Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS - Séparation électrons-jets

Cedric Serfon

▶ **To cite this version:**

Cedric Serfon. Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS - Séparation électrons-jets. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2005. Français. NNT : . tel-00105593

HAL Id: tel-00105593

https://theses.hal.science/tel-00105593

Submitted on 11 Oct 2006

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-T-2005-02

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique mathématique, physique des particules et modélisation

présentée par

Cédric SERFON

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS Séparation électrons-jets

Soutenue le 03 Mai 2005 devant le jury composé de :

M R. Aleksan	Président
M L. Dobrzynski	
M P. Schwemling	Rapporteur
M S. Tisserant	Directeur de thèse
M C. Vallée	
Mme I. Wingerter-Seez	Rapporteur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Elie Aslanides puis Roy Aleksan de m'avoir accueilli au Centre de Physique des Particules de Marseille. Je tiens aussi à remercier les différents membres de mon jury : Roy Aleksan, Ludwik Dobrzynski, Philippe Schwemling, Sylvain Tisserant, Claude Vallée et Isabelle Wingerter-Seez. Merci en particulier à Isabelle et Philippe d'avoir été mes rapporteurs.

Mes remerciements vont aussi à Sylvain Tisserant qui fut mon directeur de thèse durant ces trois années ainsi qu'à François Touchard, mon co-directeur, avec qui, malheureusement, je n'ai pas eu suffisamment l'occasion de travailler, par manque de temps.

Merci à toute l'équipe ATLAS du CPPM avec qui j'ai eu la chance de travailler : Cédric Cerna, Fares Djama et Pascal Pralavorio (les deux cernois du groupe), Emmanuel Monnier , Fabrice Hubaut, Jean Baptiste de Vivie de Régie, Karim Bernardet, Laurent Vacavant, Alexandre Rozanov, Sylvain Tisserant, François Touchard et bien sur les deux thésards du groupe : Sébastien et Bernardo. Je tiens tout particulièrement à remercier Fabrice sans qui je n'aurais probablement pas pu mener à son terme l'étude sur le test en faisceau. Un autre remerciement appuyé à Frédéric Derue avec qui j'ai été amené à travailler sur la séparation entre électrons et jets.

Par ailleurs je tiens à rendre hommage à "mes compagnons de galère" (les thésards du CPPM) :

- Aux troisièmes années sur le point de soutenir : Séb, Valentin, Vincent. Courage, c'est bientôt la fin.
- Aux deuxièmes années qui entamment la dernière ligne droite : Aurélien (mon collègue de bureau pendant deux ans) et Julien. Il faudra commencer à penser à rédiger ;-).
- Aux premières années : Bernardo, Daniela, Marie-Hélène, Max, Pascal, Rana et Sam. Encore (ou plus que) deux ans.
- Aux futurs thésards : Anne-Fleur, Gabrielle, Guillaume... Bonne chance.
- Aux ex-thésards : Alexis et Mireille, Benoît, Cécile, Jessica, Pedro, Stéphanie B, Stéphanie E, Sonia.

Un grand salut à tous les supphyiens (au sens large) qui ont continué en thèse : Anne et Batix, Bertrand et Hélène, Laëtitia et Lewis, David, Nico R, Nico S, Yann. Merci à tous pour ces années passées à Marseille en votre compagnie. Un salut à tous les fériabranlots pour cette superbe féria 2005; j'espère pouvoir être présent pour l'édition 2006. Merci aussi à tous les amis que je n'ai plus eu l'occasion de revoir depuis longtemps : Béa, Bruno, Christophe, Éric, Gonzo.

Je terminerai par un remerciement à ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé durant toute mes études : mes parents, mes deux frères Franck et Grégory, mais aussi

ma marraine et mes grands-parents.

Table des matières

Introduction **i**

1 Quelques aspects théoriques de la physique des particules **1**
1.1 Le Modèle Standard 2
1.1.1 Les interactions fondamentales 2
1.1.2 Les constituants de la matière 2
1.1.3 Les composants du Modèle Standard 3
1.1.4 Réussites et échecs du Modèle Standard 7
1.2 La supersymétrie 9
1.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) 9
1.2.2 La R-parité 10
1.2.3 Les mécanismes de brisure de la supersymétrie 11
1.3 Les potentialités de physique au LHC 11
1.3.1 La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard 12
1.3.2 La recherche de la supersymétrie 14
1.3.3 La physique du quark b et mesure de la violation de CP dans le secteur de la beauté 14
1.3.4 La physique du quark top 16
1.3.5 La physique des ions lourds (plasma quark-gluon) 16

2 ATLAS et le LHC **17**
2.1 Le LHC 17
2.2 Présentation d'ATLAS 20
2.2.1 Les détecteurs de traces chargées 20
2.2.2 Les calorimètres 24
2.2.3 Le spectromètre à muons 31
2.2.4 Le système de déclenchement. 33
2.3 Les différents tests en faisceau effectués sur les sous-détecteurs 36
2.3.1 Tests des détecteurs internes 37
2.3.2 Tests des calorimètres 37
2.3.3 Tests du spectromètre à muons 38
2.3.4 Tests combinés 38

3 Le calorimètre électromagnétique bouchon **39**
3.1 Le détecteur . . . 39
3.1.1 Principe de fonctionnement d'un calorimètre électroma-gnétique . . 39
3.1.2 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS . . . 40
3.1.3 La géométrie . . . 41
3.1.4 Les absorbeurs . . . 43
3.1.5 Les espaceurs . . . 43
3.1.6 Les électrodes . . . 44
3.2 L'électronique . . . 46
3.2.1 L'électronique froide . . . 46
3.2.2 L'électronique chaude . . . 47
3.2.3 Le châssis de lecture de sortie . . . 52
3.3 Construction des modules, de la roue et tests . . . 52
3.3.1 Assemblage des modules . . . 52
3.3.2 Les tests sur les modules . . . 52
3.3.3 Assemblage des roues . . . 55
3.3.4 Les tests sur les roues . . . 55
3.4 Conclusion . . . 57

4 Analyse des tests en faisceau **59**
4.1 Quelques rappels sur les tests du module 0 . . . 60
4.2 Description des tests sur les modules de série . . . 60
4.2.1 Les modules de série . . . 60
4.2.2 La ligne faisceau et le système d'acquisition . . . 61
4.2.3 Le cryostat . . . 64
4.2.4 L'électronique . . . 66
4.3 Reconstruction du signal . . . 66
4.3.1 Le filtrage optimal . . . 66
4.3.2 La calibration . . . 69
4.3.3 Formation d'amas . . . 71
4.4 Cadre d'étude d'uniformité . . . 72
4.4.1 Région d'analyse de l'uniformité . . . 72
4.4.2 Traitement des cellules à problèmes . . . 73
4.5 Les différentes corrections . . . 78
4.5.1 Corrections au niveau de la cellule . . . 79
4.5.2 Corrections au niveau de l'amas de cellule . . . 87
4.6 Résultats sur les roues interne et externe . . . 96
4.6.1 Uniformité . . . 96
4.6.2 Résolution en énergie et terme constant global . . . 99
4.7 Étude de l'intervalle entre les deux roues . . . 105
4.8 Comparaisons des données et de la simulation . . . 107
4.8.1 Description de la simulation . . . 110
4.8.2 Comparaison des dépôts d'énergie dans les différents compartiments 112
4.8.3 Comparaison des corrections . . . 113
4.8.4 Résolution en énergie . . . 118

4.9 Conclusions 119

5 Séparation électrons/jets **121**
5.1 Motivations 121
5.2 Description de l'analyse 123
5.2.1 Description du détecteur et des changements 123
5.2.2 Lots de données utilisés 124
5.3 Critères de sélection 126
5.3.1 Sélection au niveau du système de déclenchement 126
5.3.2 Sélection "offline" 128
5.4 Résultats 137
5.4.1 Identification des électrons 137
5.4.2 Réjection des jets 139
5.4.3 Comparaison avec les études précédentes 143
5.5 Conclusions 143

Conclusion **145**

A La diaphonie **1**

B Le filtrage optimal **3**

Bibliographie **6**

Introduction

Aujourd'hui, la physique des particules dispose d'un cadre théorique nommé modèle standard qui décrit précisément toutes les observations effectuées. Ce Modèle Standard prédit en outre l'existence d'une particule non encore observée : le boson de Higgs. Le boson de Higgs (s'il existe) n'a pas encore pu être produit car les accélérateurs actuels ne disposent pas d'une énergie ou d'une luminosité suffisante. Pour pouvoir créer cette particule, un accélérateur nommé LHC (Large Hadron Collider) est en cours de construction au CERN (Suisse). Cet accélérateur devrait recevoir ses premiers faisceaux en 2007. Il s'agit d'un collisionneur protons-protons, dont l'énergie dans le centre de masse est de $\sqrt{s} = 14$ TeV, et dont la luminosité intégrée par an sera au final de 100 fb^{-1}. Ces caractéristiques en feront l'accélérateur le plus puissant au monde. ATLAS est un des détecteurs qui équipera le LHC.

L'un des buts de ATLAS est de découvrir ce boson de Higgs. Pour cela, il est composé de plusieurs sous-détecteurs. L'un de ces sous-détecteurs est le calorimètre électromagnétique, composé d'un tonneau et de deux bouchons. Il servira à mesurer l'énergie des gerbes électromagnétiques crées par les électrons et les photons. Les deux bouchons sont construits conjointement par le CPPM et l'UAM (Madrid). Leurs performances seront cruciales dans le cadre de la découverte du boson de Higgs, spécialement en ce qui concerne le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (canal privilégié dans le cas d'un Higgs léger).

Le but de cette thèse est d'une part de présenter l'analyse menée sur les performances des modules des bouchons du calorimètre électromagnétique, en particulier en ce qui concerne l'uniformité de ces bouchons. Cette étude, qui n'avait pas été réalisée jusqu'à présent vise à mesurer l'uniformité de la réponse en énergie des modules de production. Une non-uniformité inférieure à 0.6% est nécessaire de manière à garder un terme constant global de résolution en énergie inférieur à 0.7%, condition essentielle pour de nombreuses études de physique. D'autre part, une étude conduite sur la séparation entre électrons et jets est aussi présentée. Elle a pour but de vérifier qu'il est possible de sélectionner des lots d'électrons dans une expérience comme ATLAS où le nombre de jets excède de plusieurs ordres de grandeur le nombre d'électrons.

Dans un premier chapitre, quelques rappels théoriques sur le modèle standard de la physique des particules sont effectués. Dans ce même chapitre est détaillée une liste (non exhaustive) des thèmes de physique pouvant être abordés au LHC. Le deuxième chapitre présente le LHC et l'expérience ATLAS. Les différentes parties de ce détecteur sont décrites succinctement. Le troisième chapitre décrit plus en détail les bouchons du calorimètre électromagnétique. Pour connaître les performances de ce calorimètre, des tests en faisceau ont été pratiqués sur trois modules. Le quatrième chapitre décrit ces tests pratiqués en 2001-2002. L'analyse menée durant cette thèse est ensuite décrite et

les résultats obtenus en terme d'uniformité et de terme constant global sont exposés. Les comparaisons entre les données et la simulation sont aussi détaillées dans ce chapitre. Enfin, le dernier chapitre expose l'analyse menée sur la séparation entre électrons et jets.

Chapitre 1

Quelques aspects théoriques de la physique des particules

Sommaire

1.1 Le Modèle Standard 2
1.1.1 Les interactions fondamentales 2
1.1.2 Les constituants de la matière 2
1.1.3 Les composants du Modèle Standard 3
1.1.4 Réussites et échecs du Modèle Standard 7
1.2 La supersymétrie 9
1.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) 9
1.2.2 La R-parité 10
1.2.3 Les mécanismes de brisure de la supersymétrie 11
1.3 Les potentialités de physique au LHC 11
1.3.1 La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard 12
1.3.2 La recherche de la supersymétrie 14
1.3.3 La physique du quark b et mesure de la violation de CP dans le secteur de la beauté 14
1.3.4 La physique du quark top 16
1.3.5 La physique des ions lourds (plasma quark-gluon) 16

Le monde qui nous entoure est constitué de particules de matière qui interagissent entre elles par le biais de quatre interactions fondamentales. Dans les sections qui suivent, nous décrirons brièvement quelles sont ces quatre forces ainsi que les particules de matière. Le lagrangien du Modèle Standard (la théorie décrivant les interactions et les particules de matière) sera ensuite détaillé. Une des théories (SUper SYmétrie) permettant de répondre à certains des problèmes posés par le Modèle Standard sera ensuite évoquée, avant de terminer, dans une dernière partie, sur les potentialités de physique offertes par un collisionneur hadronique avec une énergie au delà du TeV.

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Les interactions fondamentales

Les interactions fondamentales sont au nombre de quatre :

- L'électromagnétisme : c'est la force qui s'exerce entre les particules possédant une charge électrique. Elle est véhiculée par un boson vecteur (de spin 1) : le photon (γ).
- L'interaction faible : c'est la force responsable de la radioactivité β. Elle est véhiculée par trois bosons vecteurs : les $W^{\pm}$ et le Z^0.
- L'interaction forte : c'est la force responsable de la cohésion des noyaux. Elle est véhiculée par huit bosons vecteurs : les gluons (g).
- La gravitation : c'est la force qui s'exerce entre toutes particules possédant de l'énergie. Elle serait véhiculée par une particule de spin 2 qui n'a pas encore été observée : le graviton.

1.1.2 Les constituants de la matière

La matière est constituée de fermions (particules de spin demi-entier). Ces fermions peuvent être répartis en deux types : les quarks, portant un nombre quantique C appelé couleur les rendant sensibles à l'interaction forte, et les leptons sans couleur, et donc non soumis à l'interaction forte. Ces deux types de particules peuvent à leur tour être divisés en trois familles (voir tableau 1.1).

Famille	Leptons			Quarks		
	Particule	Charge	Masse	Particule	Charge	Masse
1	e^-	-1	511 keV/c^2	u	2/3	1-5 MeV/c^2
	ν_e	0	<3eV/c^2	d	-1/3	3-9 MeV/c^2
2	μ^-	-1	105.6 MeV/c^2	c	2/3	1.15-1.35 GeV/c^2
	ν_μ	0	<0.19 MeV/c^2	s	-1/3	75-170 MeV/c^2
3	τ^-	-1	1.777 GeV/c^2	t	2/3	178 GeV/c^2
	ν_τ	0	<18.2 MeV/c^2	b	-1/3	4.0-4.4 GeV/c^2

TABLEAU 1.1 – *Les fermions du Modèle Standard.*

Si l'on considère le comportement vis-à-vis de l'interaction faible, on peut classer les leptons et les quarks de chiralité gauche L en doublets d'isospin faible $I = 1/2$ et ceux de chiralité droite R [1] en singlet $I = 0$. La projection d'isospin I_3 et la charge électrique Q sont reliées entre elles par l'intermédiaire de l'hypercharge Y suivant la relation : $Q = I_3 + Y/2$. Le tableau 1.2 résume le regroupement des fermions en multiplets d'isospin faible.

