par cellule. Ces études sont possibles dans une partie limitée de l'acceptance du détecteur, principalement les modules du haut et du bas du tonneau. Avec une statistique de 100 muons par cellules, il sera possible de mesurer/vérifier certaines propriétés du calorimètre comme la résolution en temps et procéder à une première intercalibration en  $\eta$  des régions du calorimètre.

Le schéma actuel du fonctionnement du LHC prévoit des premières collisions à 900 GeV dans le centre de masse pendant quelques jours puis, quelques mois plus tard, à 14 TeV. Voici les principales étapes qu'il faudra franchir pour obtenir des performances optimales du calorimètre dans ATLAS :

- Vérification du bon fonctionnement de toutes les cellules du calorimètre. Tous les modules ont été testés avec le système de calibration mais la partie entre l'électrode et les cartes de l'électronique froide peut présenter des problèmes non détectés par la calibration. Pour ce faire, une réponse très rapide (après un jour de prises de données à 900 GeV ou 14 TeV) peut être apportée à l'aide des événements de biais minimum comme le

montre la Figure 4.40 [85].

- Mesure de la quantité de matière devant le calorimètre. Une première estimation de la matière dans le détecteur interne est possible en regardant la variation de l'énergie accumulée en  $\phi$  avec les événements, isotrope en  $\phi$  par définition, de biais minimum [85]. Cette estimation est relative, peu précise (de l'ordre de 0.1%) mais assez rapide (quelques jours) et doit donc permettre de pointer les différentes zones à problèmes. Pour affiner cette estimation, il est nécessaire de travailler avec un lot pur d'électrons et d'utiliser le rapport S1/S2. Enfin pour obtenir une valeur absolue du nombre de  $X_0$  dans le détecteur interne et devant le calorimètre, des distributions de la comparaison entre la mesure du calorimètre et du détecteur interne ( $E/p$ ), une connaissance de la position de la conversion des électrons/photons dans le détecteur interne et une comparaison très détaillée des données avec la simulation seront nécessaires.
- Correction de la non-uniformité de la réponse du détecteur par zone en  $\eta$  et  $\phi$ <sup>16</sup> et connaissance précise de l'échelle d'énergie absolue. Pour ces deux points, l'utilisation des événements  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  constitue le meilleur outil [86] grâce à la connaissance très précise de la masse du  $Z^0$ . Les méthodes développées ne sont cependant pertinentes qu'une fois les incertitudes venant de la matière devant le calorimètre et des non-linéarités bien comprises.
- Correction de la non-linéarité de la réponse du détecteur. Pour ce faire, l'utilisation des électrons venant des événements  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  et  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  est le meilleur outil, une fois les incertitudes venant de la matière devant le calorimètre sous contrôle.
- Connaissance de la position des calorimètres (les deux roues du bouchon et les deux demi-tonneaux) dans ATLAS et par rapport au faisceau. Elle est indispensable pour obtenir les performances ultimes de la résolution en position (notamment pour  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ) et pourra être obtenue en associant une gerbe électromagnétique mesurée dans le calorimètre avec une trace dans le détecteur interne.
- Enfin la compréhension des corrections locales (cellules et cluster) dans le contexte d'ATLAS. Ceci nécessitera un millier d'électrons purs par cellule et une très bonne compréhension des étapes précédentes.

L'accomplissement de ces différentes étapes sera particulièrement important pour effectuer les mesures de précision présentées dans le chapitre suivant.

---

16. Ceci sera particulièrement important dans les bouchons pour les différentes zones haute tension (Figure 4.23).

## Chapitre 5

# Mesures de précision avec ATLAS au LHC

Comme le démontre le chapitre 3, le LHC est une machine taillée pour les découvertes grâce à la grande énergie disponible dans le centre de masse de la collision proton-proton (Figure 3.2). Cette particularité offre également la possibilité de produire un nombre de bosons de jauge  $W/Z$  et de quarks top comparable ou supérieur à celui collecté auprès des autres collisionneurs, dès la première année à la luminosité initiale. Une fois les performances nominales du détecteur ATLAS atteintes, dans cette phase initiale où le nombre d'événements d'empilement sera réduit, l'expérience acquise dans des conditions similaires auprès du Tevatron doit servir de tremplin pour améliorer la précision des mesures existantes dans les secteurs du  $W$ ,  $Z$  et top.

Les expériences du LEP et du Tevatron ont montré la nécessité de ces mesures de précision pour contraindre les paramètres libres du Modèle Standard et tester sa cohérence (section 5.1). Pour effectuer des mesures de précision, compétitives avec celles du Tevatron et du LEP, au LHC, la première difficulté réside dans la compréhension fine des processus QCD à l'énergie de la collision : fonction de structure du proton, événements d'empilement, événement sous-jacent, radiations dans l'état initial et final (section 5.2). La deuxième étape consiste à maîtriser les performances du détecteur : l'identification des jets de  $b$  et des électrons pour réduire les différents bruits de fond, une très bonne connaissance de l'échelle d'énergie des leptons et des jets, le tout s'appuyant sur une simulation détaillée reproduisant au mieux les données. Les atouts d'ATLAS dans ces domaines sont discutés ainsi que les hypothèses utilisées pour obtenir les précisions attendues sur les mesures des paramètres du Modèle Standard (section 5.3). A titre d'exemple, la sensibilité d'ATLAS dans la mesure de la masse du  $W$  est donnée dans la section 5.4. Dans le domaine du top, ATLAS tire parti du fait que le LHC sera la première véritable usine à top. La sensibilité d'ATLAS dans la mesure de ses propriétés (masse, spin) et des caractéristiques de son vertex de décroissance  $t \rightarrow Wb$  (mesure de la polarisation du  $W$  sur sa couche de masse, mesure de l'élément de matrice  $|V_{tb}|$ ) est discutée dans la section 5.5.

Je me suis particulièrement investi dans l'évaluation de la sensibilité d'ATLAS dans la caractérisation des vertex de décroissance et de production du quark top au LHC [87]. Ces études étaient originales dans ATLAS puisqu'elles n'avaient pas été menées dans le cadre du TDR de physique en 1999 [13].



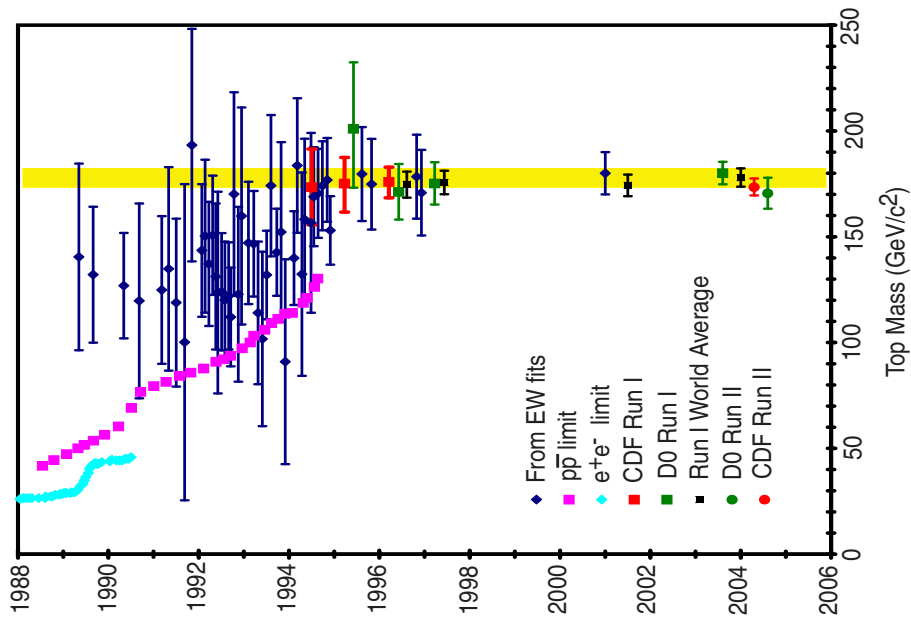


FIG. 5.1 – Histoire de la quête directe et indirecte du quark top. Les symboles sans barres d'erreurs représentent les limites issues des recherches sur collisionneurs  $e^+e^-$  et  $p\bar{p}$ . Les losanges représentent les prédictions basées sur les mesures de précision électro-faibles. Les mesures directes auprès des expériences du Tevatron au run I (run II) sont symbolisées par des carrés (ronds). La bande jaune indique la moyenne finale obtenue au run I [89].

## 5.1 Historique des mesures de précision aux collisionneurs

La prédictivité du Modèle Standard alliée à des mesures de précision sur certains de ses paramètres permet de contraindre indirectement la masse de particules qui n'ont pas été mises en évidence. L'exemple le plus significatif de ces vingt dernières années est la prédiction de la masse du top à partir des mesures de précision électro-faibles à la masse du Z à LEP1 (section 5.1.1). Ce grand succès illustre que mesures de précision et collisionneur  $e^+e^-$  ont souvent été associés. A contrario, les mesures de précision ont longtemps semblé difficiles auprès d'un collisionneur hadronique à cause des incertitudes liées à l'environnement QCD. Les expériences du Tevatron ont infirmé cette idée en montrant que la grande statistique disponible permet de contrôler les erreurs systématiques liées à l'environnement QCD. L'obtention de mesures avec une précision comparable à celle des machines  $e^+e^-$  l'a démontré de manière éclatante (section 5.1.2). Cette réussite permet d'avoir confiance dans les capacités du LHC à améliorer la précision des mesures existantes.

### 5.1.1 Mesure indirecte de la masse du top au LEP

La découverte du quark  $b$  en 1977 [88] a véritablement lancé la quête du quark top comme le partenaire du  $b$  dans le doublet d'isospin faible du Modèle Standard. Les résultats de ces vingt dernières années sont synthétisés sur la Figure 5.1. Ils sont issus de recherche directe auprès des

collisionneurs  $e^+e^-$  et  $p\bar{p}$  et de prédictions basées sur les mesures de précision des machines  $e^+e^-$  à la masse du  $Z$ . Il est intéressant de détailler les deux approches pour mieux comprendre leur complémentarité.

La quête du quark top commença dans les années 1980 auprès des collisionneurs  $e^+e^-$  PETRA et TRISTAN en recherchant une augmentation brutale du rapport  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  au seuil de production de la paire  $t\bar{t}$ . Aucune variation de ce rapport en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $e^+e^-$  n'étant observée, la meilleure limite inférieure finale sur la masse du top fut portée à 30.2 GeV [90] en 1989. Avec le démarrage du LEP et de SLC, la recherche s'orienta vers l'observation des topologies de la décroissance  $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$  avec  $t \rightarrow W^*b$  à la masse du  $Z$  qui se solda par une augmentation de la limite inférieure à  $\sim m_Z/2 = 45.8$  GeV [91]. Des recherches parallèles aux collisionneurs  $p\bar{p}$  (SPS puis Tevatron) se firent d'abord en supposant que  $m_t < m_W + m_b$  et que le top était produit dans la décroissance  $W \rightarrow tb \rightarrow W^*(\rightarrow l\nu)bb$ . Les meilleures contraintes indirectes sur  $m_t$  furent successivement 69 GeV par UA2 [92] et 91 GeV par CDF [93]. Une fois établi que  $m_t > m_W + m_b$ , le principal canal de production du top devint naturellement  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W$  et la recherche se concentra sur l'obtention d'un pic dans la masse invariante de trois jets (dont un jet de  $b$ ) et de deux leptons correspondant aux canaux de décroissance du  $W$  ... et finalement CDF et D0 découvrirent le quark top en 1995 [94].

Une alternative fructueuse et parallèle à cette longue quête d'une vingtaine d'années consista à prédire indirectement la masse du top en s'appuyant sur la solidité du Modèle Standard. Dans les années 1980, cette entreprise se concentra sur l'utilisation des symétries de saveur de la matrice de masse des quarks [95]. Avec l'arrivée des mesures de précision électro-faibles de LEP et SLC, la sensibilité s'améliora en considérant les corrections radiatives au vertex de décroissance et au propagateur du  $Z^0$  où le rôle du top est prépondérant si  $m_t > m_W$  et  $m_t \gg m_b$ . Toutes les mesures de précision de LEP/SLC purent donc contraindre de façon indirecte la masse du top dès le début des années 1990. Juste avant sa découverte par CDF et D0 (fin 1994), et en supposant  $m_H = 100\text{-}600$  GeV, la mesure indirecte de la masse du top donnait  $M_t = 173^{+22}_{-24}$  GeV [96]<sup>1</sup>, en parfait accord avec la valeur trouvée par les expériences du Tevatron.

L'association de la découverte du top et de la prédiction de sa masse consistue une très belle vérification de la consistance du Modèle Standard : la résonance découverte au Tevatron peut être interprétée comme le sixième quark du Modèle Standard.

## 5.1.2 Mesures de précision au Tevatron et contrainte sur la masse du Higgs

Les incertitudes associées au mode de production (fonction de structure du proton) et à l'environnement QCD de l'événement (radiation dans l'état initial et final, événement sous-jacent) dégradent la précision avec laquelle est mesurée l'énergie des électrons et surtout des jets, sources d'incertitude majeures pour la mesure de la masse du  $W$  et du top respectivement. La grande statistique<sup>2</sup> permet en partie de contourner ce problème en créant des lots de contrôle

1. En mars 2007, sa valeur s'établit à  $M_t = 172.6^{+13.2}_{-10.2}$  GeV [14].

2. Le nombre de  $W$  enregistré par les expériences du Tevatron correspond au nombre de  $Z$  enregistré par le LEP.

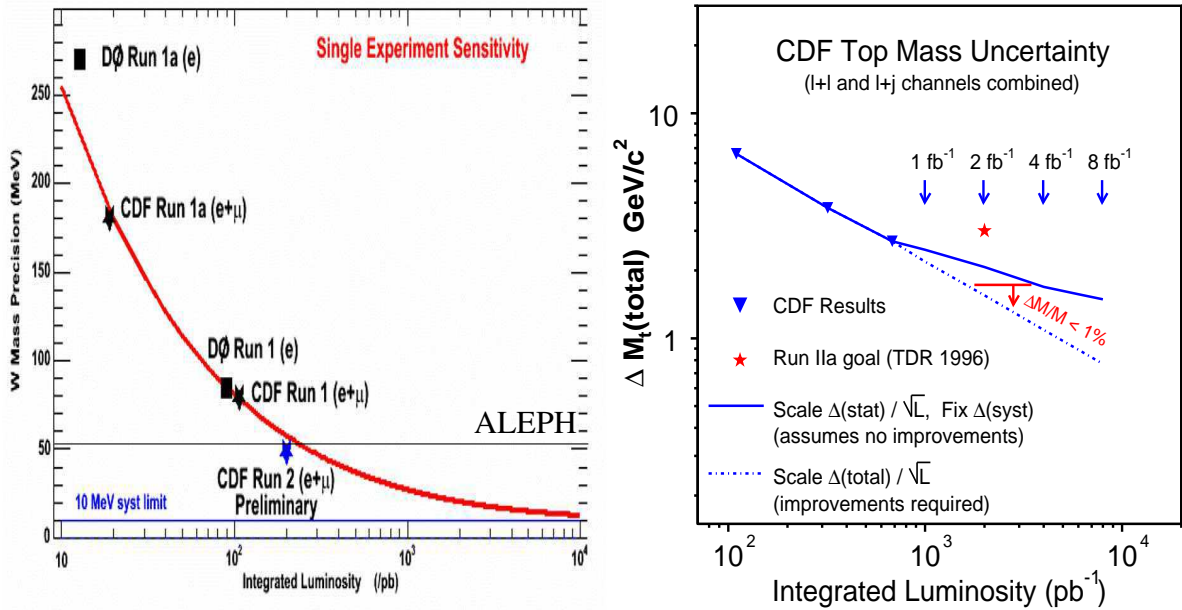


FIG. 5.2 – Résumé des précisions obtenues sur la masse du  $W$  (gauche) et du top (droite) pour une expérience au Tevatron en fonction de la luminosité intégrée. Les lignes donnent des extrapolations possibles à plus haute luminosité intégrée en fonction des résultats actuels représentés par des symboles.

pour diminuer ces sources d'incertitudes. Une fois maîtrisée, cette stratégie peut rendre les mesures du Tevatron compétitives avec celles du LEP.

Le meilleur exemple concerne la mesure de la masse du  $W$ . La Figure 5.2 gauche montre la précision obtenue sur ce paramètre en fonction de la luminosité intégrée du Tevatron. Grâce à l'emploi du lot de contrôle  $Z \rightarrow ee$ , la précision obtenue par CDF avec  $200 \text{ pb}^{-1}$  de données (48 MeV [97]) est déjà inférieure au meilleur résultat obtenu par ALEPH (51 MeV [98]). Une extrapolation basée sur les mesures de CDF et DØ permet donc d'espérer une précision de 15 MeV par expérience à la fin du Run II ( $\sim 8 \times 10^3 \text{ pb}^{-1}$ ), et une mesure complètement dominée par les erreurs systématiques. Après combinaison des deux expériences CDF et DØ, une précision de 10 MeV peut être atteinte, ce qui ferait du Tevatron la machine donnant la mesure la plus précise de la masse du  $W$  (la combinaison des expériences LEP donne 33 MeV).

Un autre exemple concerne la mesure de la masse du top. Le Tevatron est actuellement le seul collisionneur à produire des quarks top, principalement via le processus  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . Malgré une statistique relativement faible (environ 10 000 paires  $t\bar{t}$  sont produites pour  $1 \text{ fb}^{-1}$ ), il est possible grâce à la présence d'un détecteur de vertex et à une signature claire (plusieurs jets de grande impulsion transverse et un ou deux leptons isolés) de mesurer précisément sa masse. La Figure 5.2 droite montre les améliorations sur la mesure de ce paramètre en fonction de la luminosité intégrée. La dernière valeur de la masse du top mesurée au Tevatron en combinant les expériences CDF et DØ est  $170.9 \pm 1.8 \text{ GeV}$ . C'est le premier résultat dont l'erreur est dominée par les incertitudes systématiques, principalement liées à l'échelle d'énergie des jets. Plusieurs

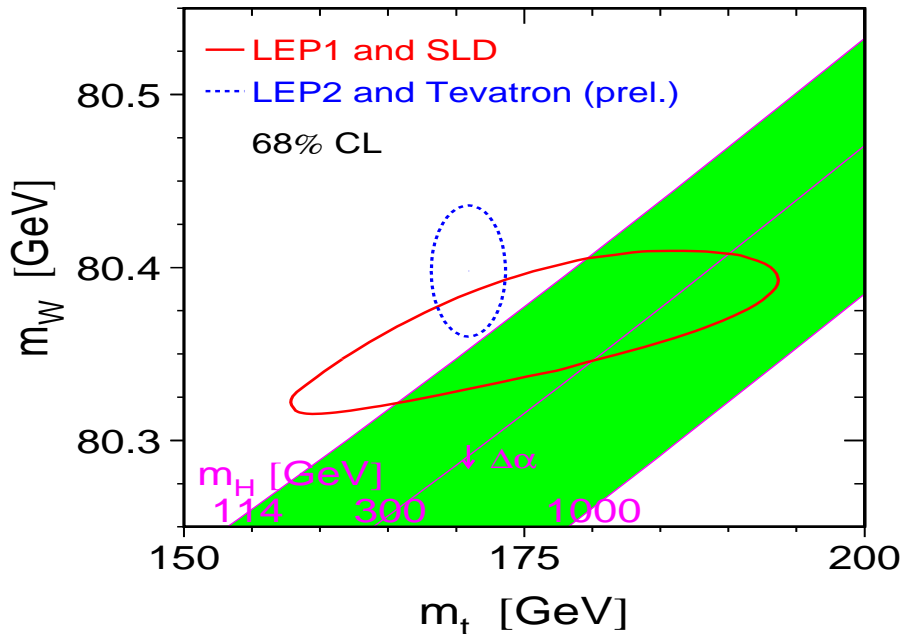


FIG. 5.3 – Contraintes directes (ellipse pointillée) et indirectes (ellipse pleine) sur la masse du Higgs du Modèle Standard à partir des prédictions basées sur les mesures de précision électro-faibles en mars 2007 dans le plan des masses du  $W$ ,  $m_W$ , et du top,  $m_t$  [14].

scénarios sont envisagés en fonction de la maîtrise de cette erreur (traits pleins et pointillés sur la Figure 5.2 droite) conduisant à une incertitude inférieure à 2 GeV par expérience à la fin du Run II, soit 1.5 GeV après combinaison des deux expériences. Cette précision inférieure à 1% sur un des paramètres fondamentaux du Modèle Standard est une autre preuve de la grande capacité des machines hadroniques.

Comme l’explique la section 2.2.2, la précision sur les mesures de la masse du  $W$  et du top a un impact direct sur la masse attendue du Higgs du Modèle Standard (Figure 5.3). Dans un proche avenir, le Tevatron détiendra donc les meilleures précisions sur ces deux paramètres, démontrant qu’une machine hadronique peut rivaliser dans ce domaine avec les collisionneurs  $e^+e^-$ , malgré l’environnement QCD défavorable.

## 5.2 La situation au LHC

Les résultats présentés dans la section précédente sont très encourageants pour le LHC, dont le principal atout sera d’offrir rapidement une très grande statistique grâce à l’augmentation de l’énergie disponible dans le centre de masse (Figure 3.2). Le nombre d’événements attendus pour différents canaux du Modèle Standard lorsque  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données auront été collectées (une à deux années à la luminosité initiale) est montré dans la Table 5.1. Il est comparable, voire surpasse d’un ou de plusieurs ordres de grandeur le nombre d’événements produits auprès des autres collisionneurs. Les mesures de précision seront donc complètement et très rapidement dominées par les erreurs systématiques venant du détecteur (section 5.3) et de la compréhension de l’environnement QCD spécifique aux collisions proton-proton à 14 TeV. Cette section se

Processus	$\sigma$ (nb)	Nb evts pour $10 \text{ fb}^{-1}$ ( $10^6$ )	Nb evts produits dans les autres collisionneurs ( $10^6$ )
Biais Minimum	$10^8$	$10^9$	$7 \times 10^8$ (Tevatron Run II)
$b\bar{b}$	$5 \cdot 10^5$	$5 \times 10^6$	1000 (Usine à B), $10^6$ (Tevatron Run II)
$W \rightarrow e\nu_e$	15	150	0.01 (LEP), 15 (Tevatron Run II)
$Z \rightarrow e^+e^-$	1.5	15	10 (LEP), 1.5 (Tevatron Run II)
$t\bar{t}$	0.8	8	0.01 (Tevatron Run II)

TAB. 5.1 – *Sections efficaces et nombre d'événements attendu pour différents canaux du Modèle Standard après  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale au LHC. Le nombre d'événements produits auprès des autres collisionneurs est donné dans la colonne de droite.*

concentre sur les méthodes envisagées pour comprendre cet environnement en s'appuyant sur les connaissances engrangées auprès des précédents collisionneurs.