1. Les neutrinos de chiralité droite n'ont jamais été observés.

Doublet d'isospin faible I=1/2		singlet d'isospin faible I=0	
Leptons	Quarks	Leptons	Quarks
$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	e_R,(ν_{eR})	u_R,d'_R
$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	e_R,($\nu_{\mu R}$)	c_R,s'_R
$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	e_R,($\nu_{\tau R}$)	t_R,b'_R

TABLEAU 1.2 – *Les fermions du Modèle Standard en fonction de leur comportement vis-à-vis de l'interaction faible. (d',s',b') sont les états propres de l'interaction faible associés à (d,s,b), les états propres de masse (voir paragraphe 1.1.3.3). Les ν_R ne sont pas "nécessaires" dans le Modèle Standard.*

1.1.3 Les composants du Modèle Standard

Le Modèle Standard est le modèle communément admis qui décrit la matière et les interactions électromagnétique, faible et forte. La gravitation, quant à elle, n'est pas décrite par cette théorie. Ce modèle est une théorie quantique des champs reposant sur l'invariance de jauge sous l'action de certains groupes: $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dans le cas de l'interaction électrofaible (réunion de l'électromagnétisme et de l'interaction faible [1]) et $SU(3)_C$ dans le cas de la théorie des interactions fortes ou QCD (Chromodynamique quantique). Nous allons dans la suite détailler les différents termes présents dans les lagrangiens électrofaible et de QCD, puis nous évoquerons en quelques mots le cas de la matrice CKM.

1.1.3.1 Le lagrangien électrofaible

Terme bosonique

Comme décrit précédemment, on cherche ici à construire un lagrangien invariant sous transformation de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour cela, on introduit trois bosons vecteurs W^a_μ (a=1,2,3) associés à $SU(2)_L$ et un boson vecteur B_μ associé à $U(1)_Y$. Définissons aussi par g et g' les constantes de couplage de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$. On peut écrire le lagrangien bosonique :

$$L_{boson} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{a\mu\nu} \tag{1.1}$$

avec

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{1.2}$$

$$W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu - g' \epsilon_{abc} W^b_\mu W^c_\nu \tag{1.3}$$

Remarques :

- Le terme faisant intervenir ϵ_{abc} (constante de structure du groupe de Lie $SU(2)_L$) provient du fait que ce groupe n'est pas abélien, et permet des couplages entre les bosons W^a_μ.
- Ce lagrangien ne comporte pas de terme de masse.

Terme fermionique

Considérons la composante fermionique du lagrangien. On peut déjà remarquer qu'il n'est pas possible d'introduire de terme de masse pour les fermions si l'on veut préserver l'invariance de jauge de notre lagrangien. En effet, un terme de masse pour les fermions est de la forme $m\overline{\psi_f}\psi_f$. Or, ce terme peut s'écrire sous la forme :

$$m\overline{\psi_f}\psi_f = m(\overline{\psi_f^L}\psi_f^R + \overline{\psi_f^R}\psi_f^L) \tag{1.4}$$

où l'on note ψ_f^L les doublets d'isospin faible pour les leptons $(l,\nu_l)_L$ et les quarks $(q_u,q_d)_L$ de la famille f, ψ_f^R les singlets de type $(l)_R$, $(\nu_l)_R$ et $(q_u)_R$, $(q_d)_R$. Ce terme mélange les composantes droite et gauche et ne se transforme pas comme un singlet. Les seuls termes possibles dans ce lagrangien sont donc les termes cinétiques de la forme :

$$L_{fermions} = i\sum_f \left(\overline{\psi_f^L}\gamma^\mu D_\mu^L \psi_f^L + \overline{\psi_f^R}\gamma^\mu D_\mu^R \psi_f^R\right) \tag{1.5}$$

où

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig\frac{Y}{2}B^\mu - ig'\frac{\sigma_a}{2}W^{a\mu} \tag{1.6}$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig\frac{Y}{2}B^\mu \tag{1.7}$$

D_μ^L et D_μ^R sont les dérivées covariantes introduites de façon à laisser le lagrangien invariant sous les transformations de $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Le mécanisme de Higgs

Le lagrangien écrit précédemment $L = L_{bosons} + L_{fermions}$ est donc invariant sous le groupe de jauge électrofaible, mais ni les fermions, ni les bosons $W^\pm$ et Z^0 n'ont de masse, ce qui est contraire aux observations. Une solution [2] à ce problème est d'introduire un doublet de champ scalaire complexe $\phi = (\phi^{(+)},\phi^{(0)})$ (champ de Higgs). On brise alors spontanément la symétrie du lagrangien en donnant au champ ϕ une valeur dans le vide non nulle. Pour cela, on choisit un potentiel de la forme :

$$V(\phi) = \mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \tag{1.8}$$

avec les conditions :

$$\mu^2 < 0 \tag{1.9}$$
$$\lambda > 0 \tag{1.10}$$

Ces conditions permettent d'avoir un minimum du potentiel pour une valeur du champ différente de zéro. Le lagrangien du champ de Higgs est alors :

$$L_{Higgs} = (D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^\dagger - V(\phi) \tag{1.11}$$

avec, comme précédemment la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{Y}{2}B^\mu - ig'\frac{\sigma_a}{2}W^{a\mu} \tag{1.12}$$

Le fait d'avoir imposé le potentiel décrit ci-dessus conduit à :

$$|\langle 0|\phi|0\rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.13}$$

où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide ou vev (vacuum expectation value). On peut alors réécrire le potentiel de Higgs sous la forme :

$$\phi(x) = \exp\left[i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\theta}(x)\right]\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Les champs $\vec{\theta}(x)$ sont des champs de masse nulle que l'on appelle bosons de Goldstone. Ce ne sont pas des champs physiques, et on peut les faire disparaître en appliquant une rotation appropriée :

$$\phi(x) \to \exp\left[-i\frac{\vec{\sigma}}{2}\cdot\vec{\theta}(x)\right]\phi(x) \tag{1.15}$$

Avec cette jauge, le terme cinétique devient :

$$(D_\mu \phi)(D^\mu \phi)^\dagger = \frac{1}{2}\partial_\mu H \partial^\mu H + \frac{g^2}{4}(v+H)^2\left[W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2\cos^2\theta_W}Z_\mu Z^\mu\right] \tag{1.16}$$

où l'on a fait apparaître les états physiques observés, définis à partir des W_μ^a et B_μ par les relations:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \tag{1.17}$$
$$Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \tag{1.18}$$
$$A_\mu = \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \tag{1.19}$$

avec la condition :

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e \tag{1.20}$$

On voit ainsi apparaître des termes de masse pour les champs W et Z :

$$M_W = \frac{1}{2} v g \tag{1.21}$$

$$M_Z = \frac{1}{2\cos\theta_W} v g = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \tag{1.22}$$

Grâce à la condition (1.20), le champ A_μ reste sans masse et peut être identifié au photon.

Termes de Yukawa

Le mécanisme de Higgs utilisé pour donner une masse aux bosons peut être aussi utilisé pour donner une masse aux fermions. Il suffit pour cela d'introduire des termes dits de Yukawa. Le lagrangien de Yukawa est le suivant :

$$L_{Yukawa} = (\overline{q_u}, \overline{q_d}) \left[c^{(d)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} (q_d)_R + c^{(u)} \begin{pmatrix} \phi^{(0)\dagger} \\ -\phi^{(+)\dagger} \end{pmatrix} (q_u)_R \right] + (\overline{\nu_l}, \overline{l}) c^{(l)} \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ -\phi^{(0)} \end{pmatrix} (l)_R + h.c. \tag{1.23}$$

Après brisure spontanée de symétrie, on obtient :

$$L_{Yukawa} = -\left(1 + \frac{H}{v}\right) \left(m_{q_d} \overline{q_d} q_d + m_{q_u} \overline{q_u} q_u + m_l \bar{l} l \right) \tag{1.24}$$

avec

$$(m_{q_d}, m_{q_u}, m_l) = -\frac{v}{2} (c^{(d)}, c^{(u)}, c^{(l)}) \tag{1.25}$$

1.1.3.2 Le lagrangien QCD

En ce qui concerne la QCD (chromodynamique quantique), l'écriture du lagrangien est un peu plus simple. Comme pour l'interaction électrofaible on cherche à construire un lagrangien invariant sous un certain groupe. Ici, le groupe est $SU(3)_C$, où C est le nombre quantique de couleur. Les gluons décrits par ce groupe de jauge sont au nombre de 8. Le lagrangien de QCD s'écrit alors :

$$L_{QCD} = L_{Bosons} + L_{Fermions} \tag{1.26}$$

$$= -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\,\mu\nu} + i \sum_q \left(\overline{\psi^i_q} \gamma_\mu (D^\mu)_{ij} \psi^j_q - m_q \overline{\psi^i_q} \psi^j_q \right) \tag{1.27}$$

avec

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \quad (1.28)$$

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij}\partial_\mu - ig_s \sum_a \frac{\lambda^a_{ij}}{2} G^a_\mu \quad (1.29)$$

où G^a_ν $(a = 1...8)$ représente les champs de gluons, f_{abc} les constantes de structure de $SU(3)$. Dans l'équation (1.29), g_s n'est autre que la constante de couplage de l'interaction forte, et λ^a $(a = 1...8)$, les matrices de Gell-Mann. Enfin, ψ^i_q $(i = 1...3)$, est le spineur associé au quark q de couleur[2] i.

1.1.3.3 La matrice CKM

En fait, comme évoqué très succinctement dans le tableau 1.2, les états propres de masse et ceux de l'interaction faible sont différents. Pour faire le lien entre ces deux états, on dispose d'une matrice : la matrice CKM (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa [3]). Cette matrice, par convention, s'applique sur les quarks de charge -1/3 :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

Une paramétrisation approchée de cette matrice a été donnée par Wolfenstein[4] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

avec $\lambda \simeq 0.22$. Les termes complexes qui apparaissent permettent d'expliquer la violation de la symétrie CP[3]. En comparant les différents termes de cette matrice, on peut voir que les couplages entre quarks de même génération sont favorisés.

1.1.4 Réussites et échecs du Modèle Standard

1.1.4.1 Les succès du Modèle Standard

Le Modèle Standard est un modèle très satisfaisant par de nombreux aspects :

- C'est une théorie quantique des champs unitaire et renormalisable.
- Il permet de résoudre le problème de la masse des bosons vecteurs et des fermions grâce au mécanisme de Higgs.

2. Les quarks peuvent prendre trois couleurs (bleu, rouge, vert).

3. La symétrie CP est le produit de la conjugaison de charge C (transformation d'une particule en son antiparticule) par la parité spatiale P (inversion des directions dans l'espace).

Le Modèle Standard, depuis son invention a été intensément testé, et ses prévisions n'ont jusqu'à présent jamais été mises en défaut par les mesures expérimentales. La figure 1.1 présente quelques mesures effectuées sur différentes expériences et les prédictions provenant d'un ajustement du Modèle Standard. La plupart des mesures effectuées montrent que l'accord avec les prédictions est meilleur que le ‰. Pour valider complètement ce

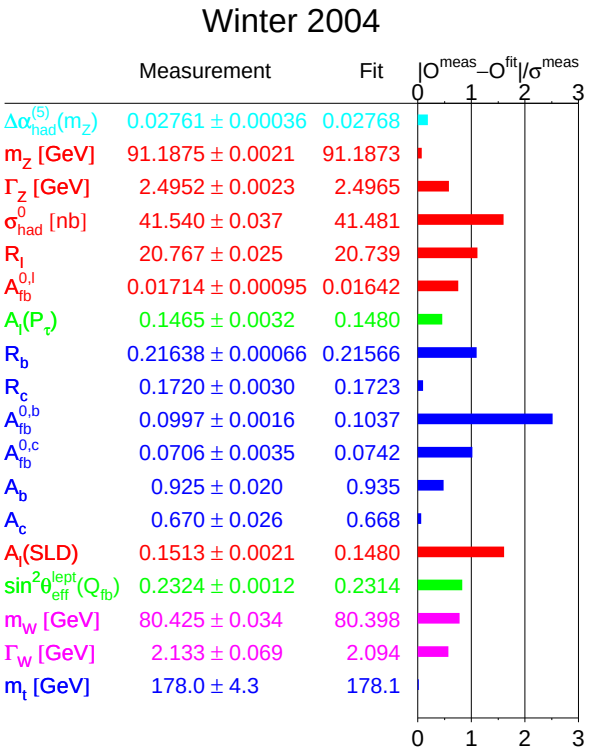

FIGURE 1.1 – *Comparaison de prédictions du Modèle Standard avec les résultats de LEP, SLC et TeVatron.*

modèle, il reste néanmoins à observer le boson de Higgs.

1.1.4.2 Les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard, malgré tous ses succès comporte pourtant quelques faiblesses :

– Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs augmentent quadratiquement avec la masse de coupure de la théorie. Si cette coupure est à la masse de Planck, la masse du boson de Higgs devrait se retrouver bien au-delà du TeV, à moins d'un ajustement très fin des paramètres. Ce problème est connu sous le nom de problème de naturalité.

- Si on envisage une théorie de grande unification (GUT), l'échelle électrofaible ∼200 GeV est très petite devant l'échelle de grande unification (énergie à laquelle convergeraient les forces électrofaible et forte) $M_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV/c^2 et encore plus devant l'échelle de Planck $M_{Planck} \sim 10^{19}$ GeV/c^2 . Ce problème est connu sous le nom de problème de hiérarchie.
- Toujours dans le cadre d'une théorie de grande unification, les constantes de couplage électromagnétique, faible et forte ne convergent pas en un même point si l'on extrapole leur comportement grâce à l'équation du groupe de renormalisation.
- La gravitation n'y est pas décrite.
- Le nombre de paramètres libres de la théorie est important : 19 paramètres (si $m_\nu = 0$) : m_H, m_{Z^0}, g, g', g_s, m_f (où f désigne les 9 fermions massifs), les quatre paramètres de la matrice CKM, plus un paramètre θ_{QCD}, lié à l'interaction forte, et très contraint par l'expérience $\theta_{QCD} < 10^{-9}$.
- Le Modèle Standard n'explique pas la masse des neutrinos, qui semble non nulle d'après les mesures de flux des neutrinos atmosphériques réalisées par différentes expériences, en particulier Super-Kamiokande[5].

Tous ces éléments laissent à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective qui décrit bien les observations à faible énergie (à l'échelle électrofaible). Le Modèle Standard n'est probablement qu'une approximation d'une théorie plus fondamentale.

1.2 La supersymétrie

De nombreuses théories essayent de pallier les défauts du Modèle Standard, et il serait trop long de toutes les développer ici. Nous avons donc décidé de détailler l'une d'elles, qui semble prometteuse : la supersymétrie (ou SUSY) (voir par exemple [6],[7]).

1.2.1 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

La supersymétrie est une extension du groupe de Poincaré. Elle consiste à associer à chaque boson (respectivement fermion) un fermion (resp. boson) dans un supermultiplet de jauge (resp. supermultiplet chiral ou de matière). Les particules appartenant à un supermultiplet ont les mêmes nombres quantiques hormis le spin qui diffère de 1/2. L'introduction de ces nouvelles particules permet d'annuler les corrections radiatives faisant diverger quadratiquement la masse du boson Higgs. Par ailleurs, ceci permet de faire converger, si on le souhaite, les constantes de couplage des trois interactions décrites par le Modèle Standard en un même point. Par conséquent, si l'on envisage une extension supersymétrique minimale du Modèle Standard, il faut ajouter à chaque particule de ce dernier un partenaire supersymétrique. En outre, si l'on veut donner une masse aux quarks de type up et aux quarks de type down, deux doublets de bosons de Higgs sont nécessaires. Ces deux doublets de Higgs acquièrent des valeurs dans le vide v_1 et v_2 dont le quotient appelé $\tan\beta$ est un des paramètres fondamental du modèle.

Le tableau 1.3 donne les supermultiplets du modèle supersymétrique minimal (MSSM) ainsi que leur comportement sous les différents groupes de jauge du Modèle Standard.

Spin 0	Spin 1/2	Spin 1	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$
$\widetilde{q}_{uL}$, $\widetilde{q}_{dL}$	q_{uL} , q_{dL}		**3**	**2**	$+\frac{1}{3}$
$\widetilde{q}_{uR}$	q_{uR}		**3**	**1**	$+\frac{4}{3}$
$\widetilde{q}_{dR}$	q_{dR}		**3**	**1**	$-\frac{2}{3}$
$\widetilde{\nu}_{lL}$, $\widetilde{l}_L$	ν_{lL} , l_L		**1**	**2**	-1
$\widetilde{l}_R$	l_R		**1**	**1**	-2
H_u^+ , H_d^-	$\widetilde{H}_u^+$, $\widetilde{H}_d^-$		**1**	**2**	$+1$
H_u^0 , H_d^0	$\widetilde{H}_u^0$, $\widetilde{H}_d^0$		**1**	**2**	-1
	$\widetilde{g}$	g	**8**	**1**	0
	$\widetilde{W}^{\pm}$,$\widetilde{W}^0$	$W^{\pm}$,W^0	**1**	**3**	0
	$\widetilde{B}$	B	**1**	**1**	0

TABLEAU 1.3 – *Les particules du MSSM et leur comportement vis-à-vis des groupes de jauge du Modèle Standard.*

Les partenaires supersymétriques des fermions sont appelés sfermions (squarks, sleptons). Pour les bosons, les noms de leur partenaire se terminent en ino (Higgsinos, Winos...). Il y a néanmoins un gros problème avec ce modèle supersymétrique : si la supersymétrie existait à l'échelle électrofaible, on aurait dû observer les partenaires supersymétriques des particules du Modèle Standard, puisque les particules et leurs partenaires devraient avoir les mêmes masses. Or, il n'en est rien. La supersymétrie est donc brisée. Cette brisure de la supersymétrie se traduit par l'introduction dans le lagrangien de termes de masse pour les partenaires supersymétriques, d'angles de mélange ou de phases pour la violation de CP. L'addition de ces nouveaux paramètres (105 pour le MSSM), qui peut paraître arbitraire, peut en fait s'expliquer en définissant un modèle de brisure de la supersymétrie (voir section 1.2.3), qui permet de briser spontanément la supersymétrie. Cette brisure spontanée de la supersymétrie permet en outre de générer la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. De la même façon que pour les bosons de jauge du Modèle Standard, les états propres de jauge présentés dans le tableau 1.3 peuvent alors se mélanger entre eux pour donner les états propres de masse. Par exemple, les higgsinos neutres ($\widetilde{H}_u^0$ et $\widetilde{H}_d^0$) et les gauginos neutres ($\widetilde{B}$ et $\widetilde{W}^0$) se combinent pour former quatre états propres de masse nommés neutralinos $(\widetilde{\chi}_i^0)_{i=1...4}$. Le tableau 1.4 résume les particules supersymétriques et les bosons de Higgs du MSSM en terme d'état propre de masse.

1.2.2 La R-parité

La R-parité est définie par :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \tag{1.32}$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et s le spin. Selon cette définition, toutes les particules du Modèle Standard, y compris les différents bosons de Higgs ont une R-parité de +1, alors que les particules supersymétriques ont une R-parité

Nom	Spin	R	État propre de jauge	État propre de masse
Bosons de Higgs	0	+1	H_u^0 , H_d^0 ,H_u^+ , H_d^-	h^0 , H^0 ,A^0 , $H^\pm$
Squarks	0	-1	$\widetilde{u}_L$,$\widetilde{u}_R$,$\widetilde{d}_L$,$\widetilde{d}_R$ $\widetilde{c}_L$,$\widetilde{c}_R$,$\widetilde{s}_L$,$\widetilde{s}_R$ $\widetilde{t}_L$,$\widetilde{t}_R$,$\widetilde{b}_L$,$\widetilde{b}_R$	$\widetilde{u}_L$,$\widetilde{u}_R$,$\widetilde{d}_L$,$\widetilde{d}_R$ $\widetilde{c}_L$,$\widetilde{c}_R$,$\widetilde{s}_L$,$\widetilde{s}_R$ $\widetilde{t}_1$,$\widetilde{t}_2$,$\widetilde{b}_1$,$\widetilde{b}_2$
Sleptons	0	-1	$\widetilde{e}_L$,$\widetilde{e}_R$,$\widetilde{\nu}_e$ $\widetilde{\mu}_L$,$\widetilde{\mu}_R$,$\widetilde{\nu}_\mu$ $\widetilde{\tau}_L$,$\widetilde{\tau}_R$,$\widetilde{\nu}_\tau$	$\widetilde{e}_L$,$\widetilde{e}_R$,$\widetilde{\nu}_e$ $\widetilde{\mu}_L$,$\widetilde{\mu}_R$,$\widetilde{\nu}_\mu$ $\widetilde{\tau}_1$,$\widetilde{\tau}_2$,$\widetilde{\nu}_\tau$
Neutralinos	$\frac{1}{2}$	-1	$\widetilde{B}$,$\widetilde{W}^0$,$\widetilde{H}_u^0$,$\widetilde{H}_d^0$	$\widetilde{\chi}_1^0$,$\widetilde{\chi}_2^0$,$\widetilde{\chi}_3^0$,$\widetilde{\chi}_4^0$
Charginos	$\frac{1}{2}$	-1	$\widetilde{W}^\pm$,$\widetilde{H}_u^+$,$\widetilde{H}_d^-$	$\widetilde{\chi}_1^\pm$,$\widetilde{\chi}_2^\pm$
Gluinos	$\frac{1}{2}$	-1	$\widetilde{g}$	$\widetilde{g}$

TABLEAU 1.4 – *Les particules supersymétriques et les bosons de Higgs du MSSM classés par état propre de masse.*

de -1 (voir tableau 1.4). Si l'on admet la conservation de la R-parité, découlent diverses conséquences, parmi lesquelles : la production par paire de particules supersymétriques dans des collisionneurs comme le LHC et la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Cette LSP, si elle existe, est un candidat naturel pour la matière noire.

1.2.3 Les mécanismes de brisure de la supersymétrie

Il existe différents mécanismes de brisure spontanée de la supersymétrie. Ces mécanismes permettent d'expliquer l'introduction des termes brisant la supersymétrie dans le lagrangien. Malheureusement, ils nécessitent l'existence d'un supermultiplet singlet de jauge, absent dans le MSSM. Pour cette raison, on est obligé de recourir à l'existence d'un secteur caché qui communique avec le secteur observable, soit par l'intermédiaire de la gravitation, dans le cas des modèles SUGRA(SUperGRAvity), soit par le biais de messagers qui peuvent interagir avec les bosons de jauge ordinaires dans le cas des modèles GMSB (Gauge Mediated Supersymetry Breaking). Cette liste de mécanismes de brisure n'est pas exhaustive. Une fois le modèle de brisure choisi, le nombre de paramètres libres de la théorie se trouve grandement réduit : 5 paramètres pour les modèles mSUGRA (minimal SUGRA) et GMSB.

1.3 Les potentialités de physique au LHC

Les thèmes de physique au LHC seront nombreux. Voici donc une liste (non exhaustive) des sujets qui pourront y être étudiés :

- Recherche du boson de Higgs du Modèle Standard et mesure de ses propriétés : masse, couplages...
- Recherche de physique au-delà du Modèle Standard (comme la SUper SYmétrie).

- Physique des hadrons beaux et mesure de la violation de CP dans le secteur de la beauté.
- Physique du quark top.
- Physique des ions lourds (plasma quark-gluon).

1.3.1 La recherche du boson de Higgs du Modèle Standard

Bien qu'intensivement recherché au LEP et au TeVatron, le boson de Higgs n'a toujours pas été découvert. Néanmoins, cette recherche a permis de fixer des limites sur sa masse. Une borne inférieure provenant de la recherche directe a pu être placée à 114.4 GeV/c^2 (limite à 95% de niveau de confiance [8]). De plus, les résultats d'ALEPH sur les dernières données du LEP [9] montrent un excès de 3σ de signification statistique compatible avec un boson de Higgs léger (aux alentours de 115 GeV/c^2). Cet excès n'est toute fois pas mesuré par les autres expériences et n'est pas suffisant pour conclure à une découverte. Par ailleurs l'ajustement électrofaible permet de donner une borne supérieure sur la masse du boson de Higgs (260 GeV/c^2 limite à 95% de niveau de confiance) (voir figure 1.2). Cette borne supérieure, est assez dépendante des valeurs de certains paramètres comme la masse du quark top, et peut donc être amenée à changer. Néanmoins, la masse du boson de Higgs doit rester inférieure au TeV de façon à éviter de trop grandes corrections radiatives.

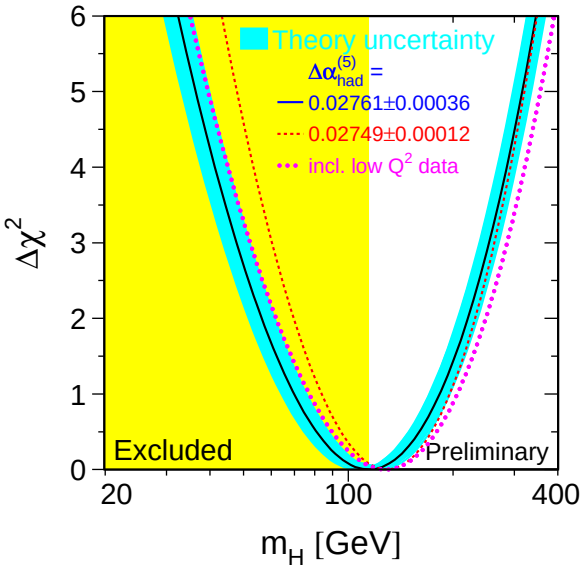

FIGURE 1.2 – *Résultat de l'ajustement électrofaible (Août 2004). La masse la plus probable est: 114 GeV/c^2 . La bande jaune représente la limite (114.4 GeV/c^2) donnée par la recherche directe du Higgs.*

Au LHC, le boson de Higgs, s'il existe, devrait être produit principalement par fusion

de gluons, mais les canaux de désintégration privilégiés varient avec sa masse. La figure 1.3 détaille la signification statistique de différents modes de production et de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse pour l'expérience ATLAS (restreint au domaine de basse masse). Les principaux canaux qui seront utilisés pour la mise en évidence du

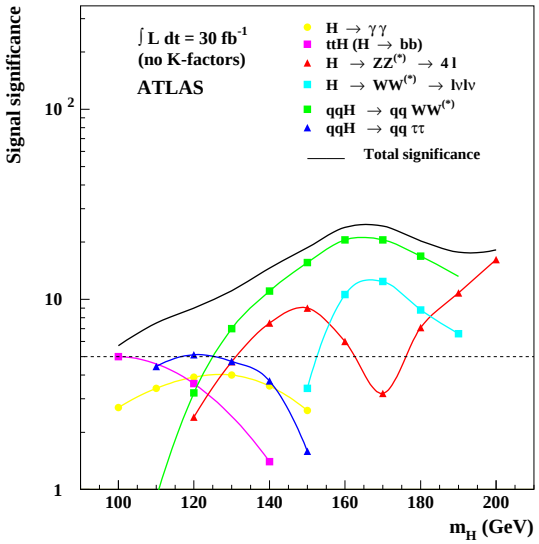

FIGURE 1.3 – *Courbes de signification statistique du boson de Higgs pour différents canaux dans l'expérience ATLAS, pour 3 ans de basse luminosité.*

boson de Higgs sont :

- $t\bar{t}H(H \to b\bar{b})$: canal complexe avec 4 jets b, leptons, énergie transverse manquante. Ce canal devrait permettre de mettre en évidence un boson de Higgs léger ($100 < M_H < 120$ GeV/c^2), mais aussi de mesurer le couplage de Yukawa du quark top. Tout ceci nécessite une bonne efficacité de sélection des jets contenant des quarks beaux (Contrainte sur les détecteurs internes).
- $H \to \gamma\gamma$: canal intéressant pour $100 < M_H < 150$ GeV/c^2. Ce canal nécessite de bonnes performances du calorimètre électromagnétique : Bonne résolution en énergie et bonne résolution spatiale afin de distinguer le signal au dessus du continuum $\gamma\gamma$
- $H \to ZZ^{(*)} \to 4l$: le canal en or pour un boson de Higgs de 120 GeV/c^2 à 700 GeV/c^2. Signature très propre de 4 leptons isolés.
- $H \to WW^{(*)} \to l\nu l\nu$: canal important autour de $2M_W$ (entre 150 GeV/c^2 et 190 GeV/c^2).

La découverte du boson de Higgs s'appuiera aussi sur les productions associées $qqH \to qqWW^{(*)}$ et $qqH \to \tau\tau$ qui produisent des jets à grand $|\eta|$ [4]. Tous ces canaux permettent de couvrir la gamme d'énergie où le boson de Higgs du Modèle Standard doit

4. η est la pseudo-rapidité définie par $\eta = \ln|\tan(\theta/2)|$, où θ est l'angle polaire.

se trouver. On peut donc dire que si le boson de Higgs du Modèle Standard existe, il sera trouvé au LHC.

1.3.2 La recherche de la supersymétrie

Comme déjà indiqué plus haut, la supersymétrie est un des modèles de physique au delà du Modèle Standard qui sera recherché au LHC. Comme dans le cas du boson de Higgs du Modèle Standard, aucune particule supersymétrique n'a pu être mise en évidence au LEP et au TeVatron (à ce jour), mais des limites ont pu être posées : limites sur les masses des charginos, squarks, sleptons (typiquement $\gtrsim$ 100 GeV/c^2), de la LSP ($\gtrsim$ 50 GeV/c^2), des bosons de Higgs ($\gtrsim$ 90 GeV/c^2)[10]. La recherche de la supersymétrie au LHC se fera d'une part au travers de la recherche des différents bosons de Higgs prédits par le MSSM, d'autre part par la recherche d'évènements avec de nombreux jets et leptons, et de l'énergie transverse manquante. Un exemple possible de désintégration en cascade aboutissant à ce genre de signature est le suivant : $\widetilde{q} \rightarrow q\widetilde{\chi}_2^0 \rightarrow q\widetilde{l}_R^{\pm} l^{\mp} \rightarrow q l^+ l^- \widetilde{\chi}_1^0$ où $\widetilde{\chi}_1^0$ est la LSP qui n'est pas détectée.

La mise en évidence de la supersymétrie, une fois les performances du détecteur bien connues, devrait être relativement rapide comme indiqué sur la figure 1.4 pour le canal inclusif jets+E_T^{miss}, dans le cadre d'ATLAS. Une luminosité de 10 fb^{-1} suffit par exemple à découvrir des gluinos jusqu'à une masse de 1.5 TeV/c^2 et des squarks jusqu'à 2 TeV/c^2. Il sera en revanche un peu plus compliqué de mesurer les masses ou les couplages des différentes particules. Sur ce point, le projet de collisionneur linéaire qui fonctionnerait en même temps que le LHC pourrait permettre d'affiner les mesures en fournissant par exemple la masse de la LSP.