L'espace de phases disponible dans le centre de masse de la réaction au LHC couvre un vaste domaine encore inexploré dans le plan  $Q^2 - x$ , comme le montre la Figure 5.4. Son extension à grand  $Q^2$  est déterminée par l'évolution QCD aux grands ordres dans le formalisme DGLAP [99]. L'exploration des valeurs à très faible  $x$  nécessite, elle, la connaissance limitée de la distribution des gluons dans le proton qui repose sur des extrapolations de mesures actuelles (cible fixes, HERA) et sur la mesure de processus connus (production de paires de leptons par Drell-Yan, l'asymétrie de charge du boson  $W$  au Tevatron [100]). La réduction de ces grandes incertitudes sur la fonction de structure du proton (PDF) sera l'une des premières tâches du LHC. Il est par exemple possible de mieux connaître la région  $x - Q^2 = [10^{-4} - 10^{-1}, 10^4 \text{ GeV}^2]$ , où domine le processus  $g \rightarrow q\bar{q} \rightarrow W$  et de distinguer entre les différentes fonctions de structures, grâce à la mesure du spectre en rapidité du lepton issu de la décroissance leptonique du  $W$  [101].

Les mesures de précision se concentreront sur la phase initiale de la luminosité où le nombre d'événements d'empilement sera limité (Table 3.1). Leur caractérisation est une donnée importante au LHC et peut constituer une limitation pour les mesures de précision. Cette connaissance peut s'acquérir en caractérisant les événements de biais minimum avec des variables inclusives simples, comme le nombre moyen de traces chargées par événement. La Figure 5.5 illustre la situation attendue au LHC à partir d'extrapolations basées sur différents générateurs (PYTHIA, PHOJET ajustement de CDF). Seule l'analyse des données du LHC permettra de réduire cette erreur et d'ajuster le Monte-Carlo.

La méconnaissance du nombre moyen d'événements d'empilement lors de la prise de données peut être un facteur limitant pour les mesures de précision. Pour évaluer ce nombre, mais aussi pour toute mesure de section efficace, une bonne connaissance de la luminosité de la machine est nécessaire. En partant des paramètres du faisceau (Equation (3.1)), la luminosité devrait être connue à 5-10%. ATLAS s'appuiera sur une technologie, testée à CDF, basée sur un système de 40 tubes Čerenkov (LUCID [103]) entourant le tube à vide à  $z = \pm 18 \text{ m}^3$ , pour améliorer cette précision à 2-3% [104].

3. La calibration absolue de ce détecteur se fera à l'aide de pots romains, installés à 240 m du centre d'ATLAS, lors d'une prise de données dédiée à très faible luminosité ( $10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).

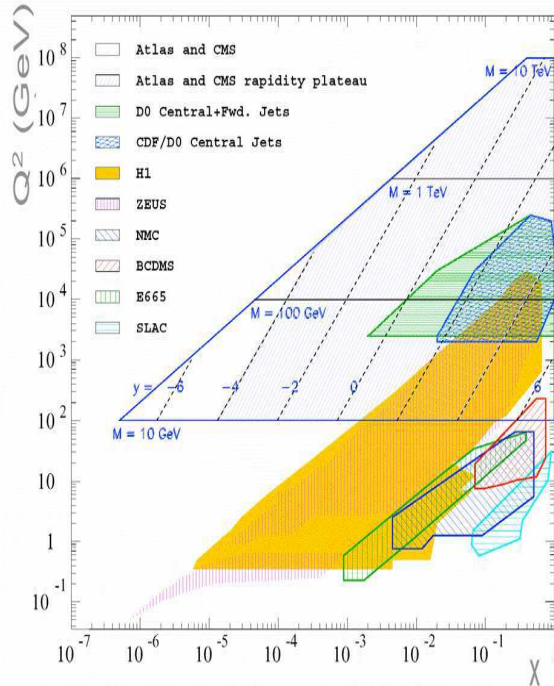


FIG. 5.4 – Espaces des phases disponibles pour les différents collisionneurs hadroniques dans le plan formé par le quadri-moment transféré ( $Q^2$ ) et la fraction d'impulsion du proton emportée par le parton ( $x$ ).

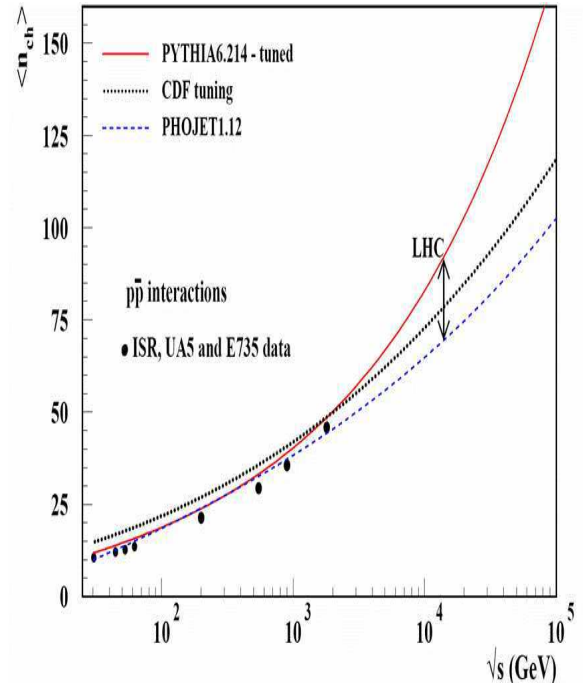


FIG. 5.5 – Nombre moyen de particules chargées pour les événements de biais minimum obtenus auprès des expériences sur collisionneurs  $p\bar{p}$  (rond pleins). Les extrapolations possibles aux collisions  $pp$  du LHC sont figurées avec des courbes [102].

### 5.3 Atouts d'ATLAS pour les mesures de précision

Comme le démontre les résultats du Tevatron, les performances du détecteur dans la partie centrale ( $|\eta| < 2.5$ ) sont cruciales pour les mesures de précision dans le secteur du  $W$ ,  $Z$  et top où les événements sont centraux. Ces performances peuvent être réparties en deux catégories : la première concerne ses capacités d'identification des objets singuliers comme l'électron ou le jet issu d'un quark  $b$  (section 5.3.1) qui permettent *in fine* d'obtenir un lot pur et bien compris d'événements contenant des bosons  $W$ ,  $Z$  ou des quarks top. La deuxième concerne ses capacités à reconstruire précisément l'énergie des leptons et des jets pour réduire les erreurs systématiques (section 5.3.2). Les performances ultimes d'ATLAS seront obtenues à l'aide de la grande statistique du LHC et des nombreux lots de contrôle ( $Z \rightarrow ee$ ,  $Z$ +jets, ...). Une simulation détaillée, ajustée d'abord à partir des tests sous faisceaux, et une simulation rapide seront des outils essentiels pour comprendre finement les données du LHC et évaluer les erreurs systématiques (section 5.3.3). Cette section insiste sur les atouts d'ATLAS dans ces trois domaines (identification, reconstruction, simulation) qui doivent lui permettre de reproduire puis d'améliorer les résultats obtenus par le Tevatron dans la mesure de la masse du  $W$ , et des propriétés du quark top.

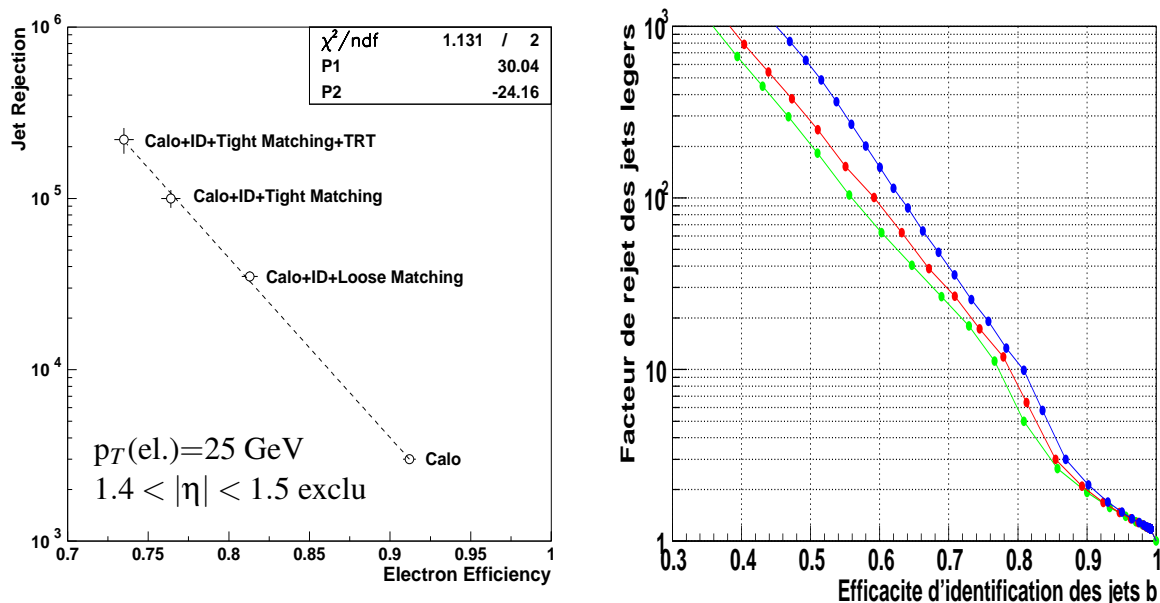


FIG. 5.6 – Illustration des performances attendues par ATLAS dans la région centrale ( $|\eta| < 2.5$ ) à la luminosité initiale,  $L=2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Gauche : séparation électron/jets. Droite : séparation jets légers/jets de  $b$  où les trois courbes correspondent à 3 algorithmes de plus en plus sophistiqués : 2D (vert), 2D+1D (rouge), 3D+SVX (bleu) [26].

### 5.3.1 Performances des algorithmes d'identification

L'identification des électrons isolés de grand impulsion transverse ( $p_T \sim 25 \text{ GeV}$ , fixé par le seuil de déclenchement au niveau 1) sera essentielle pour distinguer le signal ( $W$ ,  $Z$ , top) du bruit de fond QCD. Pour rejeter le plus grand nombre de jets, il est nécessaire d'exploiter pleinement la signature singulière de l'électron : gerbe électromagnétique compacte dans le calorimètre EM, absence de dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique, association à une trace reconstruite dans le détecteur interne. Les performances attendues sont montrées sur la Figure 5.6 gauche: dans la phase de luminosité initiale, une efficacité supérieure à 70% pour des électrons isolés de grande impulsion transverse ( $p_T = 25 \text{ GeV}$ ) est possible en parallèle avec un facteur de rejet  $> 10^5$  pour les jets [105]. Grâce à un calorimètre électromagnétique plus granulaire, ces performances attendues sont supérieures à celles mesurées par CDF : une efficacité de 80% pour des électrons isolés  $p_T > 20 \text{ GeV}$  et un facteur de rejet des jets  $> 7000$  [106].

Dans le cas particulier de la physique du top, l'étiquetage des jets de  $b$  est indispensable pour réduire le bruit de fond  $W + jets$ . Les performances de cet étiquetage reposent principalement sur les trois couches du détecteur de pixels (section 3.2.1). Plusieurs algorithmes, plus ou moins sophistiqués, ont été développés et montrent qu'une efficacité de 60% d'identifier un jet de  $b$  peut se conjuguer avec un facteur de rejet des jets légers de 100 (Figure 5.6 droite) [26]. Ces performances sont comparables, voire meilleures que celles mesurées par D0 où le facteur de rejet des jets légers est de 60 pour une efficacité de 60% [107]. La difficulté à reconstruire les événements plus denses du LHC, Figure 5.5, est donc compensée par la granularité plus fine de son détecteur interne au silicium ( $\sim 100$  fois plus de canaux d'électronique).

### 5.3.2 Précision sur l'échelle d'énergie des leptons et des jets

Au LHC, la grande majorité des mesures de précision est dominée par les erreurs systématiques venant de l'échelle absolue d'énergie des leptons (masse du  $W$ ) et des jets légers et de  $b$  (physique du top). Les performances obtenues par les expériences du Tevatron montrent les objectifs à viser pour obtenir des résultats compétitifs. Dans CDF par exemple, l'échelle d'énergie des électrons est connue à 0.034% [108], celle des muons à 0.021% [108] et celle des jets à 3% [109]. L'objectif d'ATLAS est de connaître l'échelle absolue d'énergie des leptons à 0.02% et celle des jets légers à 1%. Une revue rapide des méthodes envisagées ou déjà mise en œuvre par ATLAS dans ces différents domaines est proposée.

#### Electrons

Dans ATLAS, la reconstruction de l'impulsion des électrons, issus du  $W$  et du  $Z$ , par le détecteur interne apporte une information sur l'échelle absolue de l'impulsion ( $p$ ). Pour satisfaire l'exigence de 0.02% sur cette échelle absolue, le champ magnétique doit être connu à 0.02% et les détecteurs au silicium alignés à moins d'un micron dans le plan transverse et moins de dix microns en  $z$ . Les connaissances au démarrage seront autour de 0.05% (section 3.2.1) et quelques dixièmes de mm, respectivement. Elles seront affinées en utilisant les très nombreuses traces reconstruites pendant la prise de données pour atteindre les objectifs fixés [110].

Pour connaître l'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique ( $E$ ) de façon absolue, deux méthodes complémentaires sont envisageables : l'utilisation de la masse du  $Z$  dans les événements  $Z \rightarrow ee$  et l'extrapolation de l'échelle absolue de l'impulsion mesurée dans le détecteur interne via la distribution  $E/p$  des électrons issus du  $W$ . Dans les deux cas, une cartographie de la matière du trajectographe en longueurs de radiation avec une précision de 1% est nécessaire. Les calculs actuels, basés sur le pesage de chaque élément des sous-détecteurs et une modélisation fine de tous les services, donnent un point de départ (Figure 3.8) qui devra être précisé avec la compréhension fine des traces dans les événements du LHC (position radiale de la conversion des photons, queues à grand  $E/p$  des électrons issus du  $W$ ).

Si l'échelle absolue d'énergie du calorimètre électromagnétique est déterminée très précisément à la masse du  $Z$ , il est fondamental de connaître sa variation en fonction de l'énergie incidente de l'électron. Cette non-linéarité intrinsèque du calorimètre électromagnétique a été mesurée en test sous faisceaux dans la partie tonneau. Pour cette mesure, une pondération de chaque compartiment du calorimètre, basé sur le Monte-Carlo, prend en compte l'énergie perdue en amont du calorimètre dans les câbles, le cryostat, ..., sans dégrader la résolution en énergie [74]. Une valeur de  $\pm 0.1\%$  sur toute la gamme dynamique disponible a été atteinte (Figure 5.7) et même  $\pm 0.02\%$  dans le domaine d'intérêt pour la masse du  $W$  (25-150 GeV) [74]. Ce résultat très encourageant devra être confirmé *in situ* en tenant compte des changements apportés par la matière du détecteur interne.

#### Muons

Une situation analogue aux électrons prévaut pour les muons, où le calorimètre électromagnétique est remplacé par le spectromètre. Pour satisfaire l'exigence de 0.02% sur l'échelle absolue de l'impulsion des muons, les mêmes exigences sur le trajectographe que pour les électrons sont requises. De plus, la cartographie du champ magnétique dans le spectromètre doit



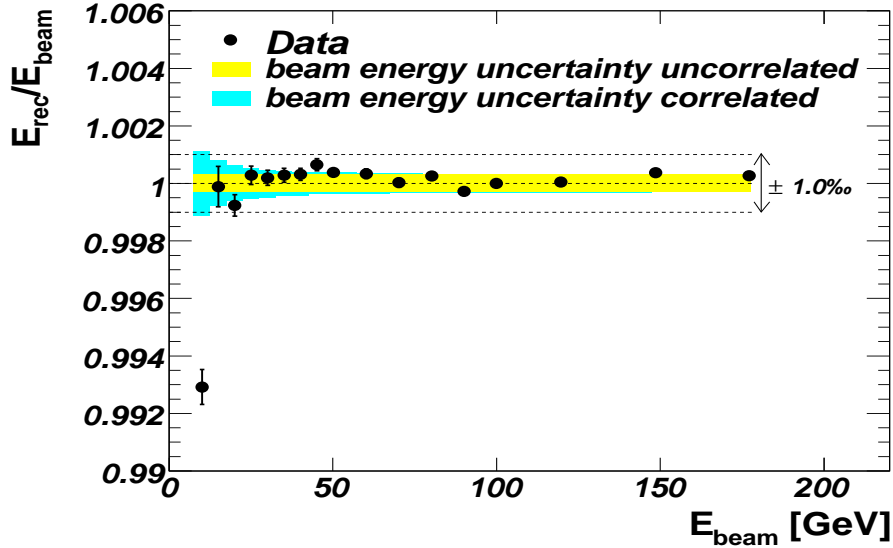


FIG. 5.7 – Rapport entre l'énergie des électrons reconstruits dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique à  $\eta=0.7$  et l'énergie du faisceau [74]. Le rapport est normalisé à 1 pour 100 GeV. La bande interne représente l'incertitude décorrélée de l'énergie du faisceau.

être précise à 0.02% et les chambres à muons alignées à 50  $\mu\text{m}$ . Dans le premier cas, les 5000 sondes de Hall disséminées dans le spectromètre permettent déjà une connaissance du champ à 0.1%. Pour obtenir la précision ultime, la contrainte de la masse du Z dans les très nombreux événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  sera utilisée pour affiner la valeur du champ magnétique et cartographier la perte en énergie dans les calorimètres en amont avec une précision de 10 MeV [111]. Pour contrôler l'alignement des chambres à 50  $\mu\text{m}$ , un système optique [43], sera calibré en absolu avec des traces mesurées *in situ* (section 3.2.3).

## Jets

Au contraire des leptons, la précision sur l'échelle absolue d'énergie des jets dépend autant de la calibration du système calorimétrique non compensant que des connaissances théoriques (radiations de gluons dans l'état initial (ISR) et final (FSR), fragmentation, hadronisation). Ces deux étapes sont représentées schématiquement sur la Figure 5.8 et doivent être découplées au maximum pour améliorer les performances.

La première étape a pour but principal de corriger localement l'énergie calculée à l'échelle électromagnétique pour tenir compte de la non-compensation des calorimètres<sup>4</sup>, puis d'appliquer un algorithme de reconstruction de jets et de corriger de ces biais. Cette procédure permet de remonter à l'énergie du jet calculée en sommant l'énergie des particules entrant dans le calorimètre. Elle est cruciale pour obtenir les performances ultimes des jets en terme de résolution gaussienne, d'échelle absolue en énergie et de résolution. Ses performances sont illustrées en fonction de l'énergie/ $\eta$  du jet pour différentes méthodes de calibration sur la Figure 5.9a/b. Pour

4. La calibration hadronique se base sur la densité d'énergie locale pour appliquer un poids tiré du Monte-Carlo [112]. Cette méthode, ajustée sur les pions des tests sous faisceaux [38, 113], est extrapolée aux jets.

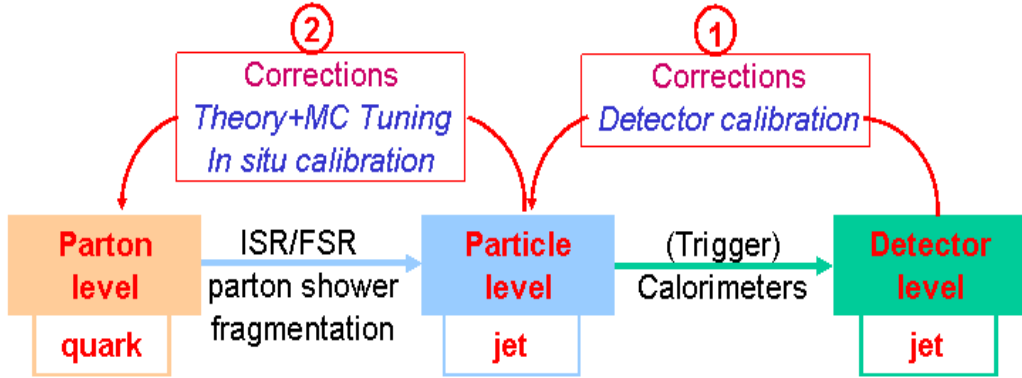


FIG. 5.8 – Chaîne figurant les corrections à apporter pour reconstruire l'énergie des partons initiaux à partir des jets mesurés dans le calorimètre.

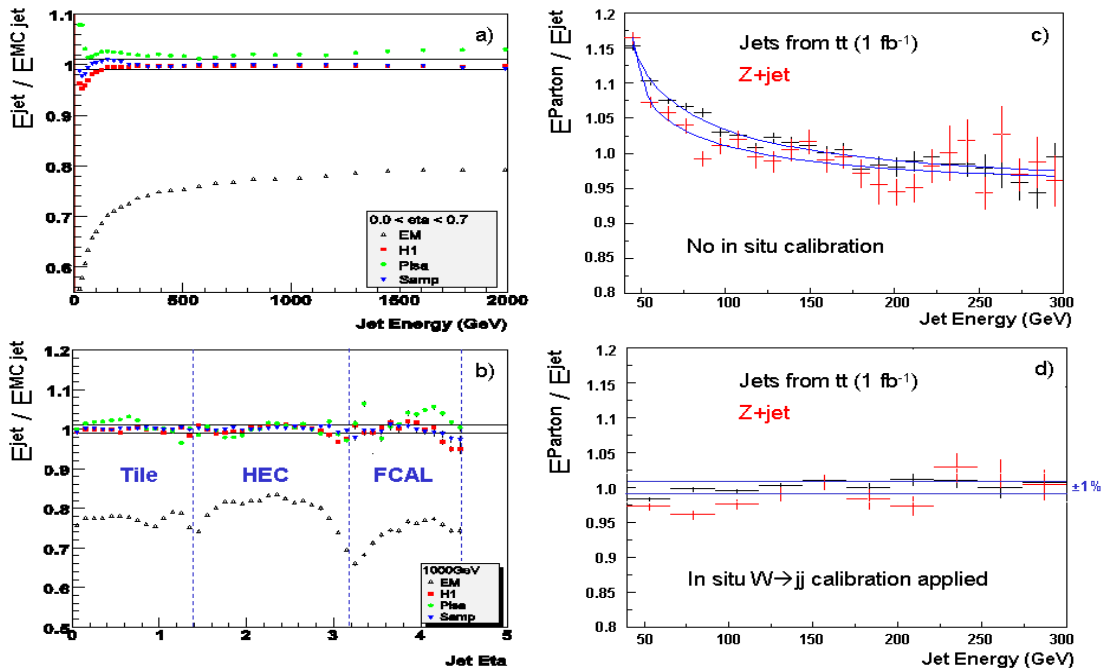


FIG. 5.9 – Rapport entre l'énergie des jets reconstruits après l'étape 1 de la Figure 5.8 et l'énergie du jet Monte-Carlo en fonction de l'énergie (a) et de  $\eta$  (b): les triangles ouverts montrent les jets calibrés à l'échelle électromagnétique et les symboles pleins les jets calibrés à l'échelle hadronique [34]. Rapport entre l'énergie du parton et du jet reconstruit avant (c) et après (d) calibration in situ avec la contrainte de la masse du  $W$  dans les événements  $t\bar{t}$ . A titre de comparaison le même traitement est appliqué à des jets des événements  $Z$ +jets [115].

obtenir une réponse uniforme sur l'ensemble de la couverture angulaire du détecteur, il sera nécessaire d'ajuster cette calibration grâce à la balance en impulsion transverse des événements di-jets ou à l'aide des  $\tau$  isolés décroissants en un hadron.