1.3.3 La physique du quark b et mesure de la violation de CP dans le secteur de la beauté

Comme dans le cas des mésons contenant des quarks s (kaons...), les mésons contenant des quarks b sont soumis à la violation de CP. Cette asymétrie dépend des paramètres de la matrice CKM. Cette matrice étant unitaire, on peut en tirer diverses relations, dont certaines :

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.33)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad (1.34)$$

peuvent être représentées dans le plan complexe par des triangles. La figure 1.5 représente un de ces triangles.

Les angles et les côtés de ce triangle peuvent être déduits des mesures d'asymétrie de CP (par exemple dans le canal $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ pour l'angle β), ou de la mesure de la différence de masse (par exemple Δm_d, la différence de masse dans le système $B_d^0 - \overline{B}_d^0$ pour la mesure de la longueur du coté droit du triangle). Cette dernière mesure peut être améliorée en mesurant Δm_s (différence de masse dans le système $B_s^0 - \overline{B}_s^0$) sur des machines comme le LHC ou le TeVatron, ce qui ne peut être réalisé dans les usines à b

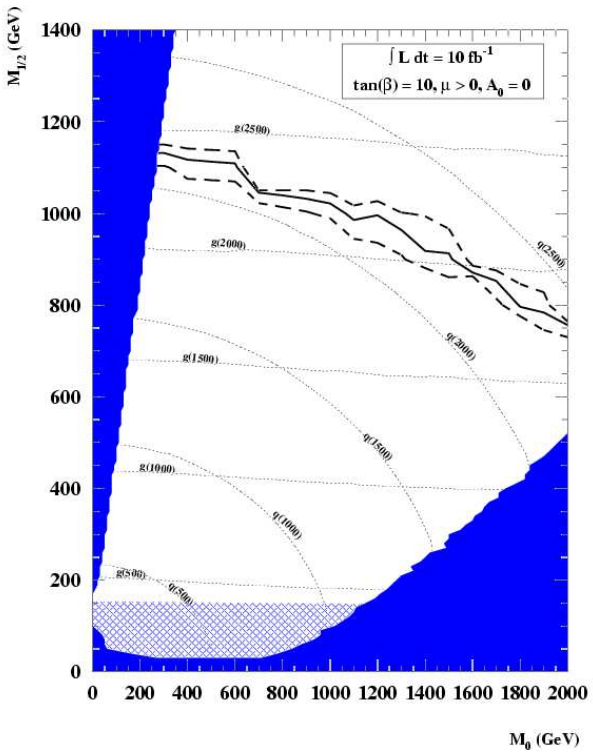

FIGURE 1.4 – *Potentiel de découverte au bout d'un an à basse luminosité des squarks et des gluinos dans ATLAS dans le canal inclusif jets+E_T^{miss}. Les régions en plein sont exclues par la théorie. Les région hachurées sont exclues par LEP.*

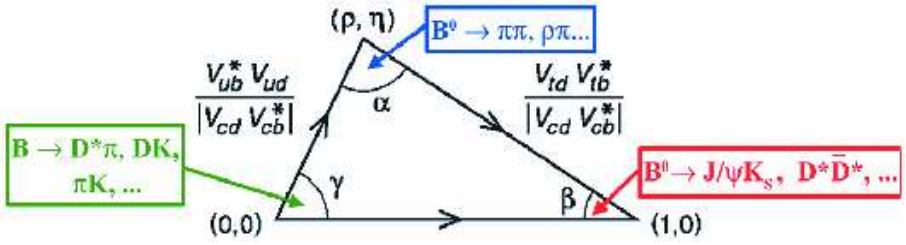

FIGURE 1.5 – *Un des triangles d'unitarité (correspondant à la relation $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$), et quelques uns des canaux permettant de contraindre ses angles.*

qui travaillent à Υ(4s), et ne peuvent produire de B_s^0, trop lourd. L'un des buts du LHC (notamment celui de l'expérience LHCb) sera donc de contraindre l'apex du triangle, et de peut-être mettre en évidence de la nouvelle physique s'il advenait que des mesures d'un paramètre sur différents canaux donnent des résultats différents.

1.3.4 La physique du quark top

Le top est le plus lourd des quarks, ce qui explique sa découverte tardive (1994) au TeVatron par les expériences CDF et DØ. La masse mesurée par ces deux expériences est de 178.0 ± 4.3 GeV/c^2. L'incertitude sur cette masse est encore relativement grande, et l'un des premiers objectifs des expériences généralistes auprès du LHC sera d'affiner cette mesure ainsi que la mesure de la section efficace de production. Le LHC, de par son énergie et sa luminosité élevée sera une véritable usine à top ($8 \cdot 10^6$ $t\bar{t}$ par an à basse luminosité attendus dans ATLAS). L'étude des autres propriétés de ce quark (production simple, polarisation, couplage de Yukawa) sera un moyen privilégié de tester le Modèle Standard, du fait de sa masse proche de l'échelle électrofaible.

1.3.5 La physique des ions lourds (plasma quark-gluon)

Le LHC fonctionnera durant une partie de son cycle en mode ion lourd (Pb-Pb). Chaque nucléon d'un noyau de plomb aura une énergie de 2.76 TeV/c^2. Le but de ces collisions d'ions lourds est de produire le plasma quark-gluon qui provient du déconfinement des quarks lorque la densité ou la température deviennent suffisamment grandes. Ce nouvel état de la matière, s'il n'est pas découvert à RHIC, devrait pouvoir être observé au LHC (les densités obtenues au LHC seront entre 3 et 5 fois plus grandes qu'à RHIC). Cette recherche du plasma quark-gluon se fera en recherchant des signatures comme la suppression des quarkonia J/ψ et Υ et la suppression de jets à haut p_T (*jet quenching*).

Chapitre 2

ATLAS et le LHC

Sommaire

2.1 Le LHC 17
2.2 Présentation d'ATLAS 20
2.2.1 Les détecteurs de traces chargées 20
2.2.2 Les calorimètres 24
2.2.3 Le spectromètre à muons 31
2.2.4 Le système de déclenchement. 33
2.3 Les différents tests en faisceau effectués sur les sous-détecteurs 36
2.3.1 Tests des détecteurs internes 37
2.3.2 Tests des calorimètres 37
2.3.3 Tests du spectromètre à muons 38
2.3.4 Tests combinés 38

2.1 Le LHC

Le LHC (acronyme de Large Hadron Collider) est le futur collisionneur $p-p$ en cours de réalisation au CERN dans l'ancien tunnel du LEP. Ses premières collisions devraient avoir lieu en 2007. À cette date, ce sera le plus puissant collisionneur au monde, avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Pour arriver à une telle énergie, les protons sont accélerés à travers toute une chaîne d'accélérateurs déjà utilisés pour le LEP : LINAC, PSB, PS puis SPS avant d'être injectés dans le LHC (voir figure 2.1).

Outre cette énergie record, le LHC a été conçu pour avoir une luminosité très importante : $2.10^{33} cm^{-2} s^{-1}$ dans un premier temps, puis $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ (luminosité nominale) après deux ou trois années de fonctionnement. Cette haute luminosité a été choisie de manière à pouvoir produire des particules ayant des sections efficaces très faibles, et devrait ainsi permettre la découverte du boson de Higgs après quelques années de fonctionnement (voir section 1.3.1). Quelques autres caractéristiques du LHC sont résumées dans

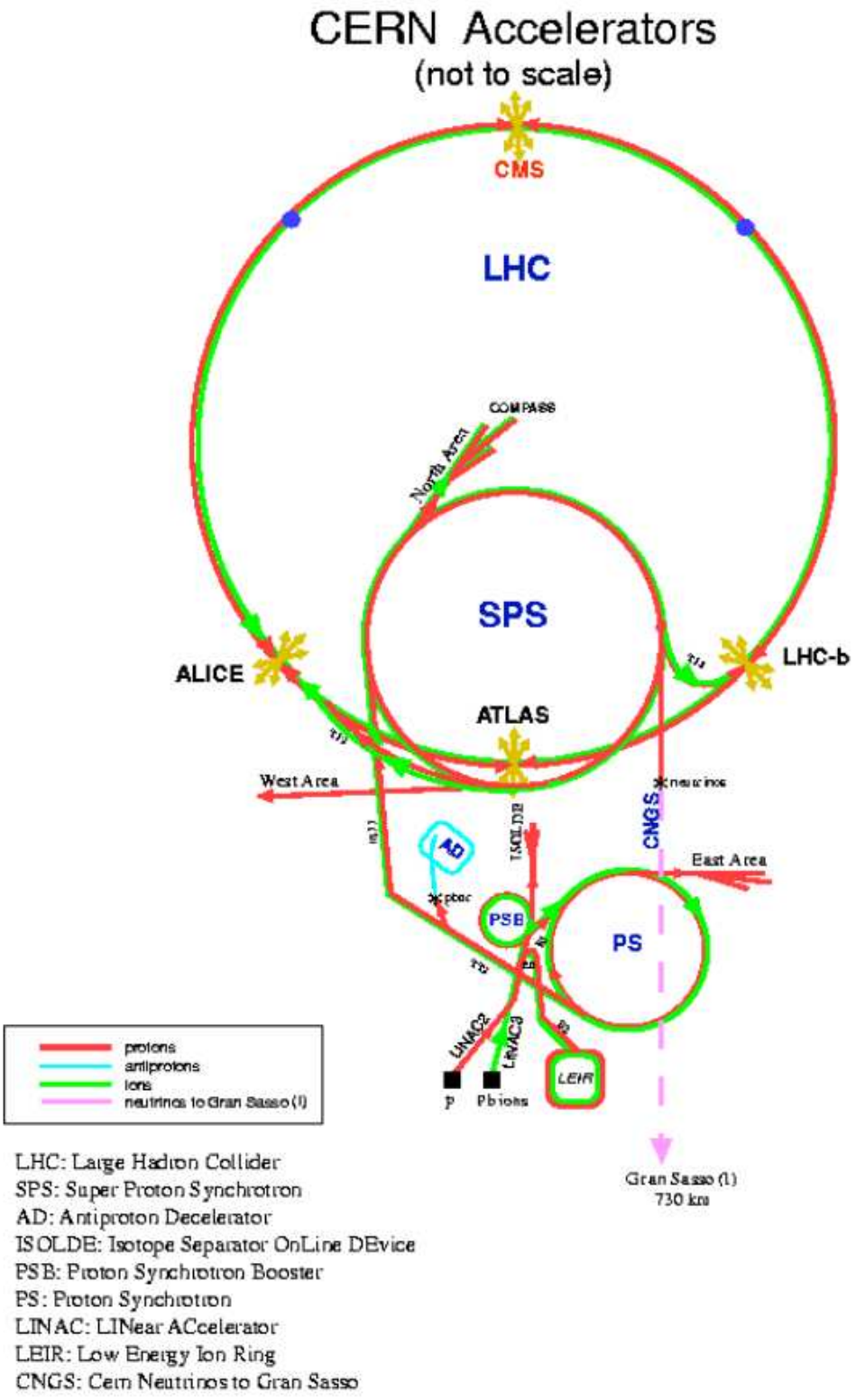

FIGURE 2.1 – *Schéma des différents accélérateurs du CERN.*

	LHC	TeVatron
Circonférence	26.66 km	6.28 km
Type de faisceaux	p-p	p-$\bar{\text{p}}$
Énergie dans le centre de masse	14 TeV	1.96 TeV
Énergie d'injection	450 GeV	150 GeV
Luminosité instantanée (nominale)	$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$	2.1×10^{32}
Nombre de paquets par faisceau	2835	36×36
Nombre de particules par paquets	10^{11}	2.7×10^{11} pour p $4. \times 10^{10}$ pour $\bar{\text{p}}$
Fréquence de croisement	40 MHz	7.5 MHz
Incertitude transverse sur le point de croisement	15 μm	40 μm
Incertitude longitudinale sur le point de croisement	5.6 cm	37 cm

TABLEAU 2.1 – *Comparatif de quelques caractéristiques du LHC et du TeVatron.*

le tableau 2.1 et comparées à celle du TeVatron.

Le choix d'un collisionneur $p-p$ par rapport à un collisionneur $e^+ - e^-$ qui aurait la même énergie dans le centre de masse (un "super-LEP") vient du fait que les radiations synchrotrons, à cette énergie seraient beaucoup trop importantes. De même, le choix d'un collisionneur $p - \overline{p}$ n'a pas été retenu du fait de la difficulté d'obtenir un faisceau d'antiprotons suffisamment intense pour parvenir à la luminosité souhaitée. Cette luminosité instantanée sera tellement importante ($10^{34} cm^{-2} s^{-1} = 10^7 mb^{-1} s^{-1}$) qu'il y aura environ 8.10^8 interactions par seconde[1], soit une vingtaine d'interactions à chaque croisement de faisceau. La plupart de ces interactions sont des évènements purement QCD créant des jets de basse impulsion transverse qui agissent comme un bruit de fond vis-à-vis des évènements rares de physique attendus.
Les croisements de faisceaux se produiront dans quatre expériences :

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) : comme son nom l'indique, elle est destinée à l'étude des collisions d'ions lourds et du plasma quark-gluon. Pour cela, elle utilisera les faisceaux d'ions de plomb accélérés par le LHC.
- ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) : une expérience généraliste dont les buts sont : la découverte du boson de Higgs, la découverte de physique au-delà du modèle standard...
- CMS (Compact Muon Solenoid) : l'autre expérience généraliste auprès du LHC.
- LHCb (LHC beauty experiment) : une expérience dédiée à la mesure de la violation de CP dans le domaine de de la beauté.

1. La section efficace d'interation inélastique proton-proton à 14 TeV est de l'ordre de 80 mb.

2.2 Présentation d'ATLAS

ATLAS (voir figure 2.2) est le plus gros des détecteurs présents sur le LHC.

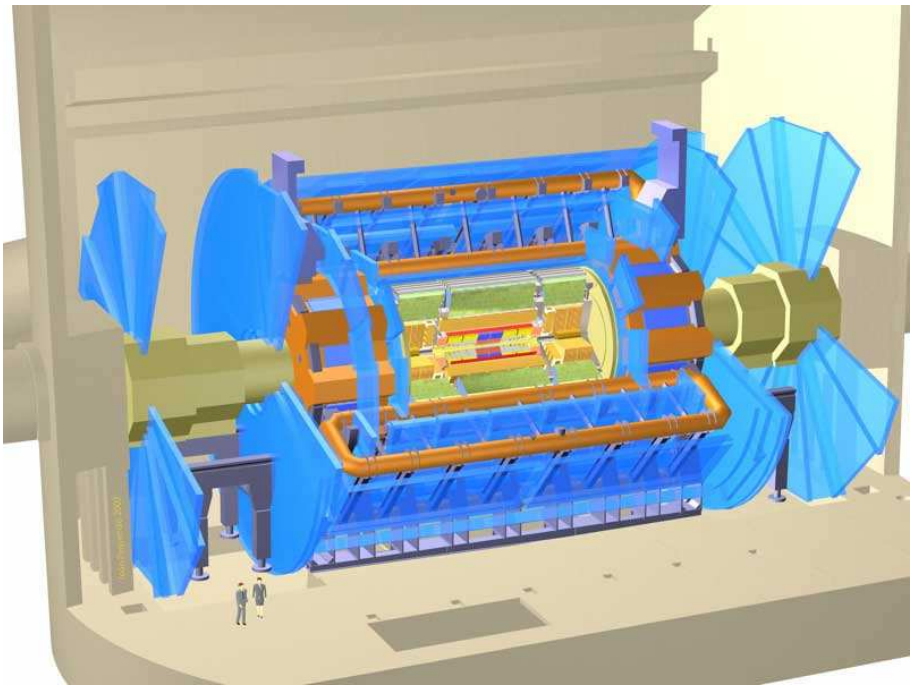

FIGURE 2.2 – *Le détecteur ATLAS dans sa caverne.*

C'est un cylindre de 44 mètres de long et 22 mètres de diamètre, représentant une masse de 7000 tonnes. Il est composé d'une succession de couches où l'on trouve en partant du point d'interaction :

- Des détecteurs de traces chargées baignant dans le champ magnétique d'un aimant solénoïdal.
- Des calorimètres électromagnétique et hadronique.
- Un spectromètre à muons associé à un système d'aimants toroïdaux.

2.2.1 Les détecteurs de traces chargées

Les détecteurs de traces chargées (ou détecteurs internes) sont les détecteurs les plus proches du point d'interaction. Leur but est de reconstruire les trajectoires des particules chargées et d'en mesurer l'impulsion et la charge électrique. ATLAS combine trois technologies différentes : Le détecteur de vertex à pixels, le détecteur de traces à semi-conducteurs (SCT), et le trajectographe à rayonnement de transition (TRT). Ces trois détecteurs sont contenus à l'intérieur d'un aimant solénoïdal destiné à courber les trajectoires des particules chargées de manière à mesurer leur impulsion. Ces détecteurs doivent vérifier certaines contraintes parmi lesquelles :

- Couverture jusqu'à $|\eta| = 2.5$.

- Résolution sur les impulsions des particules chargées. $\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} < 0.3$ à 500 GeV pour $|\eta| \leq 2$ et < 0.5 pour $|\eta| = 2.5$.
- Efficacité de reconstruction des traces isolées avec un $p_T > 5$ GeV supérieure à 95%, avec un taux de fausses traces inférieur à 1%.
- Quantité de matière faible. En effet, les détecteurs internes, étant placés en amont des calorimètres, doivent représenter le moins de matière possible, de manière à ne pas dégrader la mesure d'énergie des particules. La figure 2.3 montre la quantité de matière représentée par les détecteurs internes en fonction de la pseudo-rapidité.

Une liste plus exhaustive peut être trouvée dans [11].

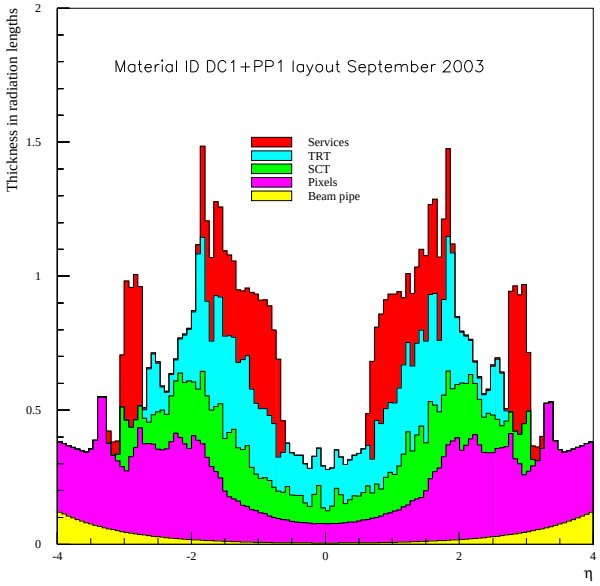

FIGURE 2.3 – *Quantité de matière représentée par les détecteurs internes en longueur de radiation.*

2.2.1.1 Détecteur de vertex à pixels

L'élément de base du détecteur à pixels est un module de 6.24×2.44 cm^2 composé d'un substrat de silicium de 250 μm d'épaisseur, sur lequel sont implantées des cellules de lecture (pixels) de 50×400 μm^2. Ces cellules sont connectées à l'électronique de lecture par l'intermédiaire de microbilles. Le principe de détection est de recueillir les charges produites (électrons et trous) lors du passage d'une particule chargée dans le silicium. Ce signal constitue un point de mesure.

Ces modules sont disposés en couches cylindriques à R=5.05, 8.85 et 12.25 cm de l'axe du faisceau (tonneau). Ce tonneau est complété par des bouchons au nombre de 3 à z=49.5, 58 et 65 cm du centre du détecteur. La figure 2.4 représente le détecteur à pixels.

Grâce à la taille de ces pixels, une résolution en position sur un point de mesure de 12 μm dans la direction R-ϕ, et 60 μm dans la direction z peuvent être atteintes. Ceci

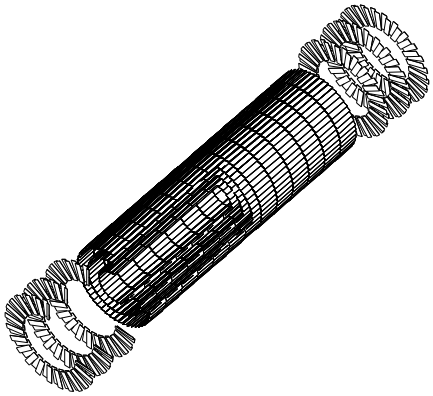

FIGURE 2.4 – *Schéma du détecteur à pixels.*

permet notamment de reconstruire avec précision les vertex secondaires et d'identifier les jets b. Il faut enfin souligner, que ce détecteur étant très proche du point d'interaction (et particulièrement sa première couche dite couche du B), sera soumis à un niveau de radiation très élevé.

2.2.1.2 Détecteur de traces à semi-conducteurs

Le détecteur de traces à semi-conducteur ou SCT (SemiConductor Tracker) utilise le même principe de détection que le détecteur à pixels mais avec une segmentation différente : les pixels sont remplacés ici par des bandes de 128 mm dans la direction z et de 80 μm dans la direction R-ϕ.

La figure 2.5 représente le détecteur de traces à semi-conducteurs. Comme le détecteur à pixels, il est constitué d'un tonneau comprenant 4 couches et de 9 disques de part et d'autre du tonneau.

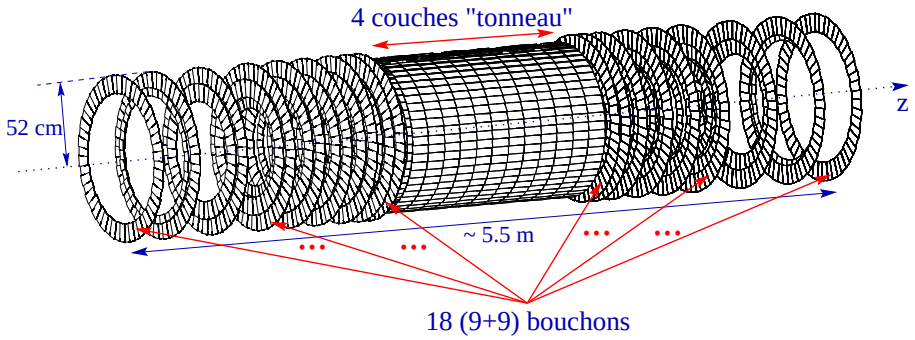

FIGURE 2.5 – *Schéma du détecteur de traces à semi-conducteurs.*

Pour le tonneau, chaque couche est composée de deux plans de détection en silicium de 6×13 cm^2 collés dos à dos, mais décalés d'un très faible angle stéréo de manière à améliorer l'information dans la direction z.

2.2.1.3 Trajectographe à rayonnement de transition

Le trajectographe à rayonnement de transition ou TRT (Transition Radiation Tracker) est un détecteur à ionisation gazeux, servant à fournir d'autres points de mesure le long des traces des particules chargées. Par ailleurs, il permet de séparer les électrons des hadrons grâce à sa capacité à détecter le rayonnement de transition (voir plus bas). Il est composé d'un ensemble de tubes de 4mm de diamètre (appelés pailles), rempli d'un mélange gazeux Xe 70%, CO_2 27% et O_2 3% (initialement [12], ce mélange devait être composé de Xe 70%, CF_4 20% et CO_2 10%, mais le CF_4 générait des composés qui érodaient l'électrode [13]). Au centre de ce tube est placé un fil plaqué or-tungstène jouant le rôle d'anode (la cathode étant le tube lui-même). Ce fil permet de recueillir le signal électrique produit par une particule chargée qui ionise le gaz. En outre, les pailles sont recouvertes de polypropylène/polyéthylène qui permettent de générer des rayonnements de transition. Ce rayonnement, constitué de rayons X, est produit lorsqu'une particule chargée traverse des milieux avec des constantes diélectriques différentes. Il dépend du rapport E/m et est plus important pour les électrons que pour les pions. Ce rayonnement X est ensuite absorbé par le xénon qui produit de nombreux électrons secondaires. Ceux-ci se rajoutent au signal généré par le passage de la particule. Pour un électron, on aura donc plus de coups avec un haut seuil que pour des hadrons. Côté géométrie, le TRT est composé d'un tonneau et deux parties bouchons, comme indiqué sur la figure 2.6.

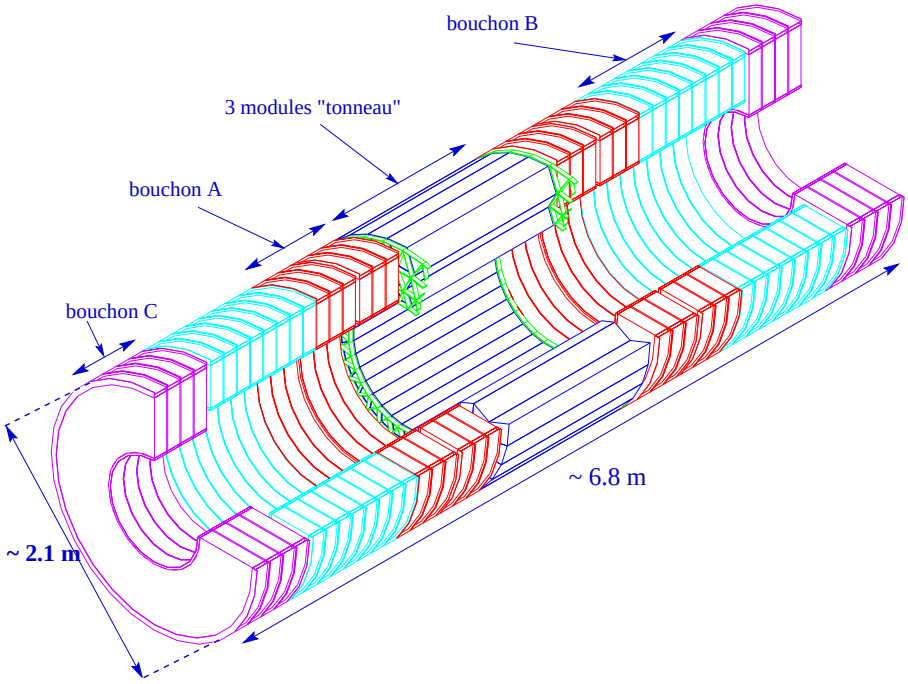

FIGURE 2.6 – *Schéma du trajectographe à rayonnement de transition.*

2.2.1.4 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal a pour rôle de courber les trajectoires des particules chargées, de manière à ce que les détecteurs internes en mesurent l'impulsion. Ce solénoïde est placé juste entre le TRT et le calorimètre électromagnétique, à l'intérieur du cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique. Il a un rayon externe de 2.63 mètres et une couverture en pseudo-rapidité de $|\eta| < 1.5$. Il génère un champ solénoïdal (parallèle au faisceau) de 2 Tesla en son centre ($|\eta| = 0$), ce champ diminuant à environ 1 T à ses extrémités.

2.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres sont les détecteurs destinés à mesurer l'énergie des photons, électrons et hadrons. Pour cela, divers calorimètres sont utilisés dans ATLAS. Nous avons :

- Le calorimètre électromagnétique, composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.475$) et deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$)).
- Le calorimètre hadronique, composé lui aussi d'un tonneau étendu ($|\eta| < 1.7$) et deux bouchons ($1.5 < |\eta| < 3.2$).
- Le calorimètre avant permettant d'améliorer l'herméticité du détecteur en couvrant l'intervalle ($3.2 < |\eta| < 4.9$).

En outre, il faut souligner la présence d'un pré-échantillonneur placé juste devant le tonneau ($|\eta| < 1.52$), et devant une partie des bouchons ($1.5 < |\eta| < 1.8$) du calorimètre électromagnétique. Ce pré-échantillonneur servira à estimer les pertes d'énergie dans la matière en amont des calorimètres. Enfin, un scintillateur est placé dans la partie entre le tonneau et les bouchons, où la quantité de matière est particulièrement importante. La figure 2.7 représente le système de calorimétrie d'ATLAS.

Le dernier point à souligner est que ces différents calorimètres sont segmentés transversalement (en cellules projectives suivant η et ϕ) et longitudinalement (en profondeur) en compartiments. La granularité de ces différentes cellules varie avec le compartiment et avec η pour chaque calorimètre. Le tableau 2.2 résume la taille de ces différentes cellules.

2.2.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est destiné à mesurer l'énergie des photons, des électrons et des positrons. Il en existe plusieurs types : calorimètres homogènes (cristaux), ou à échantillonnage. Pour ATLAS, le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage Plomb-Argon liquide. Son principe de fonctionnement est décrit plus en détail dans le chapitre suivant.

Cette technologie de calorimètre à échantillonnage à argon liquide est déjà utilisée dans plusieurs expériences (Expérience H1 auprès de HERA et expérience DØ auprès du TeVatron en particulier). La différence avec les calorimètres précédemment cités provient de la géométrie choisie. Dans le cas d'ATLAS, il a été choisi d'utiliser une géométrie en accordéon, principalement pour garantir une bonne herméticité.