La deuxième étape consiste à retrouver l'énergie initiale du parton en corrigeant globalement l'énergie du jet pour diminuer le biais inhérent à la calibration hadronique (Figure 5.9c). L'emploi du Monte-Carlo est très délicate pour cette étape à cause des grandes incertitudes théoriques (radiation de gluons, fragmentation, hadronisation). Une approche s'appuyant sur des lots de contrôle avec une grande statistique et possédant une contrainte absolue sur l'échelle d'énergie est donc préférable. Les deux principaux types d'événements permettant cette approche sont  $\gamma/Z(\rightarrow ee)+j$  et  $t\bar{t}$  où l'un des quarks top décroît selon  $t \rightarrow W(\rightarrow jj)b$ . Dans le premier cas, la balance en  $p_T$  sert à calibrer le recul hadronique [114] et dans le second la masse du  $W$  sert à contraindre l'énergie des jets issus de sa décroissance [115]. La Figure 5.9d montre que la non-linéarité résiduelle pour des jets de grande énergie ( $E > 40\text{GeV}$ ), après cette calibration *in situ*, est comprise entre  $\pm 1\%$  après seulement  $1\text{ fb}^{-1}$ . Cette possibilité est un des atouts du LHC et explique l'amélioration d'un facteur 3 par rapport aux performances de CDF [109].

### 5.3.3 Simulation du détecteur et évaluation des erreurs systématiques

La simulation est un des éléments clés pour effectuer des mesures de précision: dans sa version détaillée elle permet de reproduire précisément les données et dans sa version rapide, elle permet d'estimer le niveau de bruit de fond et les erreurs systématiques.

La compréhension fine des données du LHC nécessite une simulation de chaque sous-détecteur dans ses moindres détails et un ajustement des paramètres de GEANT4. Les nombreux tests sous faisceaux effectués sur chacun des sous-détecteurs d'ATLAS, séparément (voir illustration pour le calorimètre électromagnétique dans la section 4.3), puis ensemble (une tranche complète du tonneau d'ATLAS a été mise sous faisceaux en 2004) est un des atouts d'ATLAS. En effet, les tests constituent une occasion unique pour comprendre/ajuster la simulation "détaillée" de chaque sous-détecteur. *In fine*, la simulation sera modifiée grâce à la confrontation *in situ* avec des nombreux lots de contrôle comme  $Z \rightarrow ee$ .

Cependant, à cause du grand temps de calcul nécessaire à une simulation détaillée des événements, il est également essentiel de pouvoir utiliser une simulation "rapide" [116]. Cette simulation se base simplement sur les résolutions paramétrées des sous-détecteurs pour diluer l'énergie de la particule issue du générateur Monte-Carlo. Pour vérifier la pertinence de cette approche, une comparaison des performances des différentes particules reconstruites dans un événement  $t\bar{t}$ <sup>5</sup> entre simulation rapide et complète est montrée sur la Figure 5.10. Le très bon accord obtenu valide la simulation rapide pour les particules à grand impulsion transverse. Il démontre également que, dans ce cas, les effets venant du détecteur (le plus notable est le rayonnement de freinage de l'électron suite aux interactions dans le détecteur interne) sont masqués par les effets physiques (radiations dans l'état final, fragmentation, hadronisation) [117].

En s'appuyant sur les performances ultimes du détecteur présentés dans cette section, les potentialités d'ATLAS dans la mesure de la masse du  $W$  et les propriétés du quark top, évaluées grâce aux simulations rapide et détaillée, sont maintenant présentées.

---

5. Dans ces événements, les leptons ont une énergie moyenne de 50 GeV et les jets de 100 GeV.

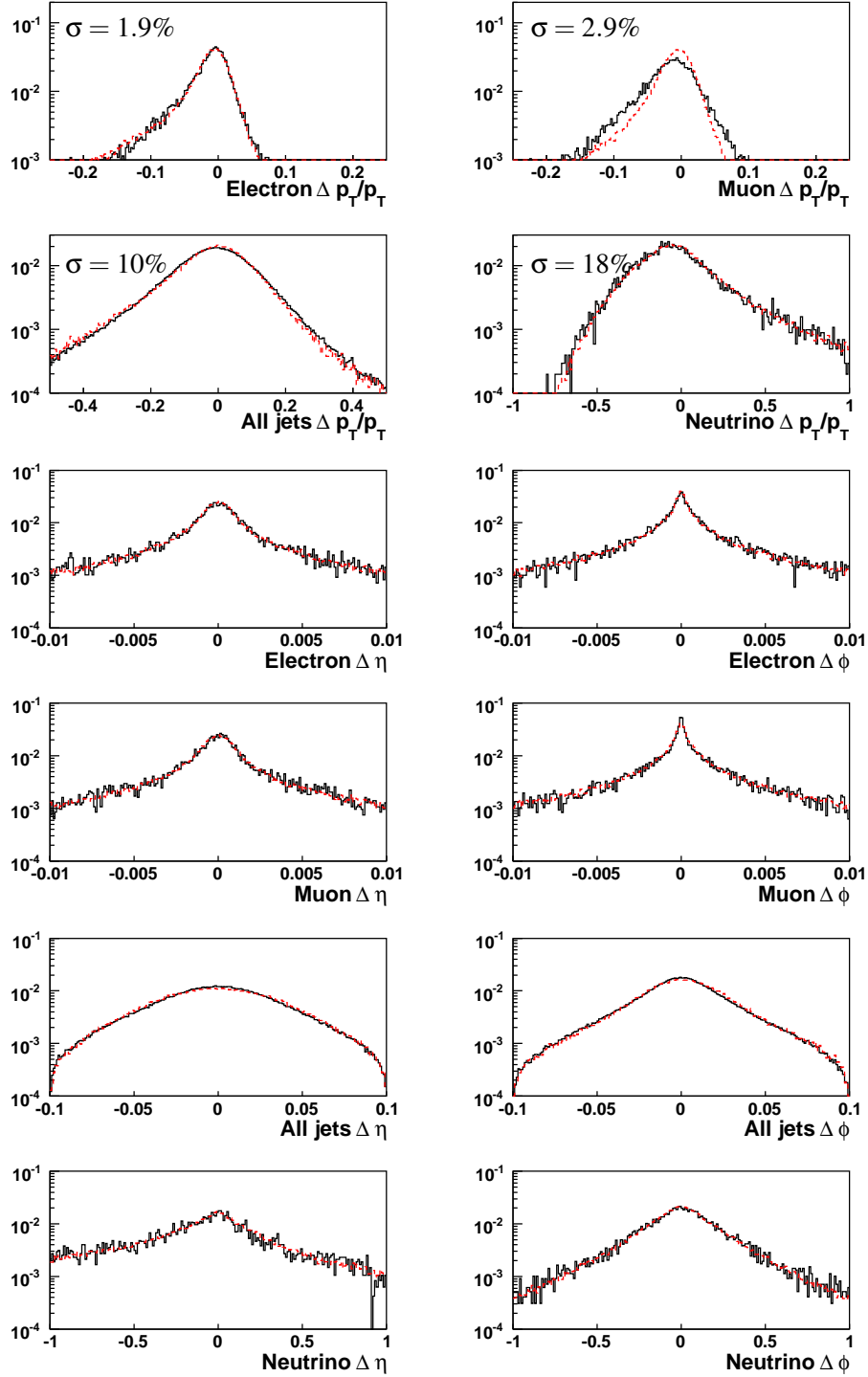


FIG. 5.10 – Résolutions en impulsion transverse ( $\frac{\Delta p_T}{p_T}$ ) et en directions ( $\Delta\eta$ ,  $\Delta\phi$ ) des leptons, jets et neutrinos issus d'événements  $t\bar{t}$ . Elles sont obtenues en comparant les objets reconstruits aux partons initiaux. Les lignes noires (rouges) correspondent à la simulation détaillée (rapide). Les largeurs gaussiennes indiquées correspondent au cœur des distributions. La différence entre simulation rapide et détaillée pour les muons est due à une version préliminaire de la reconstruction dans la simulation détaillée [117].

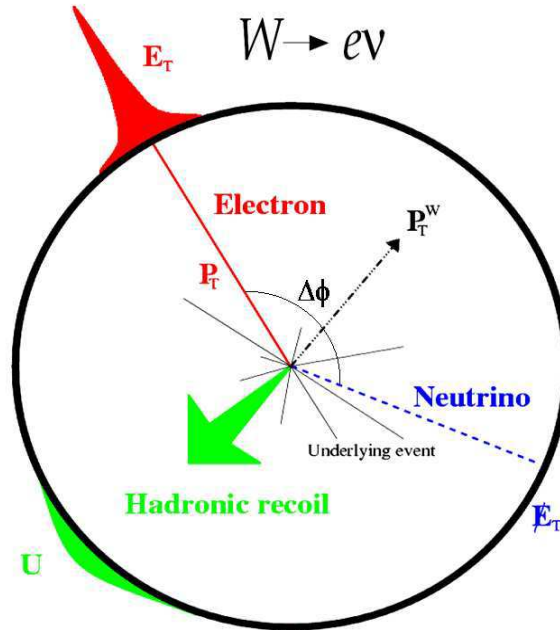


FIG. 5.11 – Représentation schématique d'un événement  $W \rightarrow e\nu$  dans le plan transverse.

## 5.4 Mesure de la masse du $W$

La masse du  $W$  est un des paramètres fondamentaux du Modèle Standard et sa mesure joue donc un grand rôle dans les tests de précision du Modèle Standard (section 2.2.2). La réduction sur l'erreur de la masse du top ( $\Delta M_t$ ) rend encore plus important l'effort de précision sur la masse du  $W$ . En effet, pour garder une contribution égale à l'incertitude de la masse du Higgs du Modèle Standard, l'erreur sur la masse du  $W$  ( $\Delta M_W$ ) doit obéir à :

$$\Delta M_W = 0.7 \times 10^{-2} \Delta M_t \quad (5.1)$$

En faisant l'hypothèse que la masse du top sera connue à 1.5 GeV près à la fin du Tevatron (section 5.1.2), la masse du  $W$  devrait être connue à 10 MeV près. Un sacré défi ! Les projections actuelles laissent à penser que le Tevatron pourra approcher cette valeur (section 5.1.2). Grâce à la grande statistique du LHC, à l'expérience recueillie auprès du Tevatron et en supposant des performances optimales pour ATLAS, il semble cependant possible d'améliorer encore cette précision, comme le montre la suite de l'exposé.

### 5.4.1 Méthode de mesure et sélection des événements

De manière à réduire drastiquement le bruit de fond QCD et à garder un échantillon avec une cinématique bien comprise, seuls les canaux de décroissance leptonique du  $W$  sont considérés. Les événements sont sélectionnés avec des coupures cinématiques strictes : un lepton isolé de grande impulsion transverse ( $p_T > 25$  GeV), aussi utilisé pour le déclenchement, une grande énergie transverse manquante ( $E_T^{miss} > 25$  GeV), une faible activité hadronique (au-

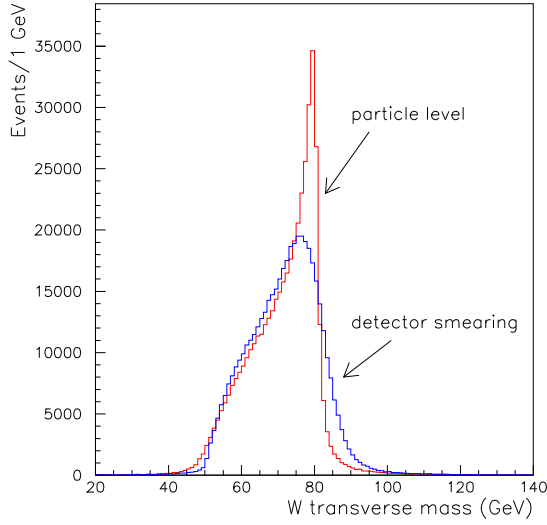


FIG. 5.12 – Masse transverse du  $W$  reconstruite avant (rouge) et après (bleu) simulation du détecteur.

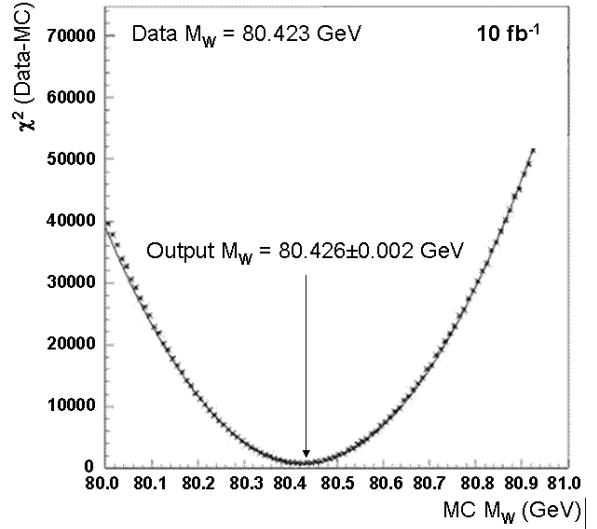


FIG. 5.13 – Variation du  $\chi^2$  entre un lot de référence et plusieurs lots simulés avec une statistique correspondant à  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale [118].

cun jet avec  $p_T > 30 \text{ GeV}$  et un faible recul hadronique transverse<sup>6</sup>, défini sur la Figure 5.11,  $U < 20 \text{ GeV}$ ). L'efficacité de cette sélection est de 25%, ce qui donne un échantillon de 20 millions d'événements  $W \rightarrow e\nu$  et 20 millions d'événements  $W \rightarrow \mu\nu$  pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale. Par souci de clarté, nous considérerons uniquement le premier lot dans la suite.

La détermination de la masse du  $W$  est compliquée par l'impossibilité de mesurer la composante longitudinale du neutrino de l'état final. L'analyse se concentre donc dans le plan transverse (Figure 5.11), où la masse transverse du  $W$  ( $M_T^W$ ) peut être calculée comme

$$M_T^W = \sqrt{2p_T^l p_T^\nu (1 - \cos \Delta\phi)} \quad (5.2)$$

avec  $\Delta\phi$  représentant l'angle entre la direction de l'électron et du neutrino. La difficulté reste la mesure de la direction et de l'impulsion transverse du neutrino ( $p_T^\nu$ ) avec le recul hadronique transverse,  $U$ . A cause de la faible résolution sur  $U$ , la distribution de la masse transverse du  $W$  est altérée par cette reconstruction sous le pic en masse (Figure 5.12), alors que ce n'est plus le cas dans le côté descendant du pic<sup>7</sup>. Il faut donc considérer un large intervalle ( $\pm 20 \text{ GeV}$ ) autour de la masse du  $W$  pour augmenter la sensibilité à la masse du  $W$ . Pour estimer celle-ci, il n'existe pas d'expression analytique à partir de la distribution de  $M_T^W$ . La masse du  $W$  est donc mesurée à l'aide d'un ajustement entre un lot de référence (équivalent aux données) et plusieurs lots simulés avec une masse du  $W$  (*templates*) variant entre 80 et 81 GeV. Le résultat de cet

6. Le recul hadronique transverse est la somme de l'énergie transverse dans les calorimètres centraux ( $|\eta| < 2.5$ ), une fois l'impulsion transverse du lepton ( $p_T^l$ ) soustraite.

7. Une alternative consiste à remplacer  $M_T^W$  par  $p_T^l$ , plus simple et moins sensible aux effets du détecteur et de l'empilement d'événements.

ajustement est montré sur la Figure 5.13 et donne l'erreur statistique de cette méthode sur la mesure de la masse du  $W$  (2 MeV).

## 5.4.2 Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques, largement dominantes au LHC, viennent des incertitudes dans la modélisation de la distribution de  $M_T^W$ , aussi bien du point de vue théorique, qu'expérimental. Dans ce cadre, un des atouts majeurs du LHC est de posséder un lot de contrôle de plus de 2 millions de  $Z \rightarrow ee$ . En effet, les caractéristiques cinématiques du  $Z$  (impulsion transverse, rapidité) sont mesurables avec une très grande précision grâce à un état final plus favorable que pour le  $W$  (2 électrons au lieu d'une paire électron-neutrino). Et de plus, elles sont très similaires au  $W \rightarrow e\nu$  car les mécanismes de production sont identiques ( $q\bar{q} \rightarrow W(Z)$ , où un quark de valence diffuse sur un quark de la mer) dans la même région de l'espace des phases ( $10^{-4} < x < 10^{-1}$ ,  $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ ) [119]. Ce lot  $Z \rightarrow ee$  permettra de réduire les incertitudes théoriques en contraignant les modèles et de caractériser les performances du détecteur et de la reconstruction des électrons et du recul du  $W$ . La proximité de la masse du  $W$  et du  $Z$  permet une extrapolation fiable de ces incertitudes du  $Z$  au  $W$  offrant *in fine* une mesure très compétitive de la masse du  $W$ .

Une des principales incertitudes expérimentales vient de la connaissance de l'échelle absolue d'énergie de l'électron. La section 5.3.2 a présenté les nombreuses implications d'une connaissance très précise de l'échelle d'énergie de l'électron sur la construction et le fonctionnement du calorimètre électromagnétique et du détecteur interne. Il est également fondamental de pouvoir contrôler *in situ* les performances de ces deux détecteurs. A titre d'exemple, une méthode basée sur une grille de lots  $Z \rightarrow ee$  simulés avec des paramètres du calorimètre EM<sup>8</sup> variant par petit pas dans des intervalles en énergie de 5 GeV, est utilisée pour retrouver les paramètres injectés dans un lot de référence. Des précisions de 0.6%, 3% et 0.02% sont obtenues sur le terme d'échantillonnage, le terme constant et l'échelle d'énergie absolue entre 20 et 140 GeV (Figure 5.14) [120]. Ces incertitudes génèrent une erreur systématique sur la masse du  $W$  de 4 MeV. Cette méthode est un bon exemple d'une utilisation optimale de la grande statistique du LHC pour obtenir des mesures de précision.

L'efficacité de la sélection de l'électron dépend de son impulsion transverse, principalement à cause des effets de matière à basse impulsion transverse. Une incertitude sur la forme de cette dépendance peut induire une distorsion du spectre de  $M_T^W$ . A l'aide d'un lot  $Z \rightarrow e^+e^-$ , il est possible d'estimer la forme de cette dépendance (un électron est utilisé comme référence et l'autre comme sonde) avec une précision autour de 0.5% [121]. Cette incertitude se traduit par une erreur systématique de 10 MeV sur la masse du  $W$  [122].

Les système de particules reculant en opposition au  $W$  est composé d'hadrons mous de l'événement sous-jacent et des événements d'empilement pour lequel ni les connaissances théoriques, ni la réponse du détecteur ne sont assez précises pour les exigences de la mesure de la masse du  $W$ . Il faut donc utiliser un lot de contrôle pour estimer ces paramètres et ajuster

8. Soit le terme d'échantillonnage et le terme constant de la résolution en énergie, et l'échelle d'énergie absolue. La valeur centrale de ces paramètres est estimée à partir des connaissances initiales de la résolution en énergie, de la linéarité et l'échelle absolue d'énergie obtenues en tests sous faisceaux et extrapolé à ATLAS.

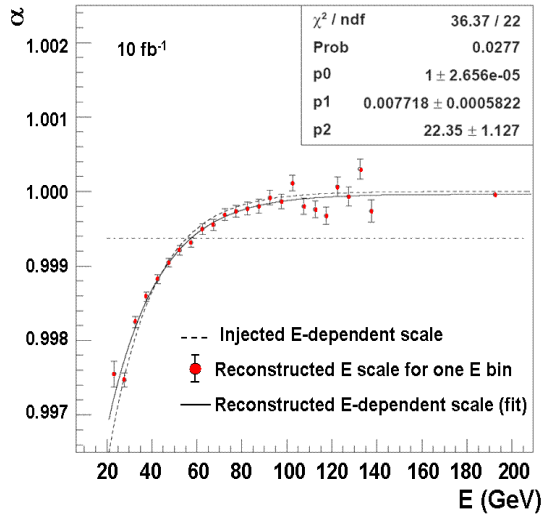


FIG. 5.14 – Extraction de l'échelle absolue du calorimètre EM ( $\alpha$ ) en fonction de l'énergie des électrons issus d'un lot de  $Z \rightarrow e^+e^-$  [120].

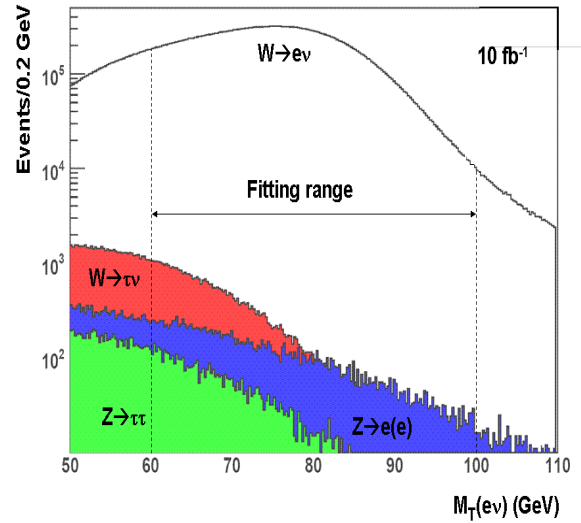


FIG. 5.15 – Distribution de la masse invariante transverse électron-neutrino pour le signal et le bruit de fond avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale [124].

la simulation. La méthode consiste à profiter des similitudes des productions du  $W$  et du  $Z$  qui génèrent la même distribution pour l'impulsion transverse de ce système hadronique de recul pour une impulsion transverse donnée. En enlevant l'un des deux électrons de l'état final d'un lot  $Z \rightarrow ee$ , il est possible de reproduire la situation de l'événement  $W \rightarrow e\nu$  sans l'inconvénient du neutrino dans l'état final. Cette méthode, initiée par CDF, réduit l'erreur sur la reconstruction du recul du  $W$  à 4 MeV dans le cas d'ATLAS [123].