Pré-échantillonneur				
Tonneau	$\|\eta\| \leq 1.475$		0.025×0.1	
Bouchons	$1.5 \leq \|\eta\| \leq 1.8$		0.025×0.1	
Calorimètre électromagnétique				
		Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3
Tonneau	$\|\eta\| \leq 1.475$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.375 \leq \|\eta\| \leq 1.425$	0.050×0.1	0.050×0.025	–
	$1.425 \leq \|\eta\| \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \|\eta\| \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
Bouchons	$1.8 \leq \|\eta\| \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.0 \leq \|\eta\| \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.4 \leq \|\eta\| \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.5 \leq \|\eta\| \leq 3.2$	–	0.1×0.1	0.1×0.1
Calorimètre hadronique (tuiles)				
		Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3
Tonneau	$\|\eta\| \leq 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions	$0.8 \leq \|\eta\| \leq 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Calorimètre hadronique bouchons				
		Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3
	$1.5 \leq \|\eta\| \leq 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.1×0.1
	$2.5 \leq \|\eta\| \leq 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2
Calorimètre avant				
		Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3
	$3.1 \leq \|\eta\| \leq 4.9$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

TABLEAU 2.2 – *Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) dans les différents calorimètres.*

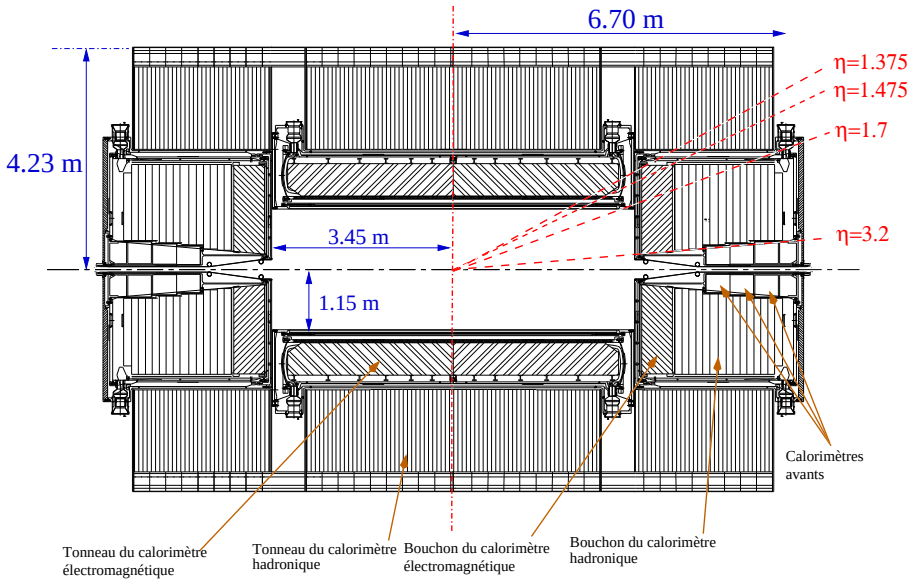

FIGURE 2.7 – *Schéma du système de calorimétrie d'ATLAS.*

Comme indiqué précédemment, le calorimètre électromagnétique doit avoir de bonnes performances pour pouvoir mener le programme de recherche du boson de Higgs, de nouvelle physique... prévu par ATLAS. Ces performances concernent :

– **La résolution en énergie** : Cette résolution peut se mettre sous la forme (voir par exemple [14]) :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

a est appelé terme intrinsèque (ou terme d'échantillonnage dans le cas d'un calorimètre à échantillonnage). Il dépend notamment du rapport d'échantillonnage (rapport entre épaisseur de matière active et épaisseur totale).
b est le terme de bruit. Il comprend à la fois le bruit électronique, et le bruit d'empilement.
c est le terme constant. Ce terme rend compte des effets comme les non-uniformités géométriques [15], les imperfections de la calibration, les non-uniformités résiduelles après les différentes corrections appliquées (voir chapitre 4), les impuretés dans l'argon, les fluctuations de températures [16, 17]. C'est le terme dominant à haute énergie.
Ces différents paramètres doivent vérifier certaines contraintes notamment pour pouvoir détecter le Higgs dans le canal $H \to \gamma\gamma$: a ~10%GeV$^{1/2}$, c <0.7%.

– **La résolution angulaire** : Ici aussi, la recherche du Higgs dans le canal en deux photons impose des contraintes. Le photon ne laissant pas de trace dans les détecteurs internes, le calorimètre est le seul détecteur pouvant reconstruire sa direction (condition nécessaire pour pouvoir reconstruire la masse invariante du Higgs). Une résolution angulaire meilleure que 50 mrad/$\sqrt{E}$ est requise, afin que ce terme ne soit

pas dominant dans la résolution sur la masse invariante $\gamma\gamma$.

- **La résolution en temps** : La reconstruction précise du temps d'arrivée d'une particule dans le calorimètre est particulièrement importante dans le cas de photons non-pointants. Ces photons peuvent être produits dans certains modèles GMSB [18], où le neutralino, qui est la NLSP, peut voler un certain temps dans le détecteur avant de se désintégrer en donnant un photon et un gravitino :

$$\widetilde{\chi}_1^0 \rightarrow \widetilde{G}\gamma \tag{2.1}$$

  Pour ce genre d'étude, une résolution d'environ 100 ps est requise.

- **La linéarité** : Le calorimètre, qui sera calibré à l'échelle du Z (et à celle du J/ψ), doit avoir une bonne linéarité de manière à mesurer correctement l'énergie des particules à d'autres échelles. L'objectif est d'avoir une non-linéarité inférieure à 0.1%.

- **L'identification de particules** : Séparation $e^{\pm}$/jets (réjection $> 10^5$ sur les jets), séparation γ/π^0 (réjection > 3 sur les π^0 à p_T=50 GeV).

- **La gamme dynamique** : Celle-ci doit être large de façon à pouvoir reconstruire des énergies de 20 MeV (bruit) à 2 TeV.

- **L'herméticité** : Le calorimètre doit être le plus hermétique possible de telle sorte à reconstruire précisément l'énergie transverse manquante (signature très importante dans le contexte de la recherche de particules supersymétriques).

Comme évoqué plus haut, le calorimètre électromagnétique est composé d'un tonneau et de deux bouchons. Nous reviendrons en détail sur les bouchons dans le chapitre suivant.

2.2.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est un calorimètre qui sert à compléter la mesure de l'énergie des jets dont la gerbe n'est pas contenue entièrement dans le calorimètre électromagnétique. Là encore, nous avons un tonneau étendu et deux bouchons, mais, contrairement au calorimètre électromagnétique, bouchons et tonneau n'utilisent pas la même technique de détection. Comme pour le calorimètre électromagnétique, certaines contraintes sont imposées par la physique, notamment en ce qui concerne la résolution en énergie $\frac{\sigma}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 3\%$.

Le tonneau étendu

Le tonneau étendu ($|\eta| < 1.7$) est composé d'une partie centrale ($|\eta| < 1.0$) et de deux extensions ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Pour ces trois parties, une technologie à base de tuiles scintillantes a été retenue. Le tonneau et ses deux extensions sont composés de 64 modules comme celui représenté sur la figure 2.8.

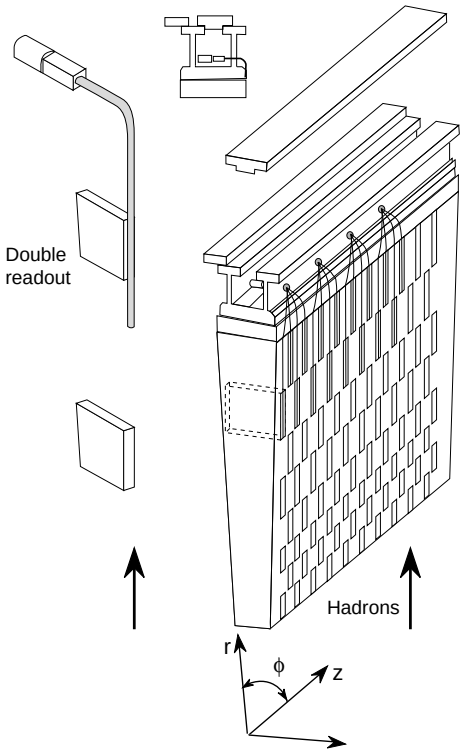

FIGURE 2.8 – *Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.*

Dans chacun de ces modules, les tuiles sont enchassées entre des couches de fer qui jouent le rôle d'absorbeurs. Chaque tuile est reliée à deux fibres optiques à décalage de longueur d'onde (Wave Length Shifter). Une particule passant dans une tuile, en excite les atomes, qui en se désexcitant émettent des photons. Ceux-ci sont collectés par les fibres optiques qui les convertissent en photons d'énergie plus faible, mais en plus grand nombre, et les acheminent jusqu'à des photomultiplicateurs.

Les bouchons du calorimètre hadronique

Les bouchons du calorimètre hadronique ou HEC (Hadronic Endcap Calorimeter), sont des calorimètres à échantillonnage cuivre/argon liquide. Le principe de fonctionnement de ce calorimètre est le même que celui du calorimètre électromagnétique; il sera détaillé dans le chapitre suivant. Les bouchons du calorimètre hadronique sont composés de deux roues nommées HEC1 et HEC2 (figure 2.10), chacune étant constituée de 32 modules (figure 2.9). Ces deux roues sont placées dans le même cryostat que la roue du bouchon du calorimètre électromagnétique.

Il est à souligner que tout le système calorimétrique d'ATLAS est non-compensant, c'est-à-dire que la réponse à la composante hadronique est plus faible que la réponse à la composante électromagnétique[2]. Un rapport e/h (où (e) est la réponse à la composante

2. Certain types de calorimètres comme les calorimètres à échantillonnage utilisant de l'uranium appauvri (^{238}U) sont compensants. C'est par exemple le cas du calorimètre de l'expérience DØ.

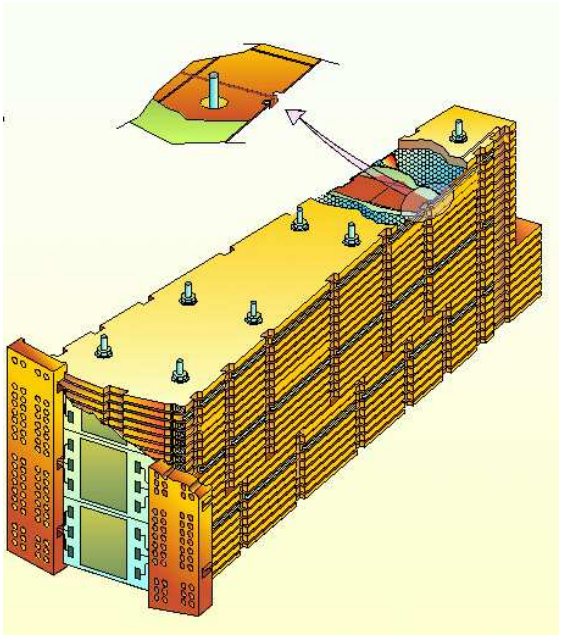

FIGURE 2.9 – *Schéma d'un module du HEC.*

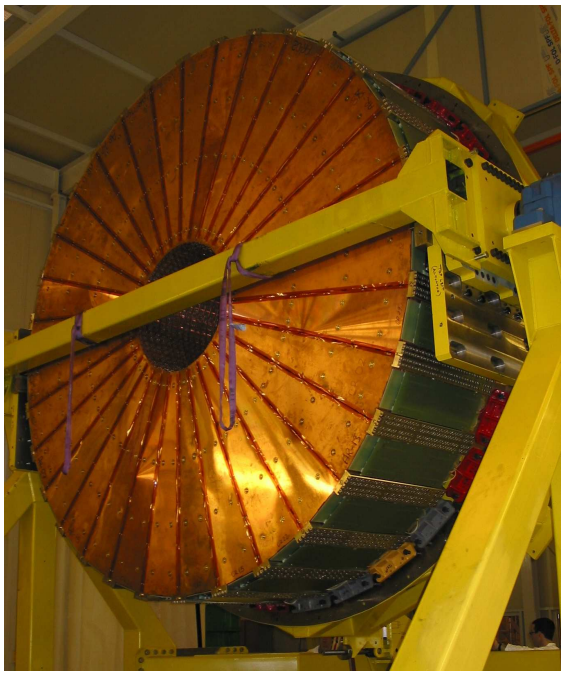

FIGURE 2.10 – *Roue HEC2 juste avant son insertion dans le cryostat.*

électromagnétique, et (h) la réponse à la composante hadronique) supérieur à 1 est donc attendu alors que dans un calorimètre compensant e/h=1. Une calibration devra donc être effectuée a posteriori.

2.2.2.3 Le calorimètre avant

Le calorimètre avant a pour but d'améliorer l'herméticité du système de calorimétrie en couvrant l'intervalle en pseudo-rapidité $3.2 < |\eta| < 4.9$. Le fait d'avoir la meilleure herméticité est très important pour pouvoir reconstruire l'énergie transverse manquante, qui est une signature dans de nombreux canaux de SUSY. Pour pouvoir satisfaire à ces objectifs, le calorimètre avant est segmenté longitudinalement en trois modules nommés FCAL1 (module électromagnétique), FCAL2 et FCAL3 (modules hadroniques) (voir figure 2.12). Ce calorimètre est placé dans le même cryostat que les roues de l'EMEC et du HEC. Il est composé d'une matrice d'absorbeur en cuivre pour le FCAL1 et en tungstène pour FCAL2 et FCAL3, percée de tubes d'électrodes parallèles à l'axe du faisceau. Ces tubes sont remplis d'argon liquide (milieu actif), et au centre de chacun d'eux se trouve un fil de cuivre (voir figure 2.11).

En fait, l'épaisseur d'argon liquide dans chaque tube est très fine comme indiqué dans le tableau 2.3.

Pour conclure, la résolution en énergie dans le calorimètre avant doit vérifier : $\frac{\sigma}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 10\%$.

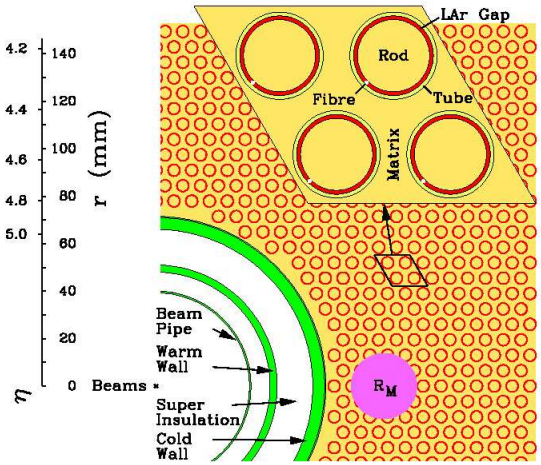

FIGURE 2.11 – *Coupe transversale d'une partie du calorimètre avant. R_M représente le rayon de Molière.*

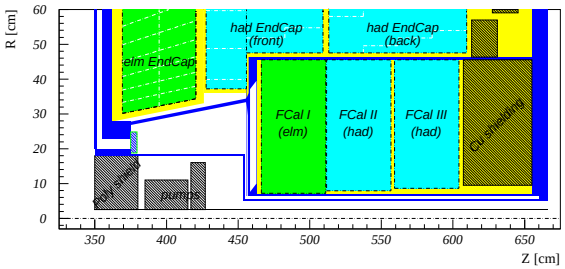

FIGURE 2.12 – *Coupe longitudinale d'une partie d'un bouchon.Les trois parties du calorimètre avant sont bien visibles.*

Paramètres	FCAL1	FCAL2	FCAL3
Épaisseur (mm)	450	450	450
Épaisseur (X_0)	29	92	91
Distance entre tubes (mm)	7.5	8.179	9.0
Diamètres des tubes (mm)	5.00	5.125	6.00
Nombre de tubes	12000	10000	8000
Intervalle d'argon liquide (mm)	0.250	0.375	0.400

TABLEAU 2.3 – *Quelques caractéristiques du calorimètre avant.*

2.2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (figure 2.13) est destiné à détecter et à mesurer les impulsions des muons. Cette mesure de l'impulsion peut être effectuée grâce au champ magnétique créé par le système d'aimants toroïdaux (figure 2.14) Ce système est nécessaire dans la mesure où le retour de champ à l'extérieur du solénoïde n'est pas suffisant pour courber les muons de haut p_T. Il est composé d'un tonneau ($|\eta| < 1.0$) et de deux bouchons ($1.4 < |\eta| < 2.7$). Dans la zone $1.0 < |\eta| < 1.4$, les champs magnétiques des deux dispositifs sont combinés (figure 2.15).

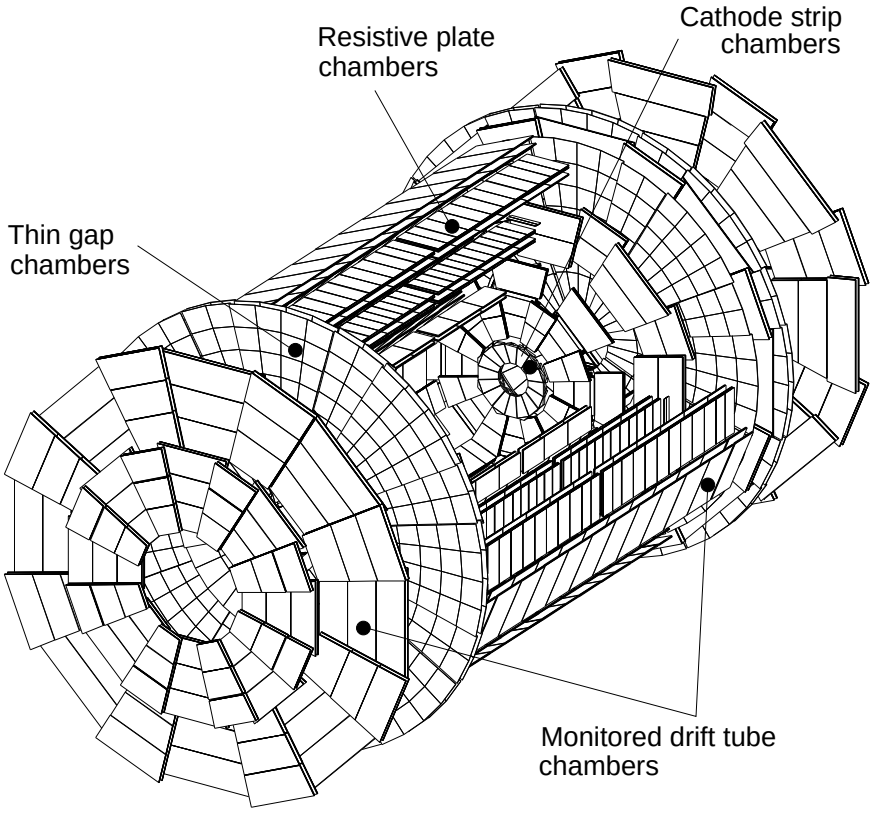

FIGURE 2.13 – *Schéma du spectromètre à muons.*

Le spectromètre est constitué de différents éléments :

– MDT (Monitored Drift Tubes) : les MDT (figure 2.16) sont des assemblages de tubes à dérive. Ces tubes en aluminium de 30 mm de diamètre et de 0.4 mm d'épaisseur ont en leur centre un fil formé à 97% de tungstène (W) et à 3% de rhénium (Re), et sont remplis d'un mélange de gaz composé de 93% d'argon et de 3% de CO_2 sous une pression de 3 bars. Les tubes sont regroupés par couches : 2×4 pour les chambres internes et 2×3 pour les chambres externes. Chaque tube a une résolution de 80 μm. Les MDT sont utilisées pour reconstruire les traces et l'impulsion des muons dans la région jusqu'à $|\eta| = 2.0$. Dans la région $2.0 \leq |\eta| \leq 2.7$, cet objectif est réalisé par les CSC.

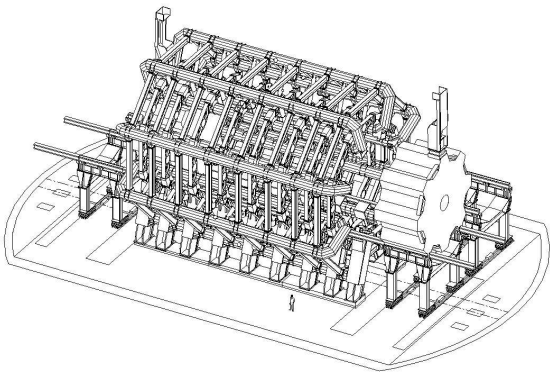

FIGURE 2.14 – *Système d'aimants toroïdaux d'ATLAS.*

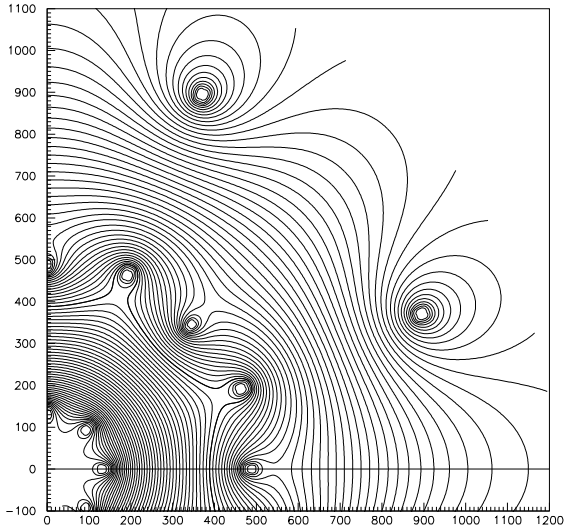

FIGURE 2.15 – *Carte de champ produit par les aimants toroïdaux dans la zone de transition entre tonneau et bouchons.*

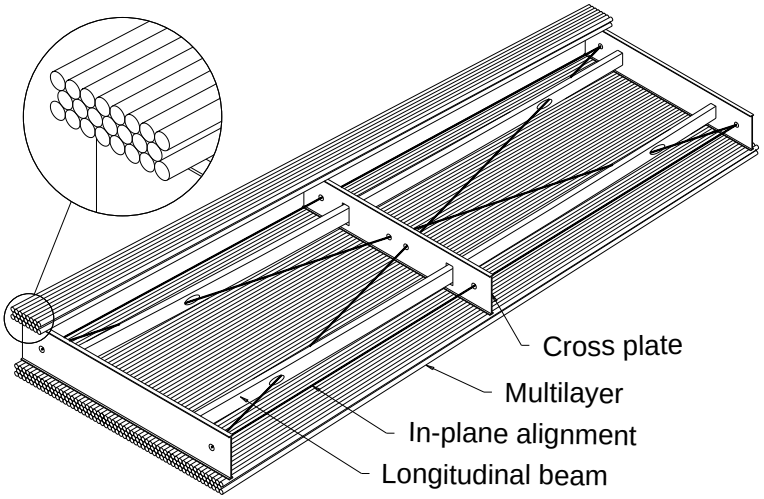

FIGURE 2.16 – *Schéma d'une MDT* 2×3 *couches faisant partie du tonneau.*

– CSC (Cathode Strip Chamber) : les CSC sont des chambres proportionnelles à fils (en W/Re de 30 μm de diamètre). Ces fils, qui jouent le rôle d'anode sont placés perpendiculairement à des pistes de cathode. Comme pour les MDT, un mélange gazeux non-inflammable (30% Ar + 50% CO_2 + 20% CF_4) est utilisé. La résolution attendue est de 60 μm par chambre.

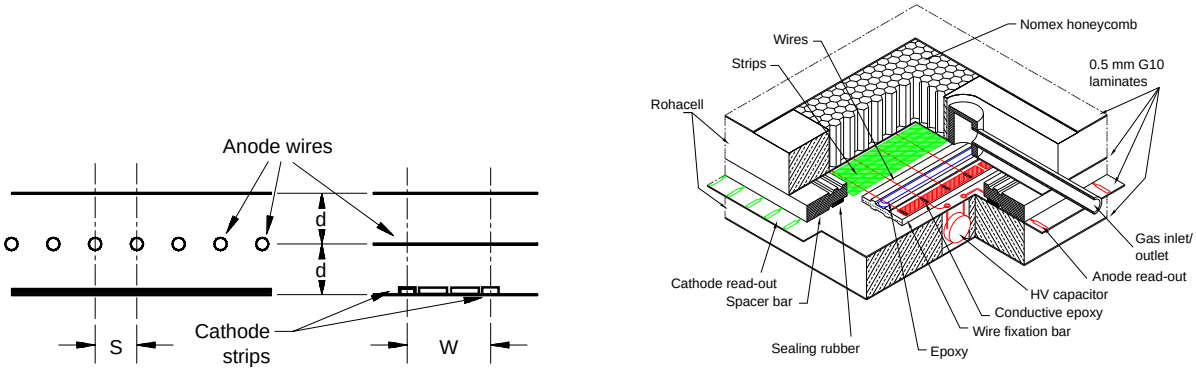

FIGURE 2.17 – *Schéma et vue en coupe d'une CSC. Sur le schéma, les dimensions sont W=2S=2d=5.08 mm*

– RPC (Resistive Plate Chamber) : les RPC sont des détecteurs composés de deux plaques résistives en bakélite, séparées par des espaceurs. L'espace entre les plaques est rempli de $C_2H_2F_4$ ainsi que d'une faible fraction de SF_6. Le signal est lu par couplage capacitif grâce à deux séries de pistes de lecture placées de part et d'autre de chaque plaque : Une série parallèle aux fils des MDT (pistes "η"), l'autre perpendiculaire (pistes "ϕ"). Les RPC servent au système de déclenchement dans la région du tonneau. Dans la région des bouchons, ce rôle est dévolu aux TGC.
– TGC (Thin Gap Chamber) : les TGC ont une structure similaire aux CSC. Ce sont aussi des chambres multifils, mais la principale différence avec les CSC vient de la distance anode-cathode. Dans le cas des CSC, cette distance est égale à la distance anode-anode (2.54 mm), alors que pour les TGC, elle est inférieure (1.4 et 1.8 mm). Une autre différence provient du mélange gazeux utilisé dans ces chambres, composé de 55% de CO_2 et de n-C_5H_{12}. Enfin, comme indiqué sur la figure 2.18, les TGC sont organisées en doublet ou triplet.

Ces différentes chambres, afin de pouvoir atteindre l'objectif fixé de résolution sur l'impulsion des muons, doivent être alignées précisément (30 μm). Ceci est fait par le biais d'un système optique. Par ailleurs, le champ magnétique produit par le système d'aimants toroïdaux doit être connu précisément. En effet, une incertitude de 0.3% sur sa connaissance peut entraîner une dégradation de 3% sur la résolution.

2.2.4 Le système de déclenchement.

Le système de déclenchement n'est pas à proprement parler un sous-détecteur d'ATLAS, néanmoins il en est une pièce essentielle. En effet, étant donné le flux de données

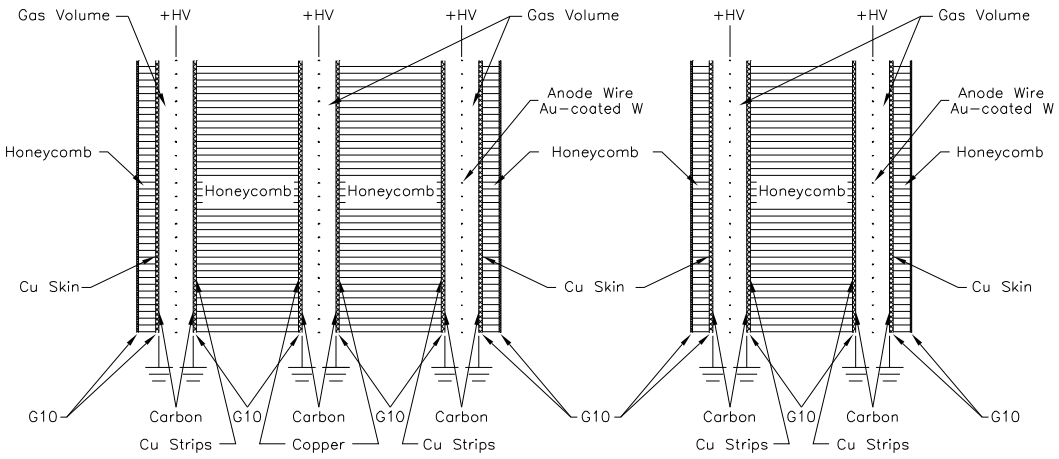

FIGURE 2.18 – *Schéma d'un triplet et d'un doublet de TGC.*

généré à chaque croisement de faisceaux (environ 2Mo), il est impossible de stocker toute cette information, et, d'ailleurs, une grande partie des évènements produits sont des évènements de faible énergie (biais minimum) qui n'ont pas d'intérêt pour la physique recherchée dans ATLAS. Le système de déclenchement a pour but de sélectionner les évènements avec des signatures intéressantes. Le tableau 2.4 référence les menus du système de déclenchement disponibles pour la basse luminosité.

Le système de déclenchement comprend trois étapes, qui sont résumées sur la figure 2.19 :

- un premier niveau appelé LVL1 : Ce niveau de sélection est purement électronique. Il utilise une partie de l'information des sous-détecteurs. Par exemple, il utilise l'information des calorimètres, mais avec une granularité réduite (énergie déposée dans des tours projectives de cellules appelées tours de déclenchements $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$). Il peut aussi utiliser l'information provenant des RPC ou des TGC pour sélectionner des candidats muons. L'information sur la totalité des canaux est stockée dans des mémoires pipeline au niveau des cartes d'électronique frontale. Cette information ne sera transmise à l'extérieur du détecteur que si le niveau 1 donne son accord en désignant des régions d'intérêts ou RoI[3]. Le taux maximum de sélection en sortie du niveau 1 est de 75 kHz.
- le second niveau appelé LVL2 est rempli avec les RoI identifiées dans le premier niveau. À ce niveau, l'information disponible est plus précise : Les données présentes dans les mémoires pipeline ont été acheminées vers les ROD[4] chargés de traiter les données et les ROB[5], mémoires qui stockent l'information venant des ROD. Grâce à ces données plus précises, le niveau 2 permet de raffiner la sélection faite au niveau

3. Regions of Interest
4. Read Out Drivers
5. Read Out Buffers

Nom du menu	Description	Exemple de physique
e25i	1 électron isolé, $p_T > 25$ GeV	$W \to e\nu$, $Z \to ee$, top, $H \to ZZ^{(*)}$, W', Z' ...
2e15i	2 électrons isolés, $p_T > 15$ GeV	$W \to e\nu$, $Z \to ee$, top, $H \to ZZ^{(*)}$, W', Z' ...
μ20i	1 muon isolé, $p_T > 20$ GeV	$W \to \mu\nu$, $Z \to \mu\mu$, top, $H \to ZZ^{(*)}$, W', Z' ...
2μ10i	2 muons isolés, $p_T > 10$ GeV	$W \to \mu\nu$, $Z \to \mu\mu$, top, $H \to ZZ^{(*)}$, W', Z' ...
γ60i	1 photon isolé, $p_T > 60$ GeV	$H \to \gamma\gamma$
2γ20i	2 photons isolé, $p_T > 20$ GeV	$H \to \gamma\gamma$
j400	1 jet, $p_T > 400$ GeV	QCD, SUSY
2j350	2 jets, $p_T > 350$ GeV	QCD, SUSY
3j165	2 jets, $p_T > 165$ GeV	QCD, SUSY
4j110	2 jets, $p_T > 110$ GeV	QCD, SUSY
τ60i	1 tau isolé, $p_T > 60$ GeV	Higgs chargé...
μ10+e15i	1 muon, $p_T > 10$ GeV + 1 électron isolé $p_T > 15$ GeV	$H \to WW^{(*)}$, $H \to ZZ^{(*)}$
τ35i+xE45	1 tau isolé, $p_T > 35$ GeV + $\not{E}_T > 45$ GeV	$qqH(\tau\tau)$, $W \to \tau\nu$, $Z \to \tau\tau$, SUSY
j70+xE70	1 jet, $p_T > 70$ GeV + $\not{E}_T > 70$ GeV	SUSY
xE200	$\not{E}_T > 200$ GeV	Nouvelle physique
E1000	$E_T > 1000$ GeV	Nouvelle physique
jE1000	$E_T > 1000$ GeV juste pour les jets	Nouvelle physique

TABLEAU 2.4 – *Les menus du système de déclenchement à basse luminosité.*

1. Le taux maximum de sélection en sortie du niveau 2 est de 1 kHz.

– le dernier niveau est appelé filtre d'évènement. À ce moment, toute l'information sur l'évènement est disponible, et les algorithmes de sélection "offline" peuvent être utilisés. À la sortie du filtre d'évènement, la fréquence de sélection n'est plus que de 100 Hz, et les évènements qui ont passé ce filtre sont enregistrés sur bandes.