Les incertitudes théoriques concernent la modélisation de la fonction de structure du proton et la modélisation de la partie basse du spectre de l'impulsion transverse du  $W$  (régime de QCD non-perturbatif). Ces incertitudes modifient la cinématique de l'événement et affectent donc la mesure de la masse du  $W$  de façon systématique. Un lot de contrôle  $Z \rightarrow ee$  est utilisé pour contraindre les fonctions de structure et la partie basse du spectre de  $p_T^W$ . Il est ensuite possible d'extrapoler cette situation au  $W$ , très proche cinématiquement, et de réduire les incertitudes de la masse du  $W$  à moins de 1-2 MeV [122]. Les incertitudes sur la modélisation des radiations QED dans l'état final ( $W \rightarrow l\nu\gamma(\gamma)$ ) génèrent un décalage systématique sur la masse transverse du  $W$ . L'impact sur la masse du  $W$  est estimé actuellement entre 5 et 8 MeV et devrait bénéficier des avancées théoriques au moment de la mesure.

Les bruits de fond distordent la distribution de la masse transverse du  $W$ , principalement dans la région à basse masse. En conséquence, des incertitudes sur la normalisation et la forme du bruit de fond se traduisent par une erreur sur la masse du  $W$ . Les principaux bruits de fond sont donnés par  $W \rightarrow \tau(\rightarrow e\nu_e\nu_\tau)\nu$ ,  $Z \rightarrow ee$ ,  $Z \rightarrow \tau(\rightarrow e\nu_e\nu_\tau)\tau(\rightarrow e\nu_e\nu_\tau)$  et QCD. La Figure 5.15 montre leurs distributions superposés au signal. Dans l'intervalle 60-100 GeV, le rapport signal sur bruit est respectivement 150, 500 et 1000. Si le bruit de fond QCD est très difficile à estimer de manière fiable, la très bonne séparation électron/jets (section 5.3.1) doit permettre de le rendre négligeable. L'erreur systématique associée au bruit de fond sur la masse du  $W$  est de 1 MeV [124].



Expérience	CDF (IA)	CDF (IB)	CDF (II)	ATLAS
Luminosité intégrée ( $\text{fb}^{-1}$ )	0.02	0.08	0.2	10
Signal ( $10^6$ )	0.006	0.03	0.06	20
Bruit de fond ( $10^6$ )	$\sim 0$	0.0004	0.0002	0.1
Reconstruction de l'électron				
Echelle d'énergie/résolution	144	79	31	3
Linéarité du calo EM	–	–	–	1
Efficacité	25	–	–	10
Reconstruction du recul du $W$				
Echelle d'énergie/résolution	60	33	11	4
Linéarité	–	–	–	4
Soustraction de l'électron	–	–	8	0
Efficacité	–	–	3	–
Incertitudes théoriques				
Largeur du $W$	20	10	–	1
Radiation QED dans l'état final	20	20	11	5-8
Modèle en $p_T$ du $W$	45	20	3	1-2
PDF	50	15	11	1
Bruit de fond	10	5	8	1
Erreurs systématiques totales	<b>179</b>	<b>92</b>	<b>39</b>	<b>13-15</b>
Erreur Statistique	<b>145</b>	<b>65</b>	<b>48</b>	<b>2</b>
Total	<b>230</b>	<b>113</b>	<b>62</b>	<b>&lt;15</b>

TAB. 5.2 – Résumé des différentes contributions à l'erreur sur la mesure de la masse du  $W$  en MeV dans le canal  $e$ lectron et en ajustant la masse invariante transverse  $e$ lectron-neutrino : pour CDF au Run IA [125], Run IB [126] et au Run II [97] et pour ATLAS [124].

### 5.4.3 Résultats et perspectives

La Table 5.2 présente l'état des lieux actuel des différentes contributions à l'erreur sur la masse du  $W$  dans le canal  $e$ lectron. Une comparaison avec les résultats obtenus par CDF en 1995 [125], 2000 [126] et 2007 [97] est également proposée dans cette même table. La diminution des erreurs systématiques entre les différentes mesures permet notamment de montrer l'effet de l'augmentation de la statistique sur l'amélioration de la compréhension du détecteur et de la physique (augmentation de la statistique des lots de contrôle). Cette comparaison fournit enfin une base solide pour les résultats d'ATLAS.

En sommant quadratiquement les différentes contributions à  $\Delta M_W$ , une incertitude totale inférieure à 15 MeV est atteinte dans le canal  $W \rightarrow e\nu$  en utilisant la méthode de la masse invariante transverse du  $W$ . Il est à noter que ce résultat demande une compréhension parfaite des performances du détecteur, ce qui n'interviendra que quelques années après le démarrage du LHC<sup>9</sup>, même si la connaissance tirée des tests sous faisceaux et la très grande statistique rapidement disponible doit permettre d'accélérer la convergence vers ce résultat. En suppo-

9. CDF a mis 4 ans pour sortir une première mesure de la masse du  $W$  au Run II.

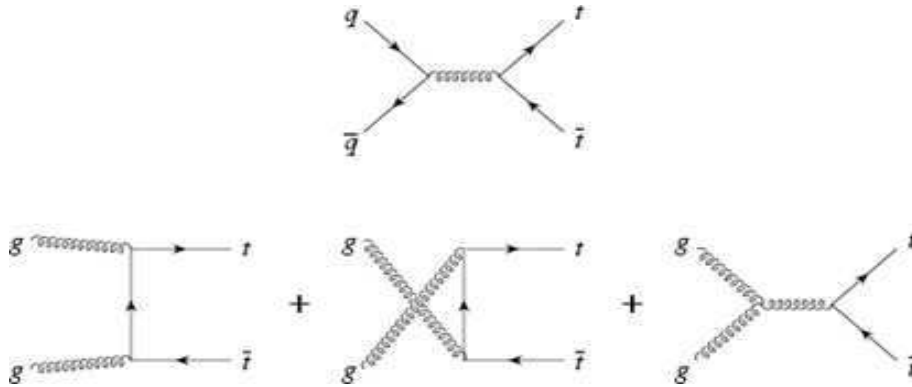


FIG. 5.16 – Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production du quark top au LHC en paires.

sant une erreur similaire pour le canal  $W \rightarrow \mu\nu$ , une erreur de 10 MeV pourrait être atteinte. L'amélioration par rapport aux extrapolations sur la masse du  $W$  à CDF (Figure 5.2 gauche) serait d'un facteur 1.5. En combinant les résultats avec CMS et les expériences du Tevatron, l'incertitude pourrait être réduite à 5 MeV, donnant à la masse du  $W$  une erreur comparable à la masse du  $Z$  (2 MeV).

## 5.5 Mesures de précision dans le secteur du quark top

La section précédente a montré qu'ATLAS est capable de rivaliser voir d'améliorer les résultats obtenus au Tevatron. A cet égard, la physique du top présente une situation encore plus favorable puisque le Tevatron souffre d'être proche du seuil de production du quark top (au moins 350 GeV doivent être disponible dans le centre de masse partonique pour produire une paire  $t\bar{t}$ ) alors que le LHC sera la première usine à top ( $\sigma_{t\bar{t}} = 830\text{pb}$  [127]). Cet avantage est encore renforcé par la diminution du rapport entre le signal et le bruit de fond  $W$ +jets au LHC, la section efficace  $W$ +jets n'augmentant qu'exponentiellement avec  $\sqrt{s}$  (Figure 3.2).

En supposant les performances ultimes du détecteur pour la détermination de l'échelle d'énergie des jets et l'étiquetage des jets de  $b$ , cette première usine à top permettra d'améliorer la précision sur la masse du top (section 5.5.1) et de contraindre le Modèle Standard dans sa description du vertex de décroissance  $tWb$  (section 5.5.3 et section 5.5.5) et de production  $gg, q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  (section 5.5.4). La mesure précise de ces caractéristiques confirmera la singularité du top dans le Modèle Standard (grande masse, couplage de Yukawa proche de 1) et en cas de déviation constituera une place idéale pour la recherche de nouvelle physique [128, 129, 130].

### 5.5.1 Sélection et reconstruction complète des événements $t\bar{t}$

AU LHC, le quark top est produit individuellement via des processus électro-faibles (25%) ou en paires via l'interaction forte (75%). Le premier cas est traité en détails dans la section 5.5.5 et cette section se concentre sur la production des paire  $t\bar{t}$ , plus abondantes et avec des signatures plus propices aux mesures de précision.

Les différents mécanismes de production du top au LHC en paires sont montrés sur la Figure 5.16, à l'ordre de l'arbre. A cause de la plus grande énergie dans le centre de masse de la collision qu'au Tevatron, les processus  $gg \rightarrow t\bar{t}$  sont dominants (90%) par rapport à  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$  (10%). Ces paires  $t\bar{t}$  sont produites dos-à-dos dans le plan transverse, donnant des produits de décroissance du top très collimés et séparés en deux hémisphère. Dans le cadre du Modèle Standard, l'élément de la matrice CKM  $V_{tb}$  est très proche de 1, ce qui signifie que tous les quarks top décroissent suivant  $t \rightarrow W^+b$ . La décroissance leptonique et hadronique du  $W$  dans une proportion 1/3:2/3 permet de classer les états finals en : *i*) tout hadronique ( $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow jjbj\bar{j}\bar{b}$ ) dans 46% des cas, *ii*) semileptonique ( $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow lvjjb\bar{b}$ ) dans 44% des cas et *iii*) dileptonique ( $t\bar{t} \rightarrow WWb\bar{b} \rightarrow l\nu l\nu b\bar{b}$ ) dans les 10% restants. Les états finals dans lesquels l'un des leptons est un  $\tau$  ne pourront pas être reconstruits complètement et constituent un bruit de fond pour la plupart des études. En excluant ces états finals avec un  $\tau$ , 3.8, 2.5 et 0.4 millions d'événements  $t\bar{t}$  tout hadronique, semileptoniques et dileptoniques seront produits pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale.

### Sélection et reconstruction dans le canal semileptonique

Dans ce cadre, le canal le plus prometteur est le canal semileptonique qui bénéficie d'une grande statistique et d'un état final permettant une reconstruction complète de l'événement, schématisé sur la Figure 5.17 : un lepton isolé (également utilisé pour déclencher le système d'acquisition), 4 jets dont deux issus d'un quark  $b$  (qui grâce à leur étiquetage réduisent le bruit de fond QCD et  $W$  + jets), et un seul neutrino dont la composante longitudinale ( $p_z$ ), non mesurable, est estimée en utilisant la contrainte de la masse du  $W$ . Cette topologie conduit à des critères de sélection standard pour toutes les analyses de ce canal : un seul lepton isolé avec  $p_T > 20 \text{ GeV}$ , au moins 4 jets avec  $p_T > 40 \text{ GeV}$ , dont deux sont étiquetés comme des jets de  $b$  et une grande énergie transverse manquante  $E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$ . Ces critères et principalement l'étiquetage des deux jets de  $b$  permettent de rejeter le bruit de fond non  $t\bar{t}$  ( $S/B \sim 100$ ) tout en gardant 80 000 événements pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale [131]. Les événements  $t\bar{t} \rightarrow \tau(\rightarrow l\nu\nu_\tau) + X$  sélectionnés constituent le seul bruit de fond significatif ( $S/B \sim 12$ ), biaisant la reconstruction de l'événement avec une plus grande énergie transverse manquante (3 neutrinos dans l'état final) et un lepton (issu du  $\tau$ ) plus mou que pour le signal.

Grâce à cette situation favorable (pas de bruit de fond et une grande statistique), la reconstruction de la topologie complète de l'événement est possible. La principale difficulté du côté hadronique  $t \rightarrow bjj$  est d'associer correctement les 4 (ou plus) jets de l'état final. Les raisons majeures d'une mauvaise association (appelée dans la suite bruit de fond "combinatoire") viennent des jets de  $b$  et des jets issus des radiations dans l'état initial et final. De manière à minimiser la combinatoire, la paire de jets légers dont la masse invariante est la plus proche de la masse connue du  $W$  est attribuée au  $W$  du côté hadronique. De plus, seuls les événements dans lesquels au moins une paire de jets légers a une masse à  $\pm 20 \text{ GeV}$  de la masse connue du  $W$  sont acceptés, ce qui conduit à un  $W$  pur à 66%. L'étape suivante consiste à associer un jet, étiqueté comme venant d'un quark  $b$ , avec le  $W$  reconstruit. Pour ce faire, plusieurs méthodes sont envisageables : prendre le jet de  $b$  maximisant l'impulsion transverse du système  $Wb$  ou sélectionner la paire  $Wb$  avec la masse invariante la plus proche de la masse connue du top.

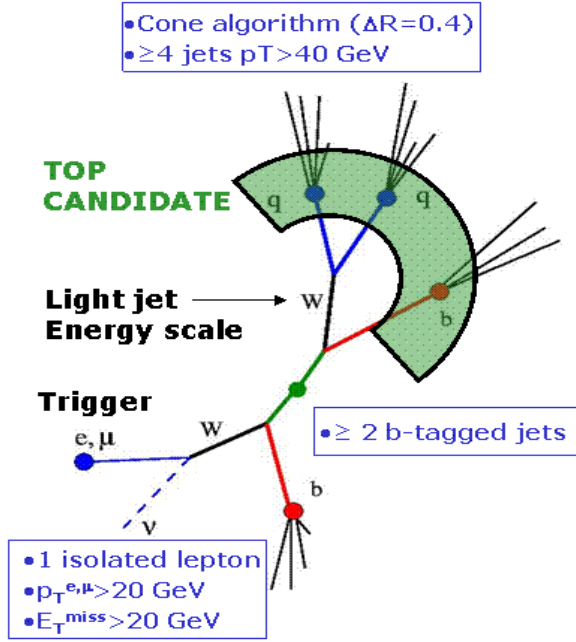


FIG. 5.17 – Représentation schématique d'un événement  $t\bar{t}$  semileptonique et de sa sélection.

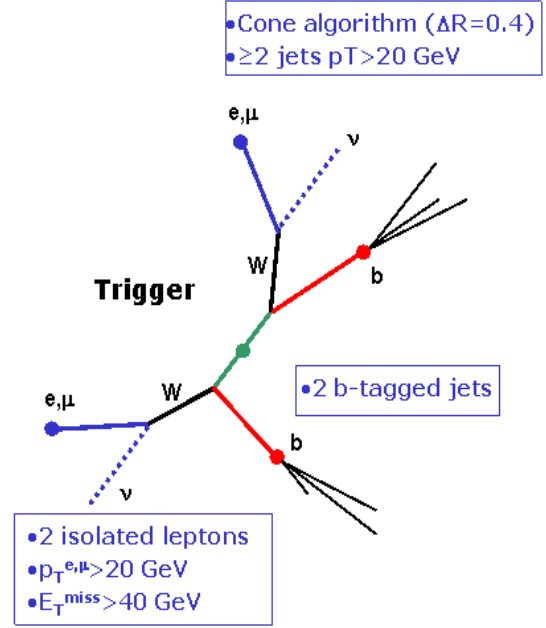


FIG. 5.18 – Représentation schématique d'un événement  $t\bar{t}$  dileptonique et de sa sélection.

Cette deuxième méthode ne peut clairement pas s'appliquer pour le calcul de la masse du top, où la première méthode est choisie, mais est utilisée pour diminuer la combinatoire dans les autres études. Seuls les événements où au moins une paire  $Wb$  a une masse à  $\pm 35$  GeV de la masse connue du top sont acceptés, ce qui conduit à une pureté entre 60 et 70% pour le top ainsi reconstruit.

Du côté leptonique ( $t \rightarrow b l \nu$ ), la principale difficulté est d'évaluer l'impulsion du neutrino : l'énergie transverse manquante sert à mesurer son impulsion transverse et la masse invariante  $M_{l\nu}$  contrainte à la masse du  $W$  sa composante longitudinale ( $p_z$ ) :

$$\left[ E^l + \sqrt{(p_T^y)^2 + (p_z^y)^2} \right]^2 - (p_x^l + p_x^y)^2 - (p_y^l + p_y^y)^2 - (p_z^l + p_z^y)^2 = M_W^2 \quad (5.3)$$

S'il existe deux solutions à cette équation, celle donnant la masse invariante  $Wb$  la plus proche de celle du top est conservée. L'efficacité totale de la reconstruction complète de l'événement  $t\bar{t}$  est de 30%, ce qui donne un lot 30 000 événements pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale. Il est utilisé pour la mesure de la masse du top (section 5.5.2). Pour les tests de la production et de la décroissance du top, la coupure sur l'impulsion transverse des jets est relâchée ( $p_T > 30 \text{ GeV}$ ) car la reconstruction de l'événement est facilitée par la connaissance de la masse du top (175 GeV pour cette étude).

### Sélection et reconstruction dans le canal dileptonique

Les événements du canal dileptonique sont caractérisés par deux leptons isolés et de charges opposées, deux jets de  $b$  et deux neutrinos (Figure 5.18). La sélection des événements

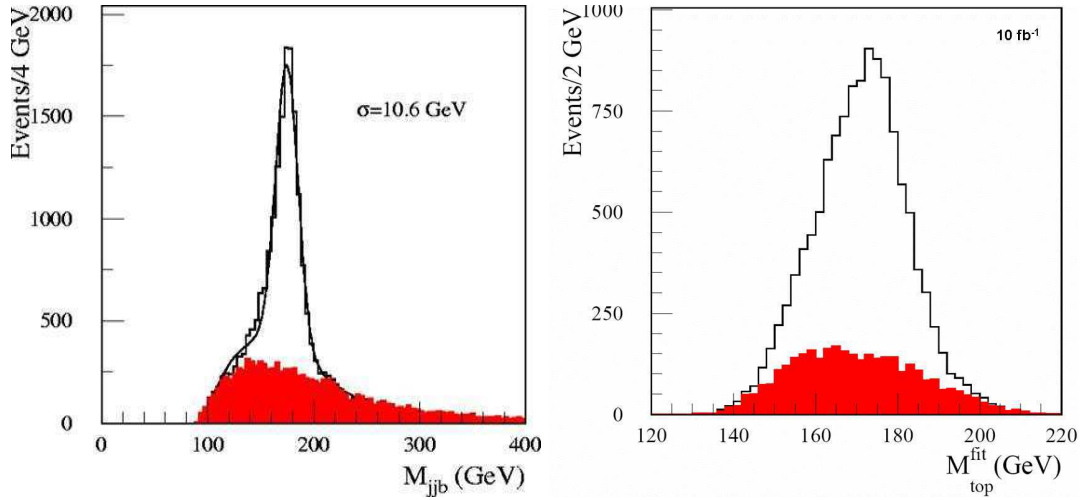


FIG. 5.19 – Reconstruction de la masse du top à partir de la masse invariante  $j\bar{j}b$  (gauche) et à l'aide d'un ajustement cinématique de l'événement complètement reconstruit (droite). Ces résultats sont obtenus dans le canal semileptonique avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données. L'histogramme en rouge représente le bruit de fond combinatoire.

doit avoir l'efficacité la plus grande pour palier à la faible statistique naturelle de ce canal. Pour ce faire, la coupure sur l'impulsion transverse des jets étiquetés comme des  $b$  est ramenée à 20 GeV, les deux leptons chargés gardent la même coupure ( $p_T > 20 \text{ GeV}$ ) et seule la coupure sur l'énergie transverse manquante est augmentée à 40 GeV pour tenir compte des deux neutrinos dans l'état final. Comme dans le canal semileptonique, le bruit de fond non  $t\bar{t}$  est négligeable et le bruit de fond irréductible  $t\bar{t} \rightarrow \tau(\rightarrow l\nu\nu_\tau) + X$  est deux fois plus grand ( $S/B \sim 6$ ). L'efficacité de cette sélection est deux fois plus grande que pour le cas semileptonique ce qui permet d'obtenir 25000 événements dileptoniques pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale.

La présence de deux neutrinos dans l'état final complique la reconstruction complète de l'événement dans ce canal. Leurs impulsions (6 inconnues) peuvent cependant être calculées en résolvant un jeu de 6 équations non-linéaires traduisant la conservation de l'impulsion transverse dans l'événement et la conservation de l'énergie-impulsion dans les vertex de décroissance des top et  $W$  (la masse du top et du  $W$  sont supposées connues) [132]. Le choix entre toutes les solutions possibles s'effectue en calculant un poids à partir de la comparaison avec des distributions de l'impulsion transverse des top et des neutrinos tirées du Monte-Carlo. La solution correcte est trouvée dans 65% des cas, les 35% restant venant de la mauvaise assignation du jet de  $b$  de l'événement. L'efficacité totale de la reconstruction est de 80%, soit 20 000 événements pour  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale.

## 5.5.2 Mesure de la masse du top

Avec une masse du  $W$  mesurée à  $\sim 5 \text{ MeV}$  (section 5.4), la masse du top doit être mesurée à  $\sim 1 \text{ GeV}$  pour garder une contribution égale à l'incertitude de la masse du Higgs du Modèle Standard, Equation (5.1). Au LHC, c'est le paramètre le plus facilement accessible : avec une reconstruction même partielle de l'événement dans le canal semileptonique, la masse du top

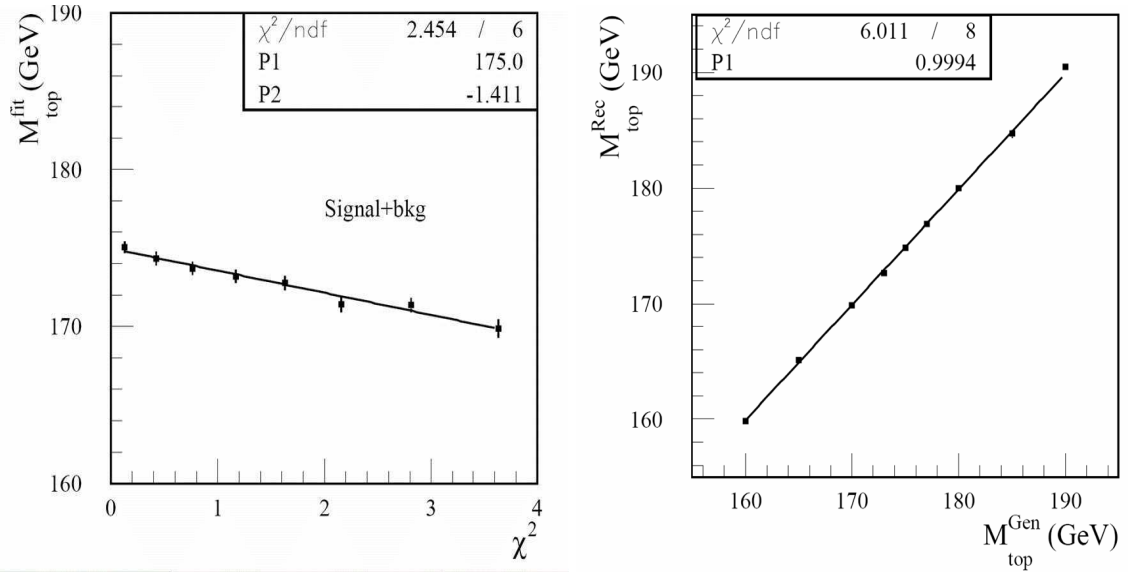


FIG. 5.20 – Gauche : Masse du top ajustée ( $M_{\text{top}}^{\text{fit}}$ ) par une méthode basée sur un ajustement cinématique de l'événement  $t\bar{t}$  en fonction de  $\chi^2$ . La simulation est générée avec une masse du top de 175 GeV. Droite : Masse du top reconstruite  $M_{\text{top}}^{\text{Rec}} = M_{\text{top}}^{\text{fit}}(\chi^2 = 0)$  par cette même méthode pour des lots générés avec plusieurs masses du top.

est mesurée comme le pic de la masse invariante  $j\bar{j}b$  montrée sur la Figure 5.19 gauche<sup>10</sup>. Dans ATLAS, cette mesure est complètement dominée par les erreurs systématiques venant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets de  $b$  et de l'incertitude sur les radiations dans l'état final (FSR) [131]. L'erreur sur l'échelle d'énergie des jets légers, autre source potentielle d'erreur systématique, est grandement diminuée grâce à la calibration *in-situ* de l'énergie des jets issus de la décroissance du  $W$  sur un sous-lot plus pur de candidats  $W$  venant du top (section 5.3.2). Au total l'erreur sur la masse du top est estimée à une valeur légèrement inférieure à 1.5 GeV, ce qui équivaut à la précision attendue à la fin du Run II en combinant les expériences du Tevatron (section 5.1.2) où un lot de 1000-2000 événements  $t\bar{t}$  est attendu par expérience.

Dans ATLAS, il est possible d'utiliser au maximum la grande statistique disponible pour réduire principalement l'incertitude sur les radiations dans l'état final. Dans cette optique, une méthode basée sur un ajustement cinématique de l'événement  $t\bar{t}$  complètement reconstruit a été mise au point [131]. Elle fournit un estimateur de la qualité,  $\chi^2$ , et une masse du top ajustée,  $M_{\text{top}}^{\text{fit}}$ , événement par événement. La distribution de  $M_{\text{top}}^{\text{fit}}$ , est montrée sur la Figure 5.19 droite, illustrant l'amélioration de la pureté du lot  $t\bar{t}$  qui passe de 70% à 80% grâce à la coupure  $\chi^2 < 4$ . Le paramètre  $\chi^2$  est un bon estimateur de la qualité de reconstruction des jets de  $b$ . En utilisant la corrélation entre  $M_{\text{top}}^{\text{fit}}$  et  $\chi^2$  (Figure 5.20 gauche), la masse du top reconstruite,  $M_{\text{top}}^{\text{Rec}}$ , est alors définie comme l'intercept de  $M_{\text{top}}^{\text{fit}}$  à  $\chi^2 = 0$ , où le jet de  $b$  est reconstruit "parfaitement". Pour vérifier qu'aucun biais n'est introduit par cette méthode, plusieurs lots sont générés avec des masses du top variant entre 160 et 190 GeV. La masse du top reconstruite dépend linéairement de la masse injectée (Figure 5.20 droite).

10. Cette définition de la masse du top est proche de la partie réelle du pôle dans le propagateur du top. Les incertitudes théoriques permettant de relier ces deux paramètres pourraient compliquer l'interprétation de la masse du top reconstruite expérimentalement si la précision de la mesure était significativement inférieure à 1 GeV [128].

Expérience	CDF (Ib)	CDF (II)	ATLAS
Luminosité intégrée ( $\text{fb}^{-1}$ )	0.11	0.95	10
Signal ( $10^3$ )	0.08 ( $\neq$ lots)	0.15	18
Bruit de fond non $t\bar{t}$ ( $10^3$ )	0.13 ( $\neq$ lots)	0.02	0.2
<b>Reconstruction</b>			
Echelle d'énergie des jets légers	4.4*	0.4**	0.2
Echelle d'énergie des jets de $b$	–	0.6	0.7
Etiquetage du $b$	0.4	0.3	–
$p_T$ du lepton	–	0.2	–
<b>Théorie</b>			
ISR, FSR	2.6	1.1	0.5
PDF	0.3	0.1	<0.1
Fragmentation du $b$	–	0.6	0.1
Hadronization	0.1	0.2	–
Bruit de fond	1.3 ( $W$ +jets)	0.2 ( $W$ +jets)	0.1 (Comb.)
Erreurs systématiques totales	<b>5.3</b>	<b>1.4</b>	<b>0.9</b>
Erreur Statistique	<b>5.1</b>	<b>1.5**<math>\oplus</math>1.6=2.2</b>	<b>0.1</b>
Total	<b>7.4</b>	<b>2.6</b>	<b>0.9</b>

TAB. 5.3 – Erreurs en GeV sur la mesure de la masse du top dans le canal semileptonique pour l'expérience CDF au Run Ib [133], au Run II [134] et ATLAS [131]. \* Combine jets légers et  $b$ . \*\* Ce résultat est obtenu en utilisant la contrainte de la masse du  $W$ . Sans cette contrainte, cette erreur systématique est multipliée par 3 et l'erreur statistique associée (1.5 GeV) est nulle [135].

La nouvelle erreur systématique associée à cette méthode est réduite d'un facteur 2 grâce à la réduction de l'erreur systématique associée aux radiations dans l'état final. L'incertitude principale vient maintenant de l'échelle d'énergie des jets de  $b$  estimée à 0.7 GeV. L'erreur totale attendue sur la masse du top pour ATLAS est alors de  $\sim 1$  GeV comme le montre la Table 5.3. Une comparaison instructive avec les résultats de CDF à la fin du Run II et avec  $1 \text{ fb}^{-1}$  de données au Run II est également montrée dans cette table. Elle confirme que les deux étapes majeures pour obtenir une mesure précise de la masse du top ont été l'amélioration de l'étiquetage du  $b$  pour réduire l'erreur systématique venant du bruit de fond puis récemment la calibration des jets légers avec un lot  $t \rightarrow Wb$  pour diminuer (d'un facteur 3) l'erreur systématique sur l'échelle d'énergie de jets légers. Cette dernière amélioration est encore statistiquement limitée, ce qui ne sera pas le cas au LHC. L'amélioration apportée par le LHC sera donc la réduction de l'erreur sur les radiations dans l'état final. Comme pour la mesure de la masse du  $W$ , la diminution des erreurs systématiques entre les différentes mesures illustre l'effet de l'augmentation de la statistique sur l'amélioration de la compréhension du détecteur et de la physique (augmentation de la statistique des lots de contrôle). Cette comparaison permet enfin de donner une base solide pour les résultats attendus par ATLAS.

Si la plus grande précision est atteinte dans le canal semileptonique, d'autres canaux peuvent être considérés, et notamment le canal dileptonique. Une technique similaire à celle présentée dans le canal semileptonique est utilisée pour calculer la probabilité de la solution pour chaque événement [132]. Dans ce cadre, la masse du top correspond à celle offrant la plus grande probabilité moyenne calculée sur tous les événements. Grâce à cette méthode, une précision de 2 GeV est attendue après  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale. Une méthode a également été proposée dans le canal semileptonique  $t\bar{t} \rightarrow Wb(\rightarrow J/\psi + X)W(\rightarrow l\nu)b$  pour mesurer la masse du top à la luminosité nominale [136]. Elle fait appel à la corrélation entre la masse reconstruite  $M_{JJ/\psi}$  et la masse du top pour réduire la sensibilité de la mesure à l'incertitude de l'échelle d'énergie des jets de  $b$ . A cause de la faiblesse du rapport d'embranchement, 1000 événements sont attendus après  $100 \text{ fb}^{-1}$  à la luminosité nominale et une erreur inférieure à 1 GeV sur la masse du top pourrait être atteinte.

### 5.5.3 Tests électro-faibles avec la mesure de la polarisation du $W$ issu du top

Le quark top est la seule particule connue à décroître faiblement en un  $W^+$  sur sa couche de masse. C'est une occasion unique pour mesurer la polarisation longitudinale du  $W$ , générée par les mécanismes de la brisure spontanée du Lagrangien électro-faible (section 2.1.2), et vérifier la structure V-A de l'interaction électro-faible (en mesurant sa polarisation transverse). Toute déviation dans la mesure de ses polarisations par rapport aux valeurs du Modèle Standard serait un signe d'une nouvelle physique, dont les origines pourraient être un autre mécanisme de brisure spontanée du Lagrangien ou une contribution V+A dans la structure du vertex [137, 138].

Dans le Modèle Standard, les probabilités de chacune des composantes de l'hélicité du  $W$ , gauche ( $F_L$ ), longitudinale ( $F_0$ ) et droite ( $F_R$ ) sont données, à l'ordre de l'arbre et dans l'approximation d'une masse nulle pour le quark  $b$ , par:

$$\left\{ \begin{array}{l} F_L = \frac{2m_W^2}{m_t^2 + 2m_W^2} = 0.297 - 0.002 \times (m_t - 175) \\ F_0 = \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2m_W^2} = 0.703 + 0.002 \times (m_t - 175) \\ F_R = 0.000 \\ F_L + F_0 + F_R = 1 \end{array} \right. \quad (5.4)$$

où  $m_t$  est la masse du top et  $m_W$  celle du  $W$  en GeV. Comme les particules sans masse sont d'hélicité gauche dans le Modèle Standard, le  $W^+$  droit n'existe pas dans l'approximation d'une masse nulle pour le quark  $b$  à cause de la conservation du moment angulaire (Figure 5.21), ce qui explique que  $F_R = 0$ . De faibles déviations par rapport à ces valeurs sont attendues en considérant les corrections QCD et électro-faibles de plus grand ordre et une masse de  $b$  non nulle :  $F_0 = 0.695$ ,  $F_L = 0.304$ ,  $F_R = 0.001$  ( $M_t=175$  GeV) [139].



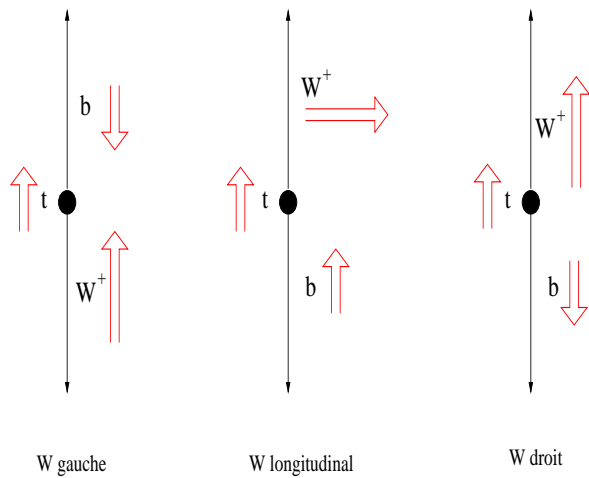


FIG. 5.21 – Représentations schématiques de la conservation du moment angulaire dans la désintégration  $t \rightarrow W^+ b$ , vues dans le repère de repos du top. Les flèches simples (ouvertes) indiquent la direction de vol (le spin) de la particule.

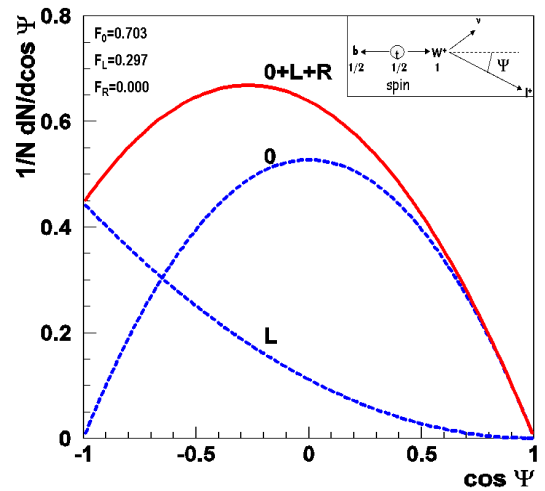


FIG. 5.22 – Distribution angulaire de l'Equation (5.5) dans le cadre du MS. Les contributions des bosons  $W^+$  d'hélicité longitudinale (0) et gauche (L) sont montrées séparément (pointillés). La somme (0+L+R) est indiquée avec le trait plein.

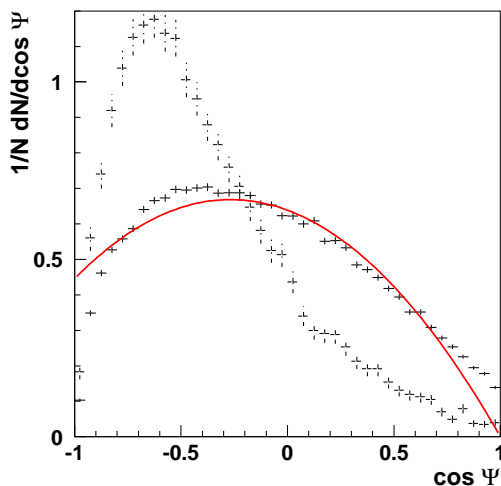


FIG. 5.23 – Distributions reconstruites normalisées de  $\cos\Psi$  après application des critères de sélection pour la somme du signal et du bruit de fond (traits pleins) et pour le bruit de fond seul (pointillés). La fonction prédite par le Modèle Standard au niveau partonique est superposée (ligne continue).

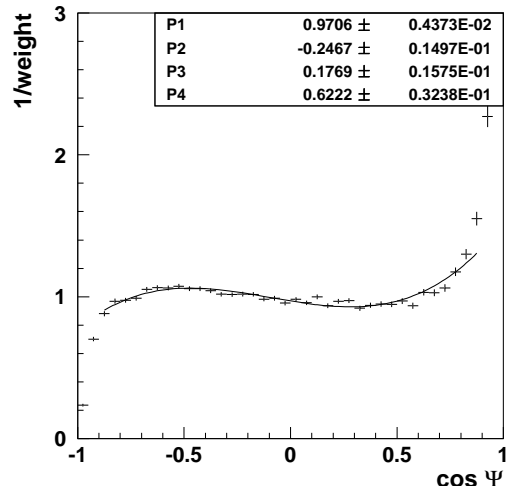


FIG. 5.24 – Rapport entre la distribution normalisée de  $\cos\Psi$  obtenue après sélection-reconstruction et celle prédite par le Modèle Standard au niveau partonique (voir Figure 5.23). La courbe continue est le résultat d'un ajustement avec un polynôme de degré 3 dans l'intervalle  $-0.9 < \cos\Psi < 0.9$ .

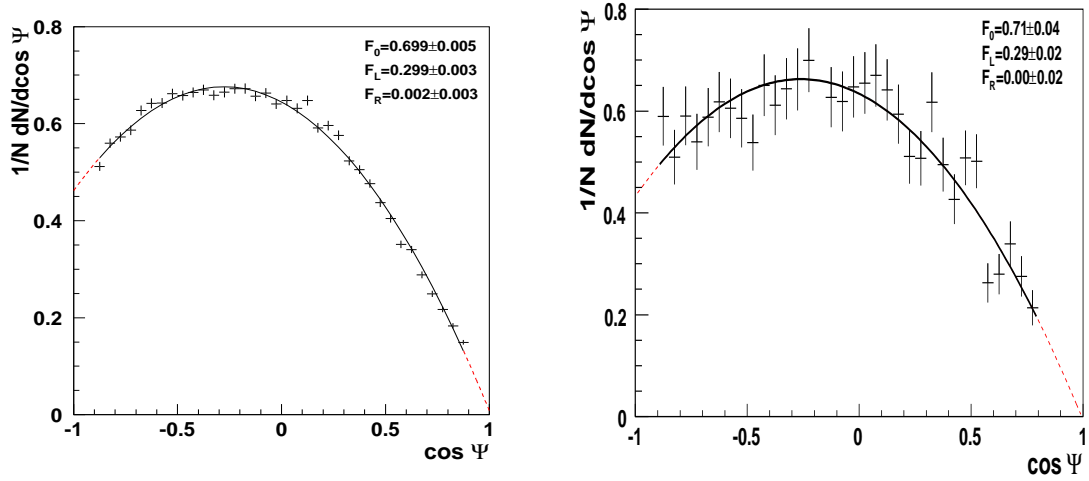


FIG. 5.25 – Distribution reconstruite et corrigée de  $\cos\Psi$ , incluant signal et bruit de fond, pour les événements  $t\bar{t}$  semileptoniques simulés avec une simulation rapide (gauche,  $10 \text{ fb}^{-1}$  [87]) et une simulation complète (droite,  $0.5 \text{ fb}^{-1}$  [141]). L'ajustement avec la fonction de l'Equation (5.5) est superposé et le résultat de l'ajustement donné avec son erreur statistique.

### Méthode de mesure expérimentale

Grâce à la reconstruction complète de l'événement  $t\bar{t}$  au LHC, les paramètres de la polarisation du  $W$  sont accessibles directement en mesurant la distribution de l'angle  $\Psi$  entre le lepton chargé dans le repère lié du  $W$  et la direction du  $W$  dans le repère lié au top [140] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\Psi} = \frac{3}{2} \left[ F_L \left( \frac{1 - \cos\Psi}{2} \right)^2 + F_0 \left( \frac{\sin\Psi}{\sqrt{2}} \right)^2 + F_R \left( \frac{1 + \cos\Psi}{2} \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

Les prédictions du Modèle Standard sont montrées sur la Figure 5.22, illustrant la convolution entre les leptons issus d'un  $W^+$  gauche, préférentiellement émis dans la direction opposée au  $W^+$  ( $\Psi = \pm\pi$ ), et les leptons issus d'un  $W^+$  longitudinal, préférentiellement émis transversalement à la direction du  $W$  ( $\Psi = 0$ ).

La sélection et la reconstruction des événements  $t\bar{t}$  distordent la distribution angulaire  $\cos\Psi$ , comme l'illustre la Figure 5.23 où les distributions au niveau partonique, pour le bruit de fond  $t\bar{t} \rightarrow \tau(\rightarrow l\nu\nu_\tau) + X$  et pour la somme du signal et du bruit de fond sont superposés. Un poids (Figure 5.24) est appliqué événement par événement pour recouvrer ce biais. Il est calculé à partir du rapport entre la distribution après reconstruction et la distribution au niveau partonique sur un lot indépendant<sup>11</sup>. La distribution ainsi corrigée est montrée sur la Figure 5.25 pour la simulation rapide (gauche) et pour la simulation détaillée (droite). Il est à noter que la même fonction de correction a été appliquée pour les deux distributions. L'ajustement avec la fonction de l'équation (5.5) et la contrainte  $F_0 + F_L + F_R = 1$  est superposé et donne des

11. Cette méthode est une alternative à l'ajustement des distributions reconstruites avec des lots simulés pour différentes valeurs de polarisation, qui est utilisé par exemple pour la mesure de la masse du  $W$  (section 5.4).

valeurs compatibles avec celle du Modèle Standard. Ceci valide la méthode pour la simulation rapide et montre le faible impact d'une simulation des détails du détecteur sur le résultat. Il a également été montré que si une composante V+A non nulle existait, une méthode itérative basée sur le calcul de fonctions de correction modifiées par la théorie peut être employée pour faire converger le résultat vers les valeurs de la théorie [142].

### Précision attendue sur les paramètres de la polarisation du $W$

Comme pour la mesure de la masse du top, l'erreur statistique est négligeable comparée aux erreurs systématiques. Celles-ci sont dominées par les incertitudes sur la reconstruction de l'événement (masse du top connue) et l'obtention de l'énergie du jet de  $b$  (échelle d'énergie, hadronisation et radiations dans l'état final) qui biaisent la reconstruction du repère de repos du  $W$  et du top, amenant une distortion de la distribution angulaire de  $\cos\Psi$ . Les résultats attendus pour ATLAS dans le canal semileptonique sont synthétisés dans la Table 5.4 où ils sont comparés aux derniers résultats en date de CDF pour cette mesure [143]. Le résultat de CDF, qui emploie une méthode et une sélection analogues à celles décrites ci-dessus, est encore largement dominé par les erreurs statistiques ce qui rend l'évaluation des systématiques plus compliquée<sup>12</sup>.

Une étude similaire a été menée dans le canal dileptonique [87], où la sensibilité aux paramètres de la polarisation du  $W$  est moindre que dans le canal semileptonique à cause de la plus mauvaise reconstruction du repère de repos du top. La Table 5.5 présente une combinaison des résultats attendus par ATLAS, en supposant une corrélation de 100% des erreurs systématiques entre les canaux dileptonique et semileptonique. Une précision de 8%, 2% et 1% est obtenue sur les paramètres  $F_L$ ,  $F_0$  et  $F_R$  avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale. La différence de précision entre les paramètres  $F_L$ ,  $F_0$  et  $F_R$  s'explique par la configuration de l'état final des événements nécessaires pour la mesure : pour  $F_R$ ,  $\Psi \sim 0$  ( $\cos\Psi \sim 1$ ) et donc la majorité de l'énergie du  $W$  est emportée par le lepton chargé alors que pour  $F_L$ ,  $\Psi \sim \pm\pi$  ( $\cos\Psi \sim -1$ ) et la majorité de l'énergie du  $W$  est emportée par le neutrino.

La précision sur les paramètres  $F_0$  et  $F_R$  a été obtenue en supposant une incertitude (pessimiste) de 3% sur l'échelle d'énergie du  $b$  et de 2 GeV sur la masse du top. En utilisant 1% et 1 GeV on obtient alors une précision de 1.4% et 0.9%. Ce résultat apporte une amélioration d'un facteur 3 à 5 par rapport aux attentes du Tevatron à la fin du Run II.

### Sensibilité à la nouvelle physique

Cette grande sensibilité sur les paramètres  $F_0$ ,  $F_L$  et  $F_R$  peut être traduite en sensibilité à la physique au-delà du Modèle Standard. Cependant, à cause de la grande diversité des modèles pouvant provoquer des déviations sur les valeurs de  $F_0$ ,  $F_L$  et  $F_R$  [144, 145, 146, 147], il est préférable d'adopter une approche indépendante du modèle [148, 149, 150, 151] en paramétrant la dynamique inconnue par des couplages effectifs dans le Lagrangien [140] :

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{b} \gamma^\mu (f_1^L P_L + f_1^R P_R) t - \frac{g}{\sqrt{2}\Lambda} \partial_\nu W_\mu^- \bar{b} \sigma^{\mu\nu} (f_2^L P_L + f_2^R P_R) t + h.c. \quad (5.6)$$

12. A la fin du run II ( $8 \text{ fb}^{-1}$ ), le nombre d'événements utilisé pour cette analyse sera environ 1500-2000, à comparer au 70 000 attendus par ATLAS après  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale.

Paramètre	$F_0$		$F_R$	
	CDF(II)	ATLAS	CDF(II)	ATLAS
Expérience				
Luminosité intégrée( $\text{fb}^{-1}$ )	1	10	1	10
Signal ( $10^3$ )	0.2	70	0.2	70
Bruit de fond non $t\bar{t}$ ( $10^3$ )	0.05	1.5	0.05	1.5
Valeur centrale	0.590	0.703	-0.030	0.000
Reconstruction				
Echelle d'énergie des jets de $b$	0.060*	0.005	0.033*	0.005
Etiquetage du $b$	0.014	0.006	0.009	0.000
Echelle d'énergie du lepton	0.002	–	0.001	–
Connaissance de $M_t$	–	0.011	–	0.004
Théorie				
ISR, FSR	0.013	0.007	0.007	0.002
PDF	0.007	0.003	0.001	0.004
Fragmentation du $b$	–	0.002	–	0.001
Hadronisation	–	0.016	–	0.006
Monte-Carlo	0.006	0.001	0.001	0.001
Empilement	–	0.002	–	0.006
Bruit de fond	0.012	0.000	0.008	0.000
Erreur systématiques totales	<b>0.065</b>	<b>0.023</b>	<b>0.036</b>	<b>0.012</b>
Erreur Statistique	<b>0.120</b>	<b>0.005</b>	<b>0.060</b>	<b>0.003</b>
Total	<b>0.136</b>	<b>0.024</b>	<b>0.070</b>	<b>0.012</b>

TAB. 5.4 – Erreurs sur la mesure de  $F_0$  et  $F_R$  dans le canal semileptonique pour les expériences CDF au Run II [143] et ATLAS [87]. \*Pas de calibration in situ avec la contrainte de la masse du  $W$ .

Paramètre	$F_L$	$F_0$	$F_R$
Modèle Standard	0.297	0.703	0.000
Erreur statistique	0.003	0.004	0.003
Erreurs systématiques	0.024	0.015	0.012
Total	0.024	0.016	0.012

TAB. 5.5 – Erreurs attendues sur les mesures des paramètres de la polarisation du  $W$  après  $10 \text{ fb}^{-1}$  à la luminosité initiale en combinant les canaux semileptonique et dileptonique.

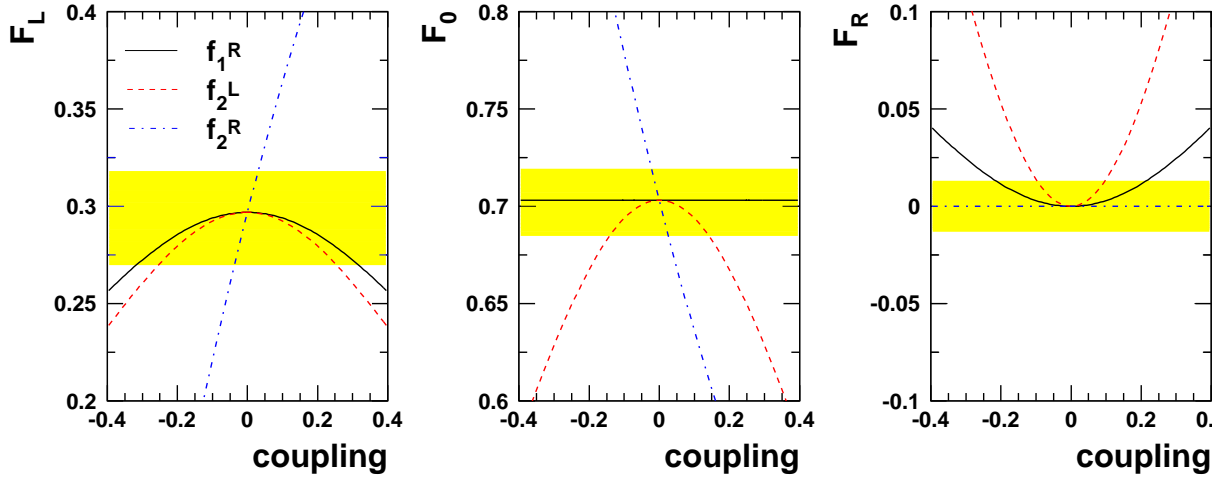


FIG. 5.26 – Dépendance des composantes de la polarisation du  $W$  avec les couplages anormaux  $f_1^R$  (traits pleins),  $f_2^L$  (pointillés) et  $f_2^R$  (traits tirés-pointillés) définis par l'Equation (5.6), avec  $f_1^L = 1$ . La précision à  $1\sigma$  avec laquelle ATLAS pourrait mesurer  $F_0$ ,  $F_L$  et  $F_R$  dans les paires  $t\bar{t}$  avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données (Table 5.5) est indiquée par les bandes jaunes.

	$f_1^R$	$f_2^L$	$f_2^R$
$t\bar{t}$ , ATLAS ( $10 \text{ fb}^{-1}$ ) (Limite directes)	0.30	0.13	0.04
$b \rightarrow s\gamma, sl^+l^-$ , usines à $B$ (Limites indirectes) [154]	0.004	0.005	0.4
Décroissance du $Z$ , LEP (Limites indirectes)	–	–	0.1

TAB. 5.6 – Limites à  $2\sigma$  sur les couplages anormaux  $f_1^R$ ,  $f_2^L$  et  $f_2^R$ . Pour ATLAS, ces limites sont directes alors que pour les usines à  $B$  et le LEP ces limites sont indirectes et tirées des mesures de précision.

où  $P_{R/L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)$ ,  $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ ,  $g$  est la constante de couplage électro-faible et  $\Lambda$  est l'échelle d'énergie à laquelle les effets de nouvelle physique se font sentir (dans la suite,  $\Lambda = M_W$  pour conserver les notations utilisées dans la littérature).  $f_1^L$  et  $f_1^R$  sont des couplages vectoriels, alors que  $f_2^L$  et  $f_2^R$  sont tensoriels. Cette expression représente le Lagrangien le plus général du second ordre conservant la symétrie  $CP$ . Dans le cadre du Modèle Standard, on a au premier ordre  $f_1^L = V_{tb} = 1$ ,  $f_1^R = f_2^L = f_2^R = 0$ .

La Figure 5.26 montre la contribution des couplages anormaux  $f_1^L$ ,  $f_1^R$ ,  $f_2^L$  et  $f_2^R$  à chaque fraction de l'état d'hélicité  $F_L$ ,  $F_0$  et  $F_R$  au premier ordre [140, 152]. Les effets du second ordre ont été calculés et sont faibles [153]. La valeur de  $f_1^L$  a été fixée à 1 car elle ne modifie pas les paramètres l'hélicité du  $W$ . Les bandes jaunes correspondent à la sensibilité à  $1\sigma$  des paramètres  $F_L$ ,  $F_0$  et  $F_R$  (Table 5.5). La plus grande sensibilité est obtenue pour le couplage  $f_2^R$ ,  $F_0$  en dépendant linéairement. Pour les couplages  $f_1^R$  et  $f_2^L$ ,  $F_R$  est la variable la plus sensible.

Les limites à  $2\sigma$ , tirées de la sensibilité sur les couplages  $f_1^R$ ,  $f_2^L$  et  $f_2^R$ , sont montrées sur la Table 5.6. Ces limites sont comparées avec les limites indirectes (calculées dans le cadre

du Modèle Standard) obtenues avec les mesures de précision effectuées au LEP [154] et aux usines à  $B$  [155]. La limite atteinte sur le couplage tensoriel  $f_2^R$ , 2 à 3 fois plus contraignante que les limites indirectes, est du même ordre de grandeur que la déviation prédite par le Modèle Standard Supersymétrique Minimal ou le modèle avec un top de couleur [152]. Il est également intéressant de noter qu'une mesure directe de la composante  $f_1^L$  est possible dans les canaux où les quarks top sont produits individuellement (section 5.5.5), permettant un test complet de la structure du couplage  $tWb$  [152].

### 5.5.4 Tests de la nature du quark top avec la corrélation des spins des tops

Comme l'a démontrée la section précédente, la mesure de la polarisation du  $W$  est sensible à la décroissance du top via des distributions angulaires calculées dans son repère de repos. Sur les mêmes événements, il est possible de tester la production du top en mesurant des distributions angulaires dans le repère de repos de la paire  $t\bar{t}$ . Ces mesures permettent une vérification indirecte de la valeur du spin du top et d'être sensible à des couplages anormaux dans la production ou la décroissance des paires  $t\bar{t}$ . En effet, contrairement aux autres quarks et à cause de sa grande masse, le top décroît avant d'avoir pu former un état lié hadronique [156]. Ses caractéristiques, et notamment son spin, sont donc transmises directement à ses produits de décroissance, dont les distributions angulaires permettront de remonter aux caractéristiques initiales du top sans dilution. L'absence d'état lié hadronique pour le top conduit également à prédire précisément sa polarisation [157] et la corrélation entre les spins des deux tops de la paire  $t\bar{t}$  [158] dans le cadre du Modèle Standard.

Ce dernier cas est particulièrement intéressant au LHC, puisque les spins du top et de l'anti-top de la paire s'il ne sont pas polarisés [159], sont en revanche corrélés [160]<sup>13</sup>. Cette corrélation peut être mesurée à l'aide d'asymétries (appelées  $A$  et  $A_D$ ) entre des paires pour lesquelles le top et l'anti-top sont de mêmes spins et des paires pour lesquelles ils sont de spins opposés [160, 161]. A titre d'exemple  $A$  ( $A_D$  peut se mettre sous une forme similaire) s'écrit :

$$A = \frac{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) - \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})}{\sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\uparrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\uparrow}\bar{t}_{\downarrow}) + \sigma(t_{\downarrow}\bar{t}_{\uparrow})} \quad (5.7)$$

où  $\sigma(t_{\uparrow/\downarrow}\bar{t}_{\uparrow/\downarrow})$  est la section efficace de production d'une paire  $t\bar{t}$  avec des spins haut ou bas dans la base d'hélicité<sup>14</sup>. La Figure 5.27 montre la dépendance de ces sections efficaces en fonction de la masse invariante du système  $t\bar{t}$  au LHC. A petite masse, l'asymétrie est maximale. Dans la suite, la coupure  $M_{t\bar{t}} < 550$  GeV est donc appliquée ce qui augmente la valeur de  $A$  de 30% tout en gardant 70% des paires  $t\bar{t}$  produites. Dans ce cas, les valeurs attendues pour le Modèle Standard au premier ordre sont :

$$\begin{cases} A = 0.422 \\ A_D = -0.290 \end{cases} \quad (5.8)$$

Les corrections QCD d'ordre supérieur sont faibles [162].

13. Une explication basée sur les principes de conservation de moment angulaire est donnée dans la Réf. [87].

14. Dans cette base, l'axe de quantification du spin correspond à la direction de vol du top dans le repère  $t\bar{t}$ .

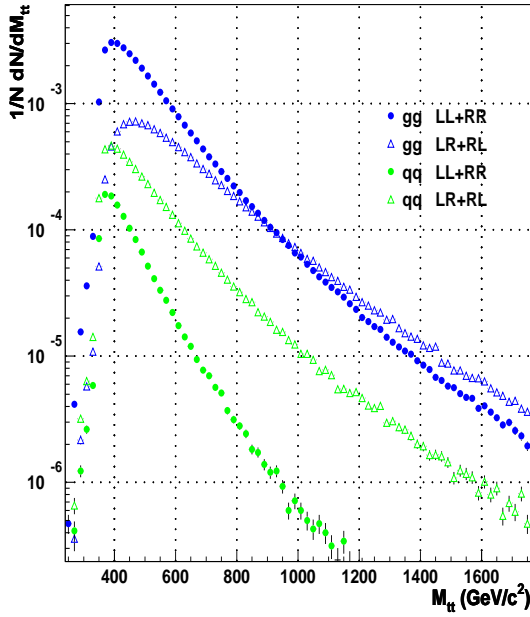


FIG. 5.27 – Spectres de la masse invariante du système  $t\bar{t}$  produit par les mécanismes  $gg$  et  $q\bar{q}$  avec des hélicités égales ( $LL+RR$ ) ou opposées ( $LR+RL$ ) [163].

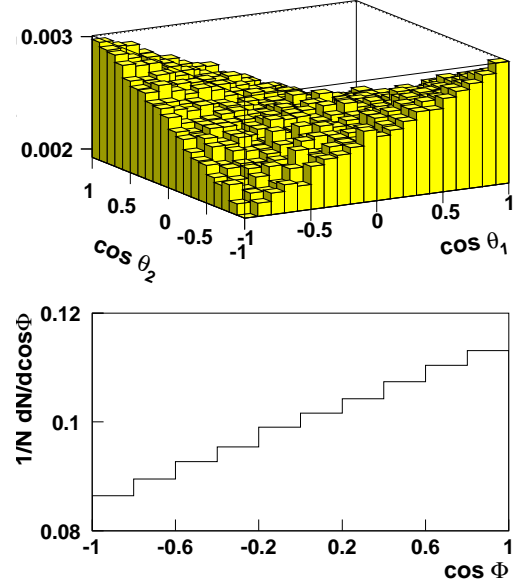


FIG. 5.28 – Distributions angulaires au niveau partonique des Equations (5.9) (haut) et (5.11) (bas) dans le cadre du MS avec la coupure  $M_{t\bar{t}} < 550 \text{ GeV}$ .

### Méthode de mesure expérimentale

Grâce à la reconstruction complète de l'événement  $t\bar{t}$  au LHC, l'asymétrie  $A$  est accessible expérimentalement avec la distribution angulaire [162] :

$$\frac{1}{N} \frac{d^2N}{d\cos\theta_1 d\cos\theta_2} = \frac{1}{4} (1 - A |\alpha_1 \alpha_2| \cos\theta_1 \cos\theta_2) \quad (5.9)$$

où  $\theta_1$  ( $\theta_2$ ) est l'angle entre la direction d'une particule fille dans le repère du top (anti-top) et la direction de vol du quark top (anti-top) dans le repère  $t\bar{t}$ . Le terme  $\alpha_i$  représente un facteur de dilution associé au type de la particule  $i$  de l'état final<sup>15</sup>. Le haut de la Figure 5.28 montre cette distribution angulaire au niveau partonique. Il est possible de montrer que l'asymétrie  $A$  peut être mesurée à l'aide de l'estimateur non biaisé suivant [167] :

$$A = -9 \langle \cos\theta_1 \cos\theta_2 \rangle / |\alpha_1 \alpha_2| \quad (5.10)$$

De manière similaire, l'asymétrie  $A_D$  est accessible expérimentalement à travers la distribution angulaire [162] :

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\Phi} = \frac{1}{2} (1 - A_D |\alpha_1 \alpha_2| \cos\Phi) \quad (5.11)$$

où  $\Phi$  est l'angle entre les directions de vol des particules filles du top et de l'anti-top, chacune étant définie dans le repère de repos de son parent. Le bas de la Figure 5.28 montre cette

15. Dans la suite, les leptons chargés ( $\alpha_i \sim 1$  [164]) sont employés dans le canal dileptonique. Dans le canal semileptonique, le côté leptonique de la paire  $t\bar{t}$  utilise le lepton chargé, alors que le meilleur choix [165] côté hadronique est le jet le plus énergétique dans le repère du top ( $\alpha_i \sim 0.5$ ) [166].

distribution angulaire au niveau partonique.  $A_D$  est mesuré à l'aide de l'estimateur non biaisé suivant :

$$A_D = -3 \langle \cos \Phi \rangle / |\alpha_1 \alpha_2| \quad (5.12)$$

La sélection et la reconstruction des événements  $t\bar{t}$  distordent la distribution angulaire des angles  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  et  $\Phi$ . Comme dans le cas de la polarisation du  $W$  (section 5.5.3), un poids est appliqué événement par événement pour recouvrer ce biais. Les erreurs systématiques sur la mesure de  $A$  et  $A_D$  liées aux incertitudes théoriques et expérimentales sont montrées sur la Figure 5.29. Les erreurs systématiques dominantes viennent de l'énergie des particules de l'état final (principalement des jets), car les incertitudes sur la mesure de l'énergie brouillent la reconstruction du repère de repos du top, de l'anti-top et du système  $t\bar{t}$ . Ce phénomène est particulièrement accentué pour la reconstruction des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  qui nécessitent la reconstruction du repère de la paire  $t\bar{t}$ . Ce n'est pas le cas pour l'angle  $\Phi$ , où seuls la reconstruction du repère de repos du top et de l'anti-top sont utilisés. Ceci explique la meilleure précision obtenue sur  $A_D$  par rapport à  $A$ . De manière générale, le canal dileptonique est plus favorable pour cette mesure que le canal semileptonique : la faiblesse de la statistique et la difficulté de la reconstruction de l'état final (présence de deux neutrinos) sont largement compensées par la présence de deux leptons chargés dans l'état final.

### Précision sur les paramètres de la corrélation de spin et sensibilité à la nouvelle physique

La combinaison des résultats entre les canaux semileptonique et dileptonique est montrée dans la Table 5.7, en supposant conservativement une corrélation de 100% entre les erreurs systématiques. Une précision de 8% et 4% est obtenue sur  $A$  et  $A_D$  avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale. Aucune mesure n'a encore été publiée par les expériences du Tevatron avec les données du Run II, principalement à cause de la nécessité d'une reconstruction complète de l'événement pour réaliser cette mesure.

Une mesure de la corrélation de spin entre les paires de top dans le Modèle Standard avec cette précision donnerait la preuve d'un couplage gauche, d'un spin 1/2 pour le top et confirmerait la décroissance du top comme un quark quasi-libre. Une déviation par rapport aux valeurs attendues du Modèle Standard serait le signe de phénomènes nouveaux dans la production des paires  $t\bar{t}$  (couplages  $gt\bar{t}$  [168, 169, 170], couplages avec un boson de Higgs pseudo-scalaire  $gg \rightarrow H \rightarrow t\bar{t}$  [171], ou un graviton de type Kaluza-Klein de spin 2 [172]...) ou dans la décroissance (présence d'une décroissance  $t \rightarrow H^+ b$  [160]). La diversité des possibilités pouvant expliquer une déviation rend cette mesure sensible mais moins contraignante à la nouvelle physique.



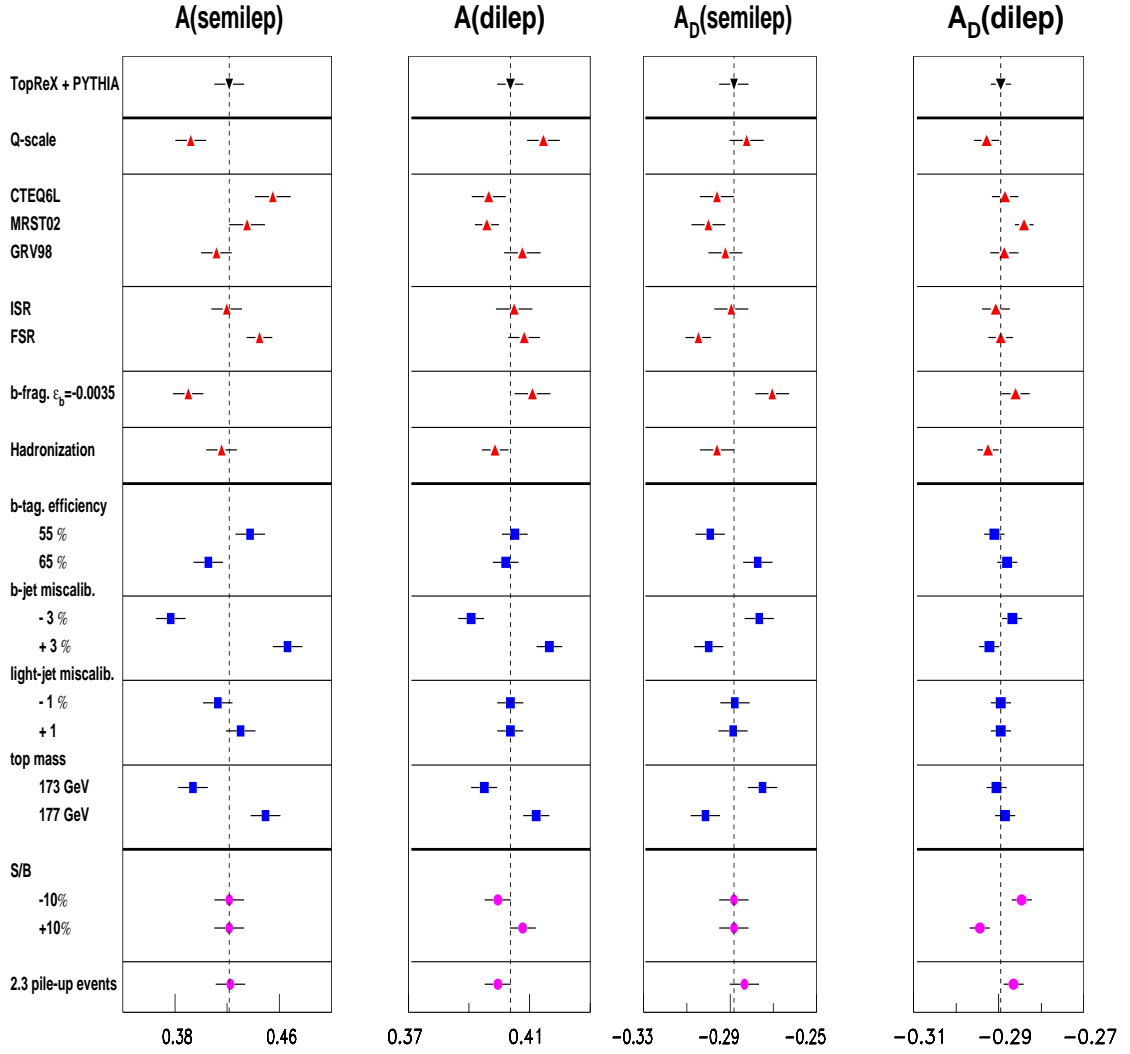


FIG. 5.29 – Incertitudes systématiques sur les mesures des variables de corrélation entre les spins des quarks top ( $A$ ,  $A_D$ ) dans les canaux  $t\bar{t}$  semileptonique et dileptonique.

Paramètre	$A$	$A_D$
Prédiction du Modèle Standard	0.422	-0.290
Erreur Statistique	0.014	0.008
Erreurs Systématiques	0.023	0.010
Total	0.027	0.013

TAB. 5.7 – Erreurs attendues sur la mesure des paramètres de la corrélation de spin des paires  $t\bar{t}$  après  $10 \text{ fb}^{-1}$  à la luminosité initiale en combinant les canaux semileptoniques et dileptoniques. Une coupure sur  $M_{t\bar{t}} < 550 \text{ GeV}$  est incluse.

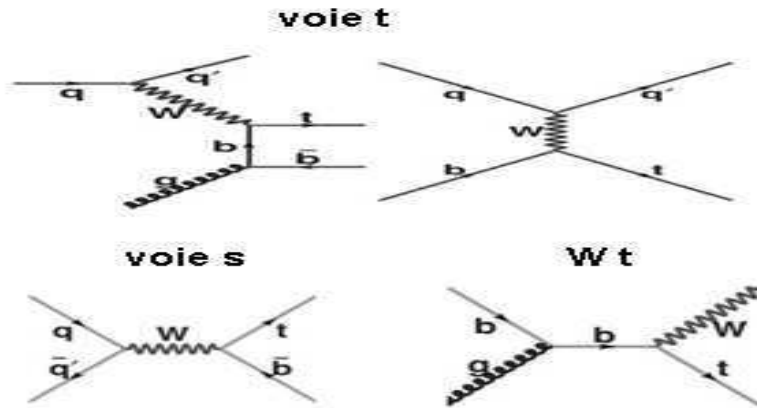


FIG. 5.30 – Diagrammes de Feynman, à l'ordre de l'arbre, responsables de la production du quark top individuel au LHC.

### 5.5.5 Mesure de $|V_{tb}|$ avec le top produit individuellement

Au LHC, plus de 25% des quarks top sont produits via un processus électro-faible donnant naissance à un top individuel (*single top*). L'intérêt principal de l'étude du top individuel, en dehors de sa possible mise en évidence<sup>16</sup>, réside dans la mesure de sa section efficace, directement proportionnelle au carré de l'élément de la matrice CKM,  $V_{tb}$ . Ces processus électro-faibles procurent donc l'unique mesure directe de  $|V_{tb}|$  auprès des collisionneurs hadronique. Cette mesure de la section efficace est également très sensible à la nouvelle physique (couplages anormaux au quark top, contribution additionnelle à la production du top). La Figure 5.30 montre les diagrammes de Feynman responsables de la production du quark top individuel au LHC. Ils se divisent en trois catégories à l'ordre de l'arbre, caractérisées par la virtualité du boson  $W$  échangé : i) le mode de fusion de  $Wg$ , qui comprend les contributions dans la voie  $t$ , ii) le mode de production associé avec un  $W$  réel ( $Wt$ ) et iii) le mode avec un échange de  $W^*$  dans la voie  $s$ . La section efficace totale de production (à l'ordre supérieur à l'ordre de l'arbre) pour les trois mécanismes est de l'ordre de 300 pb au LHC. Les événements avec un top individuel sont produits à 75%, 20% et 5% dans la voie  $t$ ,  $Wt$  et  $s$ , respectivement [174, 175, 176].

L'extraction du signal est plus difficile que dans le cas des paires  $t\bar{t}$ , car la statistique initiale est plus faible, la signature est moins singulière (un seul top dans l'état final) et donc le bruit de fond (QCD,  $t\bar{t}$ ,  $W$ +jets, éventuellement un des canaux du top individuel) plus important. Pour cette raison, seule la décroissance leptonique du  $W$  issue du top est considérée par la suite. Pour la même raison, les algorithmes de sélection, spécifiques pour chaque canal, sont plus sophistiqués et se basent sur la présence d'un lepton isolé de grand impulsion transverse ( $p_T > 25$  GeV), une grande énergie transverse manquante, le nombre de jets légers ( $p_T > 15$  ou 25 GeV) et étiquetés comme des  $b$ , la forme de l'événement (centralité, sphéricité), la somme de l'énergie transverse des jets dans l'événement et la masse invariante reconstruite  $lvb$  [177]. Ces trois dernières variables sont utilisées pour réduire le bruit de fond venant des paires  $t\bar{t}$  et des

16. L'expérience D0 au Tevatron a récemment publié une évidence pour un signal de top individuel à  $3.4\sigma$  [173].

Canal	$s$	$t$	$Wt$	$s+t+Wt$
Luminosité intégrée ( $\text{fb}^{-1}$ )	30	30	30	30
Signal ( $10^3$ evts)	0.7	15	31	47
Bruit de fond ( $10^3$ evts)	5.0	9	360	370
$\sigma \times \text{BR}$				
Valeur attendue (pb)	2	51	9	62
Erreur théorique (%)	5	4	8	–
Erreur statistique (%)	12	1	2	–
Erreur systématique totale (%)	17	13	15	–
Total (%)	<b>21</b>	<b>14</b>	<b>17</b>	–
$ V_{tb} $				
Valeur attendue	1	1	1	1
Erreur statistique (%)	6	0.5	1	0.5
Erreur systématique+théorique (%)	8	7	8	5
Total (%)	<b>10</b>	<b>7</b>	<b>8</b>	<b>5</b>

TAB. 5.8 – Récapitulatif des analyses dans les canaux du top individuel après  $30 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale [177]. Les erreurs sur  $|V_{tb}|$  sont extraites à partir de la formule simplifiée  $\sigma \times \text{BR} \sim |V_{tb}|^2$ .

événements  $W$ +jets. Après l’application des critères de sélection, le canal de la voie  $t$  présente un signal sur bruit supérieur à 1 et les deux autres canaux sont autour de 0.1 (Table 5.8).

L’erreur statistique sur le calcul de la section efficace ( $\sigma$ ) est évaluée à partir du nombre d’événements signal ( $S$ ) et bruit de fond ( $B$ ) par  $\Delta\sigma/\sigma \sim \sqrt{S+B}/S$ . Après  $30 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale, la mesure de la section efficace sera dominée par les erreurs systématiques dans tous les canaux. Les principales sources d’incertitudes systématiques viennent de la méconnaissance de l’échelle d’énergie des jets (la région  $15 < p_T < 30 \text{ GeV}$  est particulièrement sensible aux radiations dans l’état initial et final) qui biaise l’efficacité de reconstruction des jets, de la mauvaise connaissance de l’efficacité d’étiquetage des  $b$  et de la difficulté à estimer le bruit de fond [177]. En sommant quadratiquement les erreurs statistiques, théoriques et systématiques, la précision attendue sur la mesure des différentes sections efficaces des canaux de top individuel est comprise entre 15 et 20% (Table 5.8) avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale.

En combinant les trois canaux, la précision attendue par ATLAS sur  $|V_{tb}|$  est de 5%. Ce chiffre peut être comparé aux 10 % attendus en combinant les deux expériences du Tevatron à la fin du Run II [178]. Grâce à cette mesure de  $|V_{tb}|$ , la valeur du couplage anormal  $f_1^L$  de l’Equation (5.6) peut être contraint. En combinant ce résultat avec celui de la mesure de la polarisation du  $W$  dans la décroissance  $t \rightarrow Wb$ , il est possible d’être sensible à des modèles au delà du Modèle Standard [152].

Lorsque le top est produit dans la voie  $s$ , et même si la section efficace est faible (10 pb), la mesure de la section efficace dans ce canal est particulièrement sensible à la présence d’un Higgs chargé décroissant en  $tb$ , donnant la même signature que le signal. Dans le modèle 2HDM [179], une sensibilité à  $5 \sigma$  est possible pour une grande masse du Higgs ( $220 < M_{H^\pm} < 300 \text{ GeV}$ ) et un grand  $\tan\beta (> 45)$  comme le montre la Figure 5.31 [180].

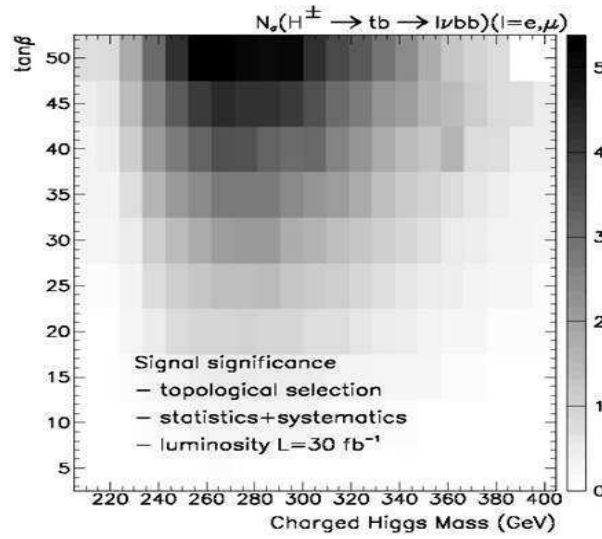


FIG. 5.31 – Sensibilité, avec  $30 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale, à un Higgs chargé avec la mesure de section efficace de production du top individuel dans la voie  $s$  dans le plan  $\tan\beta - M_{H^\pm}$  [180].

## 5.6 Perspectives sur les mesures de précision avec ATLAS

Les vingt dernières années en physique des particules ont montré la nécessité des mesures de précision pour utiliser au mieux la prédictivité du Modèle Standard et contraindre ses paramètres. Au LHC, les mesures de précision seront une alternative à la recherche de nouvelles résonances, et un complément indispensable pour mieux comprendre les mécanismes de brisure de la symétrie électro-faible.

Le LHC sera une usine à  $W$ ,  $Z$  et top avec plus de 10 millions d'événements collectés pour chacune de ces particules avec  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données à la luminosité initiale, où le nombre d'événements empilés sera réduit. Cette grande statistique sera un atout pour comprendre rapidement les performances du détecteur avec des signaux bien établis et à terme (2-4 ans) pour mesurer précisément des paramètres fondamentaux du Modèle Standard et vérifier ses prédictions. Dans ce cas, il faudra d'abord comprendre finement l'environnement QCD et la fonction de structure du proton. Puis à l'aide de lots de contrôle comme  $Z \rightarrow ll$  et  $t \rightarrow W(\rightarrow jj)b$ , ajuster finement la simulation et maîtriser à 1-2 pour mille (1%) l'échelle d'énergie des leptons (jets), pour diminuer les erreurs systématiques associées. En supposant des performances nominales pour l'identification des électrons et des jets de  $b$ , l'erreur systématique associée aux bruits de fond des canaux  $W \rightarrow lv$  et  $t\bar{t} \rightarrow W(\rightarrow lv)bWb$  devrait être négligeable.

ATLAS possède de nombreux atouts dans cette quête de la précision : un calorimètre et un détecteur interne très granulaires qui facilitent l'identification des électrons et des jets de  $b$ , une simulation détaillée ajustée à l'aide de nombreux tests qui reproduit finement les performances intrinsèques mesurées pour chaque sous-détecteur. La comparaison des résultats attendus par ATLAS avec les résultats obtenus par CDF laisse à penser qu'une amélioration d'un facteur 1.5 à 2 par rapport à CDF est possible sur la précision de la mesure de la masse du  $W$  et du top pour

atteindre 10 MeV et 1 GeV respectivement. Dans le secteur du top, les mesures nécessitant une reconstruction complète de l'événement comme la mesure de la polarisation du  $W$  issu de la décroissance du top et la mesure de la corrélation de spin entre les paires  $t\bar{t}$  seront améliorées d'un facteur 3 à 10. Ces mesures, précises à 1-5%, pourraient donc être sensibles à des signes de nouvelle physique dans le vertex  $tWb$  et la production du top. Enfin, l'amélioration de la mesure sur  $|V_{tb}|$  d'un facteur 2 renforcera encore les contraintes sur le vertex  $tWb$ .

De façon générale, les efforts nécessaires pour arriver à ces résultats doit servir de repère pour obtenir un fonctionnement optimal d'ATLAS. Ce fonctionnement optimal sera essentiel pour la recherche du Higgs dans les canaux difficiles à extraire du bruit de fond comme  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $t\bar{t}H(\rightarrow b\bar{b})$  et pour la mesure précise de sa masse, s'il est découvert.

# Chapitre 6

## Conclusions

Mes neuf années de recherches ont été consacrées à la préparation de l'expérience ATLAS et plus particulièrement de son calorimètre électromagnétique bouchon. Dans ce cadre, j'ai assuré pendant 5 ans la coordination des tests de modules de ce calorimètre à froid et sous faisceaux au CERN. En parallèle, j'ai contribué activement à l'analyse de ces données. J'ai également pris une part active à la mise en route du détecteur en coordonnant les tests électriques de validation et leur analyse sur chaque module, avant et après leur insertion dans le cryostat de l'expérience ATLAS. Enfin, depuis l'insertion du calorimètre dans l'expérience ATLAS, je participe à la mise en œuvre du calorimètre en préparant la première phase d'analyse des données du LHC (muons cosmiques et événements de biais minimum). Ces travaux ont donné lieu à plusieurs publications sous forme de notes internes ATLAS [57, 66, 76, 81, 69, 85] et de publications dans des revues à comité de lecture [68, 38, 80] (et bientôt [55, 83]). J'ai également présenté mes travaux à la conférence internationale CIPANP00 [181].

Parrallèlement à cette activité sur le détecteur, je me suis impliqué dans la préparation des analyses de physique et plus particulièrement l'évaluation de la sensibilité d'ATLAS pour l'étude des propriétés du quark top et du  $W$  issu du top, ainsi que leur potentialité d'être sensible à de la physique au-delà du Modèle Standard. Ces analyses s'inscrivent dans le cadre plus large des mesures de précision réalisables par ATLAS. Les résultats de ces études ont été rassemblés dans plusieurs notes ATLAS [105, 142, 141, 165] et un article a été publié dans la revue Eur. Phys. Journal [87]. J'ai également présenté ces travaux à la conférence internationale EPS2005 [182].

Ces deux activités m'ont permis de participer à l'encadrement de nombreux étudiants de tous niveaux (thèse, maîtrise, étudiants d'été du CERN) et j'espère avoir fait preuve de pédagogie dans cette habilitation pour que les prochains étudiants puissent mieux comprendre : les enjeux, de la construction à la mise en œuvre d'un détecteur, et les diverses implications d'une analyse de physique.

Ce long investissement devrait porter ses fruits avec l'arrivée des premières données prévue à la fin de l'année 2007. Ma connaissance profonde du calorimètre électromagnétique devrait être un atout pour sortir "rapidement" des signaux de physique standards et être sensible aux premiers signes de nouvelle physique en utilisant les électrons. Cette étape trouvera son prolongement naturel dans la mesure précise des paramètres/effets prédits par le Modèle Standard avec pour objectif d'être sensible à toute déviation signalant une physique au-delà du Modèle Standard.

# Bibliographie

- [1] F. Mandl et G. Shaw, *Quantum Field Theory*, J. Wiley&Sons, New York (1984).
- [2] C.H. Yang et R.L. Mills, *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*, Phys. Rev. **96** (1954) 191.
- [3] S.L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;  
A. Salam et J.C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. **13** (1964) 168;  
S. Weinberg, *A model of leptons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1967) 1264.
- [4] F. Englert et R. Brout, *Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321;  
P.W. Higgs, *Broken Symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132;  
G.S. Guralnik, C.R. Hagen et T.W.B Kibble, *Global conservation laws and massless particles*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [5] N. Cabibbo, *Unitary symmetry and leptonic decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;  
M. Kobayashi et T. Maskawa, *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [6] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, New York (1987).
- [7] D.J. Gross et Frank Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343;  
H.D. Politzer, *Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1346;  
D.J. Gross et F. Wilczek, *Asymptotically Free Gauge Theories I*, Phys. Rev. **D 8** (1973) 3633.
- [8] K.G. Wilson, *Confinement of Quarks*, Phys. Rev. **D 10** (1974) 2445.
- [9] Y.A. Gol'fand, E.P. Likhtman, *Extension of the algebra of Poincaré group generators and violation of P invariance*, JETP Lett. **13** (1971) 323;  
J. Wess, B. Zumino, *A Supergauge Transformations in Four-Dimensions*, Nucl. Phys. **B 70** (1974) 39.
- [10] P. Fayet, *Supergauge Invariant Extension of the Higgs Mechanism and a Model for the electron and its neutrino*, Nucl. Phys. **B 90** (1975) 104.
- [11] LEP Collaborations and LEP Working group for Higgs boson searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B 565** (2003) 61, hep-ex/0306033.
- [12] A. Djouadi, *The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The higgs boson in the Standard Model*, LPT-ORSAY-05-17, hep-ph/0503172.

- [13] ATLAS Collaboration, *ATLAS Detector and Physics Performance Technical Design Report, vol. I and II*, CERN/LHCC/99-14 and CERN/LHCC/99-15 (1999).
- [14] LEP Electroweak Working Group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>, Mars 2007.
- [15] P. Renton, *Precision Electroweak Tests of the Standard Model*, Rept. Prog. Phys. **65** (2002) 1271, hep-ph/0206231.
- [16] S. Heinemeyer *et al.*, *Testing the MSSM with the Mass of the W Boson*, Présentation à l'atelier de travail LCWS06, Banagalore (Inde) Mar 2006, hep-ph/0611371.

### CHAPITRE 3:

- [17] ATLAS Collaboration, *Technical Proposal for a General Purpose pp Experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN/LHCC/94-43.
- [18] LHC Study Group, *The Large Hadron Collider*, CERN AC/95-05.
- [19] D. Denegri, *Standard Model physics at the LHC (pp collisions)*, Actes de la conférence Large Hadron Collider Workshop, Vol. I (1990) 55, CERN 90-10; mis à jour en 1994.
- [20] K. Eggert *et al.*, *FELIX, a full acceptance detector for the CERN LHC*, CERN PPE/96-136.
- [21] W.-M. Yao *et al.*, *The Review of Particle Physics*, J. Phys. **G 33** (2006) 1.
- [22] L. Evans, *Status of the LHC Project*, Présentation aux Journées de Physique ATLAS France, Autrans, Mar. 2006.
- [23] ATLAS Collaboration, *ATLAS central solenoid Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-021 (1997).
- [24] ATLAS Collaboration, *Inner detector Technical Design Report, vol. I and II*, CERN/LHCC/97-16, CERN/LHCC/97-17 (1997);  
ATLAS Collaboration, *Pixel detector Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-13.
- [25] W. Liebig et R. Petti, *ATLAS inner detector results from the 2004 combined test beam data*, Actes de la conférence Como 2005, 600.
- [26] S. Corréard *et al.*, *b-tagging with DC1 data*, ATL-PHYS-2004-006.
- [27] S. Snow, *Fit results from 5kA data*, Présentation au Solenoid mapping analysis meeting, Sep. 2006.
- [28] ATLAS Collaboration, *Liquid Argon Technical Design Report* CERN/LHCC/96-41 (1996).
- [29] ATLAS Collaboration, *Tile Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-42 (1996).
- [30] B. Andrieu *et al.*, *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Inst. Meth. **A 336** (1993) 460.
- [31] M. Abolins *et al.*, *Hadron And Electron Response Of Uranium Liquid Argon Calorimeter Modules For The D0 Detector*, Nucl. Inst. Meth. **A 280** (1989) 36.
- [32] W.J. Willis et V. Radeka, *Liquid Argon Ionization Chambers As Total Absorption Detectors*, Nucl. Inst. Meth. **A 120** (1974) 221.
- [33] ATLAS Collaboration, *Calorimeter Performance Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-40 (1996).



- [34] A. Gupta, *Jet Calibration: Present Status and Plans*, Présentation au ATLAS Calorimeter Calibration Workshop, Costa Brava (Espagne) Sep. 2006.
- [35] P. Adragna *et al.*, *The ATLAS hadronic tile calorimeter: From construction toward physics* IEEE Trans.Nucl.Sci.**53** (2006) 1275.
- [36] B. Dowler *et al.*, *Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. **A 482** (2002) 94.
- [37] S. Akhmdiev *et al.*, *Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 449** (2000) 461.
- [38] C. Cojocaru *et al.*, *Hadronic Calibration for the ATLAS Liquid Argon Calorimeter in the pseudorapidity region  $1.6 < \eta < 1.8$  in beam tests*, Nucl. Inst. Meth. **A 482** (2002) 94.
- [39] ATLAS Collaboration, *Muon Spectrometer Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22 (1997).
- [40] ATLAS Collaboration, *ATLAS barrel toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-019 (1997);  
ATLAS Collaboration, *ATLAS end-cap toroids Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-020 (1997).
- [41] F. Cerutti, *Performance studies of the monitored drift-tube chambers of the ATLAS muon spectrometer*, Nucl. Inst. Meth. **A 535** (2004) 175.
- [42] A. Aloisio *et al.*, *The RPC first level muon trigger in the barrel of the ATLAS experiment*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **B 158** (2006) 11.
- [43] C. Amelung, *The alignment system of the ATLAS muon spectrometer*, Eur. Phys. J. **C 33** (2004) 99.
- [44] F. Bauer *et al.*, *ATLAS 2004 Combined Test Beam results : Muon Chamber Alignment and Muon Reconstruction*, ATL-MUON-PUB-2007-012.
- [45] S. Hassani, *Search for the Standard Model  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$  with full ATLAS detector simulation*, Actes de la conference Physics at LHC, Czech. J. Phys. suppl. **B 55** (2005) 91.
- [46] ATLAS Collaboration, *Level 1 Trigger Technical Design Report*, CERN/LHCC/98-14 (1998);  
ATLAS Collaboration, *High-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Technical Design Report*, CERN/LHCC/2003-022 (2003).
- [47] S. Gadomski *et al.*, *Deployment and use of the ATLAS DAQ in the Combined Test Beam*, ATL-DAQ-CONF-2005-019.
- [48] ATLAS Collaboration, *Computing Technical Design Report*, CERN/LHCC/2005-022 (2005).
- [49] R. Sturrock *et al.*, *A step towards a computing grid for the LHC experiments: ATLAS data challenge 1*, CERN-PH-EP-2004-028.
- [50] S. Gonzalez de la Hoz *et al.*, *ATLAS Data Challenge 2 : A massive Monte Carlo production on the GRID*, ATL-SOFT-PUB-2005-001.

#### CHAPITRE 4:

- [51] S. Klimenko, Yu. Tikhonov et A. Chekhtman, *The design of endcap EM calorimeter with constant thickness of the absorber plates*, ATL-LARG-025 (1995).

- [52] *GEANT: Description and simulation tool*, CERN Program Library Long Write-up W5013, CERN, Geneva 1993.
- [53] RD3 Collaboration, *Performance of an endcap prototype of the ATLAS accordion electromagnetic calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 389** (1997) 398.
- [54] G. Garcia *et al.*, *Automatic thickness control system for the ATLAS electromagnetic calorimeter absorber plates*, Nucl. Inst. Meth. **A 418** (1998) 513.
- [55] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter Group, *Construction, assembly and tests of the ATLAS electromagnetic end-cap calorimeter*. En cours d'écriture.
- [56] B. Aubert *et al.*, *Development and construction of large size signals electrodes for the ATLAS electromagnetic calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 539** (2005) 558.
- [57] P. Barrillon *et al.*, *Electrical tests for the validation of the electromagnetic end-cap calorimeter modules*, ATL-LARG-2003-004.
- [58] H. Burkhardt *et al.*, *The Beam And Detector For A High Precision Measurement Of CP Violation In Neutral Kaon Decays*, Nucl. Inst. Meth. **A 268** (1988) 116.
- [59] M. Chalifour *et al.*, *Cryogenic System for the Test Facilities of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Modules*, CERN-LHC-Project-Report-234.
- [60] F. Hubaut et C. Serfon, *Response uniformity of the ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*, ATL-LARG-2004-015.
- [61] J. Spanggaard, *Delay Wire Chambers - A Users Guide*, SL-Note-98-023 BI.
- [62] J. Colas *et al.*, *The LARG Calorimeter Calibration Board*, ATL-LARG-2000-006.
- [63] C.P. Bee *et al.*, *A scalable data taking system at a test beam for LHC*, CERN/LHCC/95-47.
- [64] L. Neukermans, P. Perrodo et R Zitoun, *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration*, ATL-LARG-2001-008.
- [65] W.E. Cleland et E.G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeter in a high rate environment*, Nucl. Inst. Meth. **A 338** (1994) 467.
- [66] P. Barrillon *et al.*, *Signal Reconstruction in Module 0 of the End-Cap Electromagnetic Calorimeter and Presampler*, ATL-LARG-2001-022.
- [67] B. Mansoulié et J. Schwindling, *Using Multi Layer Perceptrons in PAW*, <http://schwind.home.cern.ch/schwind/MLPfit.html>.
- [68] B. Aubert *et al.*, *Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter Endcap Module 0*, Nucl. Inst. Meth. **A 500** (2003) 178.
- [69] P. Pralavorio et D. Sauvage, *Review of the crosstalk in the module 0 of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-006.
- [70] B. Dekhissi *et al.*, *Crosstalk in production modules of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2003-012.
- [71] J. Colas *et al.*, *Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-2000-004.
- [72] O. Martin, E. Monnier et S. Tisserant, *Update of some geometrical parameters for the ATLAS EM endcap calorimeter*, ATL-LARG-96-047.
- [73] V.M. Aulchenko *et al.*, *Performance of the EM end-cap presampler in the 1999 testbeam run*, ATL-LARG-2001-016.
- [74] M. Aharrouche *et al.*, *Energy linearity and resolution of the ATLAS Electromagnetic Barrel calorimeter in an electron test beam*, Nucl. Inst. Meth. **A 568** (2006) 601.

- [75] S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Inst. Meth. **A 506** (2003) 250.
- [76] P. Barrillon *et al.*, *Uniformity Scan in the Outer Wheel of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-012.
- [77] S. Rodier, *The ATLAS Liquid Argon Electromagnetic EndCap calorimeter: Construction and tests*, CERN-THESIS-2004-001 (2003).
- [78] G. Garcia, PhD. Thesis, DESY-THESIS-2000-010.
- [79] E. Longo et I. Sestili, *Monte Carlo Calculation Of Photon Initiated Electromagnetic Showers In Lead Glass*, Nucl. Inst. Meth. **A 128** (1975) 283, [Erratum-ibid.135:587,1976].
- [80] J. Colas *et al.*, *Position resolution and particle identification with the ATLAS EM Calorimeter*, Nucl. Inst. Meth. **A 550** (2005) 96.
- [81] P. Barrillon *et al.*, *Uniformity scan in the Inner Wheel and the crack between the two wheels ( $\eta = 2.5$ ) of the Electromagnetic End-cap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-014.
- [82] D. Banfi, M. Delmastro et M. Fanti *Cell response equalization of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionization signals*, SN-ATLAS-2005-054.
- [83] M. Aharrouche *et al.*, *Response uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter*, En cours d'écriture.
- [84] S. Baffioni *et al.*, *Electromagnetic measurements on the ATLAS Electromagnetic barrel calorimeter*, ATL-LARG-PUB-2007-005.
- [85] F. Hubaut et P. Pralavorio, *Commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with minimum bias events*, ATL-LARG-PUB-2007-007.
- [86] F. Djama, *Using  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  for Electromagnetic Calorimeter Calibration*, ATL-LARG-2004-008.

## CHAPITRE 5:

- [87] F. Hubaut *et al.*, *ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in  $t\bar{t}$  events*, Eur. Phys. J. **C 44S2** (2005) 13, SN-ATLAS-2005-052, hep-ph/0508061.
- [88] S.W. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [89] C. Quigg, *Beyond the Standard Model in many directions*, Leçons données au 2nd Latin American School of High Energy Physics, Mexico (México) Juin 2003, hep-ph/0404228.
- [90] K. Abe *et al.*, *Measurement of R and search for new quark flavors decaying into multi-jet final states in  $e^+ - e^-$  collisions between 54.0 and 61.4 GeV CM energies*, Phys. Lett. **B 234** (1990) 382.
- [91] D. Decamp *et al.*, *A search for new quarks and leptons from  $Z^0$  decay*, Phys. Lett. **B 236** (1990) 511.
- [92] T. Akesson *et al.*, *Search for top quark production at the CERN  $\bar{p}p$  collider*, Z. Phys. **C 46** (1990) 179.
- [93] F. Abe *et al.*, *Top quark search in the electron+jet channel in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV*, Phys. Rev. **D 43** (1991) 664.
- [94] F. Abe *et al.*, *Observation of Top quark production in  $p\bar{p}$  collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626;

- S. Abachi *et al.*, *Observation of Top quark*, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [95] G. Preparata, *Prediction for the top quark mass and for the generalized Cabibbo angle*, Phys. Lett. **B 82** (1979) 398.
- [96] D. Schaile, *Precision tests of the electroweak interaction*, Actes de la conférence ICHEP'94, Glasgow (Ecosse) Juil 1994, CERN-PPE/94-162.
- [97] A. Abulencia *et al.*, *First Measurement of the W Boson Mass with CDF in Run II*, CDF Conference note 8665.
- [98] S. Schael *et al.*, *Measurement of the W boson mass and width in  $e^+ - e^-$  collisions at LEP*, Eur. Phys. J. **C 47** (2006) 309, hep-ex/0605011.
- [99] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438;  
G. Altarelli et G. Parisi., *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B 126** (1977) 298;  
Yu.L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and  $e^+e^-$  Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [100] E.B. James, *Precision Electroweak physics at the Tevatron*, Actes de la conférence Physics in Collision, Rio de Janeiro (Brésil) Juil. 2006, hep-ex/0701003.
- [101] A. Tricoli, *Structure function measurements at the LHC*, Actes de la conférence PHOTON2005, Warsaw (Pologne) Sep. 2005, Acta Phys. Polon. **B 37** (2006) 711, hep-ex/0511020.
- [102] A. Moraes, C. Buttar et I. Dawson, *Prediction for Minimum Bias and the Underlying Event at LHC Energies*, ATL-PHYS-PUB-2005-007.
- [103] ATLAS Collaboration, *ATLAS Forward Detectors for Luminosity Measurement and Monitoring*, CERN/LHCC/2004-010 (2004).
- [104] H. Stenzel, *Luminosity calibration from elastic scattering*, ATL-LUM-PUB-2007-001.
- [105] P. Pralavorio, *Electron/jet separation with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-99-015;  
F. Derue et C. Serfon, *Electron/jet separation with DC1 data*, ATL-PHYS-PUB-2005-016.
- [106] X. Zhang, *Electron, muon and photon ID at the Tevatron*, Présentation au symposium HCP2006, Durham (USA) Mai 2006.
- [107] T. Wright, *B tagging at CDF and D0. Lessons for LHC*, Fermilab-CONF-06-313-E, Actes du symposium HCP2006, Durham (USA) Mai 2006.
- [108] E. Nurse, *W mass and width measurements at the Tevatron*, Présentation à Moriond QCD, Mar 2007.
- [109] B. Hirosky, *Jet energy scale at CDF and D0*, Présentation à HCP2006, Durham (USA) Mai 2006.
- [110] S. Haywood, *Offline Alignment and Calibration of the Inner Detector*, ATLAS note ATL-INDET-2000-005.
- [111] I. Fleck, *Early Physics reach of the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **A 1** (2004) 1.
- [112] R. Seuster, *Hadronic calibration of the ATLAS calorimeter*, Présentation à CALOR06, Chicago, Jun 2006, AIP Conf. Proc. **867** (2006) 274.
- [113] C. Roda et I. Vivarelli, *Cell based Jet calibration with DC1*, ATL-PHYS-PUB-2005-019.

- [114] S. Jorgensen, *In situ physics processes: status of  $\gamma$ + jets and Z+jets*, Présentation au ATLAS Calorimeter Calibration Workshop, Costa Brava (Espagne) Sep. 2006.
- [115] T. Barrillari, *In situ calibration with  $W \rightarrow jj$* , Présentation au ATLAS Calorimeter Calibration Workshop, Costa Brava (Espagne) Sep. 2006.
- [116] E. Richter-Was, D. Froidevaux et L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131.  
D. Cavalli *et al.*, *Performance of the ATLAS fast simulation ATLFAST*, ATL-COM-PHYS-2007-012.
- [117] F. Hubaut *et al.*, *Comparison between full and fast simulations in top physics*, ATL-PHYS-2006-017.
- [118] C. Marques *et al.*, *W mass measurement with the ATLAS detector.*, Poster à la conférence Physics at LHC 2004, Vienne (Autriche) Juil. 2004.
- [119] A. D. Martin *et al.*, *Parton distributions and the LHC: W and Z production*, Eur. Phys. J. C **14** (2000) 133, hep-ph/9907231.
- [120] N. Besson et M. Boonekamp, *Determination of the absolute lepton scale using the Z boson decays. Application to the measurement of  $M_W$ .*, ATL-PHYS-PUB-2006-007.
- [121] L. Di Ciaccio *et al.*, *Early measurement of the inclusive  $Z \rightarrow e^+e^-$  cross-sections using the Atlas detector*, ATL-COM-PHYS-2007-009.
- [122] M. Boonekamp, *ATLAS potential for the measurement of  $M_W$* , Présentation à l'ATLAS Overview Week, Oct. 2006.
- [123] E. Klinkby, *Update on missing  $E_T$  calibration*, Présentation au Standard Model Working Group, Mar 2007.
- [124] T.C. Petersen *et al.*, *Impact of background on W mass measurement*, Présentation au Standard Model Working Group, Mar 2007.
- [125] F. Abe *et al.* *Measurement of the W boson mass*, Phys. Rev. D **52** (1995) 4784.
- [126] A.A. Affolder *et al.* *Measurement of the W boson mass with the collider detector at Fermilab*, Phys. Rev. D **64** (2001) 052001, hep-ex/0007044.
- [127] N. Kidonakis et R. Vogt, *Next-to-next-to-leading order soft gluon corrections in top quark hadroproduction*, Phys. Rev. D **68** (2003) 114014, hep-ph/0308222;  
N. Kidonakis et R. Vogt, *Threshold corrections in bottom and charm quark hadroproduction at next-to-next-to-leading order*, Eur. Phys. J. C **33** (2004) 466, hep-ph/0401056.
- [128] M. Beneke *et al.*, *Top quark physics*, CERN-TH-2000-100, hep-ph/0003033.
- [129] D. Chakraborty, J. Konigsberg et D. Rainwater, *Top quark physics*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53** (2003) 301, hep-ph/0303092.
- [130] W. Wagner, *Top quark physics in hadron collisions*, Rep. Prog. Phys. **68** (2005) 2409, hep-ph/0507207.
- [131] I. Borjanovic *et al.*, *Investigation of top mass measurements with the ATLAS detector at LHC*, Eur. Phys. J. C **39 S2** (2005) 63, hep-ex/0403021.
- [132] V. Simak *et al.*, *Reconstruction of top-antitop system from 2 leptons and 2 jets final states in experiment ATLAS*, ATL-PHYS-2001-018.
- [133] A.A. Affolder *et al.*, *Measurement of the top quark mass with the collider detector at Fermilab*, Phys. Rev. D **63** (2001) 032003, hep-ex/0006028.

- [134] A. Abulencia *et al.*, *Precise measurement of the top quark mass in the lepton+jets topology at CDF II*, hep-ex/0703045, soumis à Phys. Rev. Lett..
- [135] A. Abulencia *et al.*, *Measurement of the Top-Quark mass with  $940 \text{ pb}^{-1}$  using the Matrix Element Analysis Technique*, CDF Conference note 8375.
- [136] A. Kharchilava, *Top mass determination in leptonic final states with  $J/\Psi$* , Phys. Lett. **B 476** (2000) 73, hep-ph/9912320.
- [137] M. Jezabek et J.H. Kühn, *V-A tests through leptons from polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 329** (1994) 317, hep-ph/9403366;  
M. Jezabek, *Top quark physics*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **B 37** (1994) 197, hep-ph/9406411.
- [138] M. Beg *et al.*, *Manifest left-right symmetry and its experimental consequences*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1252, [Erratum-ibid. **39** (1977) 54].
- [139] H.S. Do *et al.*, *Electroweak and finite width corrections to top quark decays into transverse and longitudinal W-bosons*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 091501, hep-ph/0209185.
- [140] G.L. Kane, G.A. Ladinsky et C.-P. Yuan, *Using the top quark for testing standard-model polarization and CP predictions*, Phys. Rev. **D 45** (1992) 124.
- [141] F. Hubaut, E. Monnier et P. Pralavorio, *Polarization studies in  $t\bar{t}$  semileptonic events with ATLAS full simulation*, ATL-PHYS-PUB-2006-022.
- [142] F. Hubaut, E. Monnier et P. Pralavorio, *Measurement of the W polarization in top decays with semileptonic  $t\bar{t}$  events*, ATL-PHYS-PUB-2005-012.
- [143] T. Chwalek *et al.*, *Measurement of the W helicity in reconstructed  $t\bar{t}$  events using  $1 \text{ fb}^{-1}$* , CDF Conference note 8380.
- [144] J. Cao *et al.*, *Supersymmetric effects in top quark decay into polarized W boson*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 054019, hep-ph/0306278.
- [145] Y. Min Nie *et al.*, *Effects of R-parity violation in unpolarized top quark decay into polarized W-boson*, Phys. Rev. **D 71** (2005) 074018, hep-ph/0501048.
- [146] X.-L. Wang, Q.-L. Zhang et Q.-P. Qiao, *Studying top quark decay into the polarized W-boson in the TC2 model*, Phys. Rev. **D 71** (2005) 0140035, hep-ph/0501145.
- [147] N. Mahajan,  *$t \rightarrow bW$  in non commutative Standard Model*, Phys. Rev. **D 68** (2003) 095001, hep-ph/0304235.
- [148] F. Larios, E. Malkawi et C.-P. Yuan, *Probing the electroweak symmetry breaking sector with the top quark*, Présentation à l'atelier de travail CCAST, Beijing (Chine) Juil. 1996, hep-ph/9704288.
- [149] E. Malkawi et C.-P. Yuan, *A global analysis of the top quark couplings to gauge bosons*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 4462, hep-ph/9405322.
- [150] R.D. Peccei et X. Zhang, *Dynamical symmetry breaking and universality breakdown*, Nucl. Phys. **B 337** (1990) 269.
- [151] W. Bernreuther *et al.*, *Angular correlations and distributions for searches of CP violation in top quark production and decay*, Nucl. Phys. **B 388** (1992) 53 [Erratum-ibid. **B 406** (1993) 516].
- [152] C.-R. Chen, F. Larios et C.-P. Yuan, *General Analysis of Single Top Production and W helicity in top decay*, Phys. Lett. **B 631** (2005) 126, hep-ph/0503040.

- [153] F. del Aguila et J.A. Aguilar-Saavedra, *Precise determination of the  $Wtb$  couplings at LHC*, Phys. Rev. **D 67** (2003) 014009, hep-ph/0208171.
- [154] F. Larios, M.A. Perez and C.-P. Yuan, *Analysis of  $tbW$  and  $ttZ$  couplings from CLE0 and LEP/SLC data*, Phys. Lett. **B 457** (1999) 334, hep-ph/9903394.
- [155] T. Hurth, *Present status of inclusive rare  $B$ -decays*, Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 1159, hep-ph/0212304.
- [156] I. Bigi *et al.*, *Production and decay properties of ultraheavy quarks*, Phys. Lett. **B 181** (1986) 157.
- [157] J.H. Kühn, *How to measure the polarization of top quarks*, Nucl. Phys. **B 237** (1984) 77.
- [158] V. Barger, J. Ohnemus et R.J.N. Phillips, *Spin correlation effects in the hadroproduction and decay of very heavy top quark pairs*, Int. J. Mod. Phys. **A 4** (1989) 617.
- [159] W. Bernreuther, A. Brandenburg et P. Uwer, *Transverse polarization of top quark pairs at the Tevatron and the LHC*, Phys. Lett. **B 368** (1996) 153, hep-ph/9510300.
- [160] G. Malhon and S. Parke, *Angular correlations in top quark pair production and decay at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4886, hep-ph/9512264.
- [161] T. Stelzer et S. Willenbrock, *Spin correlation in top-quark production at hadron colliders*, Phys. Lett. **B 374** (1996) 169, hep-ph/9512292.
- [162] W. Bernreuther *et al.*, *Top quark pair production and decay at hadron colliders*, Nucl. Phys. **B 690** (2004) 81, hep-ph/0403035.
- [163] C. Bouchouk, L. Hinz et E. Monnier, *Top-Antitop spin correlation measurement in the semileptonic decay channel in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-2002-024.
- [164] A. Czarnecki, M. Jezabek et J.H. Kühn, *Lepton spectra from decays of polarized top quarks*, Nucl. Phys. **B 351** (1991) 70.
- [165] F. Hubaut, E. Monnier et P. Pralavorio, *ATLAS sensitivity to  $t\bar{t}$  spin correlation in the semileptonic channel*, ATL-PHYS-PUB-2005-001.
- [166] A. Brandenburg, Z.G. Si et P. Uwer, *QCD-corrected spin analysing power of jets in decays of polarized top quarks*, Phys. Lett. **B 539** (2002) 235, hep-ph/0205023.
- [167] K. Smolek et V. Simak, *Measurement of spin correlations of the top-antitop pairs in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-2003-012.
- [168] A. Brandenburg et J. P. Ma, *CP violation and top quark decays*, Z. Phys. **C 56** (1992) 97; P. Haberl, O. Nachtmann et A. Wilch, *Top production in hadron hadron collisions and anomalous top - gluon couplings*, Phys. Rev. **D 53** (1996) 4875, hep-ph/9505409.
- [169] D. Atwood, A. Kagan et T.G. Rizzo, *Constraining anomalous top quark coupling at the Tevatron*, Phys. Rev. **D 52** (1995) 6264, hep-ph/9407408; R. Martinez, J.A. Rodriguez et M. Vargas, *The anomalous chromomagnetic dipole moment of the top quark*, hep-ph/9709478.
- [170] K. Cheung, *Probing non-standard top couplings using spin-correlation*, Phys. Rev. **D 55** (1997) 4430, hep-ph/9610368.
- [171] W. Bernreuther et A. Brandenburg, *Signatures of Higgs sector CP violation in top quark pair production at proton proton supercolliders*, Phys. Lett. **B 314** (1993) 104; W. Bernreuther et A. Brandenburg, *Tracing CP violation in the production of Top quark pairs by Multiple TeV proton proton collisions*, Phys. Rev. **D 49** (1994) 4481, hep-ph/9312210;

- W. Bernreuther, A. Brandenburg et M. Flesch, *QCD corrections to decay distributions of neutral higgs bosons with (in)definite CP parity*, Phys. Lett. **D 56** (1997) 90, hep-ph/9701347;
- W. Bernreuther, M. Flesch et P. Haberl, *Signature of Higgs bosons in the top quark decay channel at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 58** (1998) 114031, hep-ph/9709284.
- [172] M. Arai *et al.*, *Top spin correlations in theories with large extra dimensions at the Large Hadron Collider*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 115015, hep-ph/0409273;
- M. Arai *et al.*, *Top spin correlations in the Randall-Sundrum model at the CERN Large Hadron Collider*, hep-ph/0701155.
- [173] V. M. Abazov *et al.*, *Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of  $|V_{tb}|$* , hep-ex/0612052, soumis à Phys. Rev. Lett..
- [174] Z. Sullivan, *Understanding single top quark production and jets at hadron colliders*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 114012, hep-ph/0408049.
- [175] J. Campbell, K. Ellis et F. Tramontano, *Single top production and decay at next-to-leading order*, Phys. Rev. **D 70** (2004) 094012, hep-ph/0408158.
- [176] J. Campbell et F. Tramontano, *Next-to-leading order corrections to  $Wt$  production and decay*, Nucl. Phys. **B 726** (2005) 109, hep-ph/0506289.
- [177] A. Lucotte, A. Lieres et F. Chevallier, *Prospects for single top cross-section measurements in ATLAS*, ATL-PHYS-PUB-2007-005.
- [178] J. Womersley, *The top quark - 2006 and beyond*, Actes de la conférence internationale TOP2006, Coimbra, Jan 2006, PoS TOP2006 (2006) 038.
- [179] J. Gunion *et al.*, *Higgs Hunter's Guide*, Addison-Wesley, NY (1990);
- V. Barger, J.L. Hewett et R. J. N. Phillips, *New constraints on the charged Higgs sector in two-Higgs-doublet models*, Phys. Rev. **D 41** (1990) 3421;
- Y. Grossman, *Phenomenology of models with more than two Higgs doublets*, Nucl. Phys. **B 426** (1994) 355, hep-ph/9401311;
- R. Santos et A. Barroso, *On the renormalization of two Higgs doublet models*, Phys. Rev. **D 56** (1997) 5366, hep-ph/9701257.
- [180] A. Lucotte et F. Chevallier, *Single top  $s$ -channel cross-section measurement and sensitivity to a charged Higgs boson*, ATL-PHYS-PUB-2006-014.

## CHAPITRE 6:

- [181] P. Pralavorio, *The ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter*, Actes de de la conférence internationale CIPANP00, Québec, Mai 2000, AIP Conf. Proc. **549** (2002) 872.
- [182] P. Pralavorio, *Precision Physics with the ATLAS detector at LHC*, Actes de de la conférence internationale EPS2005, Lisbonne, Juil. 2005, PoS HEP 2005 (2006) 294.