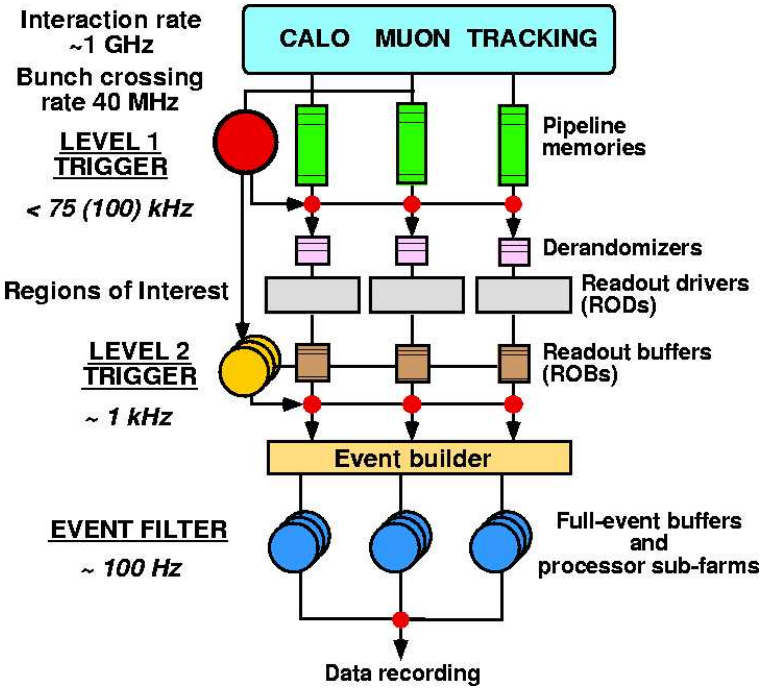

FIGURE 2.19 – *Schéma du système de déclenchement d'ATLAS.*

2.3 Les différents tests en faisceau effectués sur les sous-détecteurs

Afin de vérifier les performances des différents sous-détecteurs, diverses campagnes de tests en faisceau ont été effectuées :

– Tests de modules de présérie ou de série.

– Tests seuls ou tests combinés.

Cette section résume les résultats obtenus pour les différents tests (les tests effectués sur les prototypes ne sont pas détaillés dans la suite). Les résultats des tests menés sur les modules de série des bouchons du calorimètre électromagnétique seront développés dans le chapitre 4.

2.3.1 Tests des détecteurs internes

Les détecteurs internes ont été testés individuellement. En ce qui concerne les détecteurs en silicium (pixel+SCT), on a vérifié l'efficacité des différents modules avant et après irradiation (ces détecteurs étant près du point d'interaction subissent un flux important de particules chargées et de neutrons qui peut les endommager). Ces tests ont montré que l'efficacité restait conforme aux spécifications d'ATLAS même après irradiation (par exemple 98.2% sur une puce de pixels irradiée pour spécification 97%)[19]. Il en est de même pour la résolution angulaire.

Pour les TRT, le même type d'étude a été mené en utilisant l'ancien et le nouveau mélange de gaz, et là aussi, les résultats sont conformes aux spécifications.

2.3.2 Tests des calorimètres

2.3.2.1 Tests des calorimètres électromagétiques

Des tests ont été réalisés en 1999 sur les modules de présérie et en 2001-2002 sur les modules de série des calorimètres électromagnétiques.
Les tests de 1999 [20],[21] ont porté sur les modules de présérie (modules 0) des bouchons et du tonneau du calorimètre électromagnétique. Grâce à ces tests, on a pu vérifier que les modules des bouchons et du tonneau répondaient bien aux spécifications en ce qui concerne les termes d'échantillonnage et de bruit de la résolution en énergie. Par ailleurs, suite à ces tests, des améliorations ont pu être amenées, notamment en ce qui concerne l'électronique ou les électrodes.
Les tests 2001-2002 sur les modules de série ont servi, entre autres, à étudier l'unifomité des modules de série et à vérifier que le terme constant était maîtrisé (voir chapitre 4).

2.3.2.2 Tests des calorimètres hadroniques

Le module 0 du calorimètre à tuiles (module de présérie) a été testé en 1999. La résolution en énergie et le rapport e/h ont pu être testés :

- En ce qui concerne la résolution en énergie, les résultats obtenus sont : $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.06\%}{E(GeV)} \oplus \frac{42.7\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 5\%$ pour la partie centrale du tonneau et $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.06\%}{E(GeV)} \oplus \frac{45.6\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 3\%$ pour les extensions. Le terme d'échantillonnage est conforme aux spécifications, mais le terme constant ne l'est pas dans la partie centrale du tonneau. Cette différence entre les termes constants pour la partie centrale du tonneau et les extensions est due au meilleur confinement des gerbes hadroniques pour ces dernières[22].
- Le rapport e/h extrait de ces tests [23] est de 1.36 ± 0.01, compatible avec la valeur attendue.

En ce qui concerne les bouchons du calorimètre hadronique, 6 modules de production (3 modules avant+3 arrière) ont été testés entre 1997 et 2000. De ces tests, a pu être extraite une résolution en énergie de $\frac{\sigma}{E} = \frac{23.29 \pm 0.09\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus (0.00 \pm 0.13\%)$ pour les électrons et $\frac{\sigma}{E} = \frac{76.2 \pm 0.9\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus (6.68 \pm 0.09\%)$ pour les pions[24] .

2.3.2.3 Test du calorimètre avant

Le module 0 du calorimètre avant, composé d'un FCAL1+FCAL2, a été testé en 1998. Les tests avec des faisceaux de pions ont permis de tester la résolution en énergie ainsi que la linéarité de ce calorimètre. La résolution en énergie déduite de ces tests est de $\frac{\sigma}{E} = \frac{80.7 \pm 0.73\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus (2.74 \pm 0.16\%)$.

2.3.3 Tests du spectromètre à muons

Les chambres à muons ont été testées aussi bien en faisceau qu'en utilisant des cosmiques. Les résultats de ces tests montrent un bon accord avec les spécifications (par exemple, résolution de 50 μm sur la résolution pour les MDT). D'autres résultats, notamment sur la précision sur la flèche des muons ont aussi été obtenus dans le cadre du test-combiné 2004.

2.3.4 Tests combinés

Deux campagnes de tests-combinés ont été menées en 2002 et en 2004.

Le test combiné 2002 était un test de la partie bouchon du système de calorimétrie (EMEC+HEC). Ce test combiné avait pour but de tester le système de calorimétrie d'ATLAS dans la région $1.6 \leq |\eta| \leq 1.8$. Le montage utilisé était non-pointant, et les études se sont portées sur la calibration entre EMEC et HEC (détermination des poids pour chacun des calorimètres en vue de reconstruire l'énergie des hadrons)[25].

Les tests 2004 étaient de deux sortes :

- Test combiné EMEC+HEC+FCAL : ce test est semblable au test de 2002, mais il se déroule dans la région $2.8 \leq |\eta| \leq 3.2$, c'est à dire dans la région entre le HEC et le EMEC et le FCAL.
- Test d'une "tranche ATLAS", c'est-à-dire test combiné de l'ensemble des détecteurs de la partie tonneau d'ATLAS (pixels+SCT+TRT+EMB+calorimètre à tuiles+ chambres à muons). Ce test où de nombreuses données ont été prises ($e^{\pm}$,$\mu^{\pm}$,$\pi^{\pm}$,p,γ) utilise le même type de modules que ceux présents dans ATLAS.

L'analyse de ces tests a déjà commencé, mais il est trop tôt pour donner quelques résultats ici.

Chapitre 3

Le calorimètre électromagnétique bouchon

Sommaire

3.1 Le détecteur 39
3.1.1 Principe de fonctionnement d'un calorimètre électroma-gnétique 39
3.1.2 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS 40
3.1.3 La géométrie 41
3.1.4 Les absorbeurs 43
3.1.5 Les espaceurs 43
3.1.6 Les électrodes 44
3.2 L'électronique 46
3.2.1 L'électronique froide 46
3.2.2 L'électronique chaude 47
3.2.3 Le châssis de lecture de sortie 52
3.3 Construction des modules, de la roue et tests 52
3.3.1 Assemblage des modules 52
3.3.2 Les tests sur les modules 52
3.3.3 Assemblage des roues 55
3.3.4 Les tests sur les roues 55
3.4 Conclusion 57

3.1 Le détecteur

3.1.1 Principe de fonctionnement d'un calorimètre électromagnétique

Un calorimètre électromagnétique consiste à mesurer l'énergie des particules électromagnétiques (électrons, photons) en les arrêtant [14]. Pour en comprendre le fonctionnement, quelques rappels sur l'interaction particules-matière s'imposent. Plusieurs phéno-

mènes existent : l'effet photo-électrique, la diffusion Compton, l'ionisation, mais au-delà de quelques dizaines de MeV, deux processus sont dominants :

- Le bremsstrahlung ou rayonnement de freinage : lorsqu'une particule chargée se propage dans la matière, elle peut émettre des photons.
- La création de paires électron-positron : lorsqu'un photon se propage dans la matière, il peut, si son énergie est supérieure à deux fois la masse d'un électron, créer une paire d'électron-positron.

Il est à souligner que la section efficace de ces deux phénomènes est proportionnelle au numéro atomique (Z) du milieu, et donc qu'elle sera plus importante dans de la matière dense.

Lorsqu'un électron, ou un positron arrive dans la matière dense qui constitue le détecteur, il émet des photons de bremsstrahlung. Ces photons, à leur tour, créent des paires d'électrons et de positrons, qui à leur tour génèrent du bremsstrahlung et ainsi de suite. Le principe est le même pour un photon incident. Ces particules secondaires produisent donc ce que l'on appelle une gerbe électromagnétique. La mesure de l'énergie de la particule mère sera corrélée à l'énergie déposée par les particules filles de la gerbe électromagnétique. Pour mesurer cette énergie, deux types de technologie peuvent être utilisés : des calorimètres homogènes, où tout le détecteur est actif (par exemple, calorimètre à cristaux de CMS), et des calorimètres à échantillonnage, où un milieu actif alterne avec un milieu passif (par exemple, calorimètre Plomb/Argon liquide d'ATLAS). Dans le premier type de calorimètre, toute l'énergie des particules est mesurée, alors que dans le second, seule une fraction de cette énergie (celle déposée dans le milieu actif) l'est. À partir de cette fraction, on déduit l'énergie de la particule incidente.

3.1.2 Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS

Comme indiqué dans le chapitre précédent, le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage Plomb/Argon liquide, le plomb constituant le milieu passif ou absorbant, et l'argon le milieu actif. Il est composé d'un empilement d'absorbeurs de plomb et d'électrodes placées au milieu de l'intervalle entre deux absorbeurs, le tout baignant dans de l'argon liquide. Ce dernier est ionisé par le passage des électrons et positrons de la gerbe électromagnétique. Le nombre de charges ainsi produites est proportionnel à l'énergie déposée. Ces charges vont dériver sous l'effet d'un champ électrique, produit par une différence de potentiel U entre les absorbeurs et l'électrode, et générer un courant de forme triangulaire (figure 3.7). Ce courant permet de fournir la charge d'ionisation en intégrant sur le temps où le signal est non nul (typiquement de l'ordre de 500 ns). Dans un collisionneur comme le LHC, où le temps entre deux collisions est de seulement 25 ns, il n'est pas possible de faire une telle intégration, du fait de l'empilement des évènements. On utilise donc, pour mesurer l'énergie déposée, l'amplitude du courant qui est proportionnelle à la charge d'ionisation et qui est donnée par la relation suivante :

$$I_{max} \propto v_{dr} \frac{f_{samp}}{g} \tag{3.1}$$

où v_{dr} désigne la vitesse de dérive des électrons. f_{samp} est le rapport d'échantillonnage (fraction d'énergie déposée dans l'argon liquide sur l'énergie déposée dans l'argon liquide et le plomb) et g (gap) représente la taille de l'intervalle entre électrodes et absorbeurs. La vitesse de dérive dépend du champ électrique $E = U/g$ dans l'intervalle électrode-absorbeur et est de la forme $v_{dr} \propto E^b$. Le paramètre b est déterminé expérimentalement. Sa valeur a été mesurée à 0.3 [26] et plus récemment à 0.39 [21, 27]. Au final, l'amplitude peut s'écrire :

$$I_{max} \propto v_{dr} \frac{f_{samp}}{g} \propto \frac{f_{samp}}{g} E^b \propto \frac{f_{samp}}{g^{1+b}} U^b \tag{3.2}$$

Ce signal est alors recueilli par l'électrode par couplage capacitif.

Un calorimètre à échantillonnage comme celui d'ATLAS présente plusieurs avantages. Tout d'abord, il est plus facile de réaliser une segmentation longitudinale (en profondeur) que dans les calorimètres homogènes. Cette segmentation permet de recueillir l'information sur le développement en profondeur des gerbes et se révèle très utile notamment pour identifier les électrons (voir chapitre 5). De plus, la calibration est plus aisée que pour des calorimètres homogènes, dont la réponse tend à varier avec le temps et l'irradiation. Cette stabilité à long terme et cette bonne tolérance aux radiations sont aussi certaines des raisons qui ont poussé au choix de l'argon liquide. Enfin, le fait d'utiliser comme milieu absorbeur des milieux denses de faible longueur de radiation et bon marché (Pb) permet de construire des calorimètre compacts pour un coût raisonnable.

3.1.3 La géométrie

Un bouchon du calorimètre électromagnétique est découpé en deux roues concentriques : une roue externe (ou grande roue) $1.375 < |\eta| < 2.5$, et une roue interne[1] (ou petite roue) $2.5 < |\eta| < 3.2$. Chaque bouchon est composé de 8 modules (figure 3.1). La roue externe d'un module est composée de 96 absorbeurs et 95 électrodes. Pour la roue interne le nombre d'absorbeurs (respectivement électrodes) est de 32 (resp. 31). La $96^{ème}$ et la $32^{ème}$ électrode sont placées entre les modules lors de leur intégration dans la roue.

Un des aspects important du calorimètre électromagnétique est l'utilisation de la géométrie en accordéon : les absorbeurs et électrodes sont montés comme des rayons d'une roue de bicyclette, les ondes de l'accordéon étant parallèles aux bords avant et arrière de la roue (voir figure 3.1). Cette géométrie particulière permet de sortir le signal par l'avant et par l'arrière, limitant ainsi les zones mortes, ce qui améliore l'herméticité. Comme les plans des absorbeurs et des électrodes sont parallèles aux rayons du bouchon, l'intervalle électrode/absorbeur varie avec le rayon, passant de 2.8 mm à grand rayon à 0.9 mm à petit rayon dans la roue externe, et de 2.7 mm à 1.5 mm dans la roue interne. Toujours pour la même raison, l'angle de pliage des électrodes et absorbeurs varie de 120 ° (resp. 110 °) à grand rayon dans la grande (resp. petite) roue, à 60 ° (resp. 55 °) à petit rayon.

1. Ce découpage provient de l'impossibilité technique de réaliser une roue d'un seul tenant couvrant $1.375 < |\eta| < 3.2$.

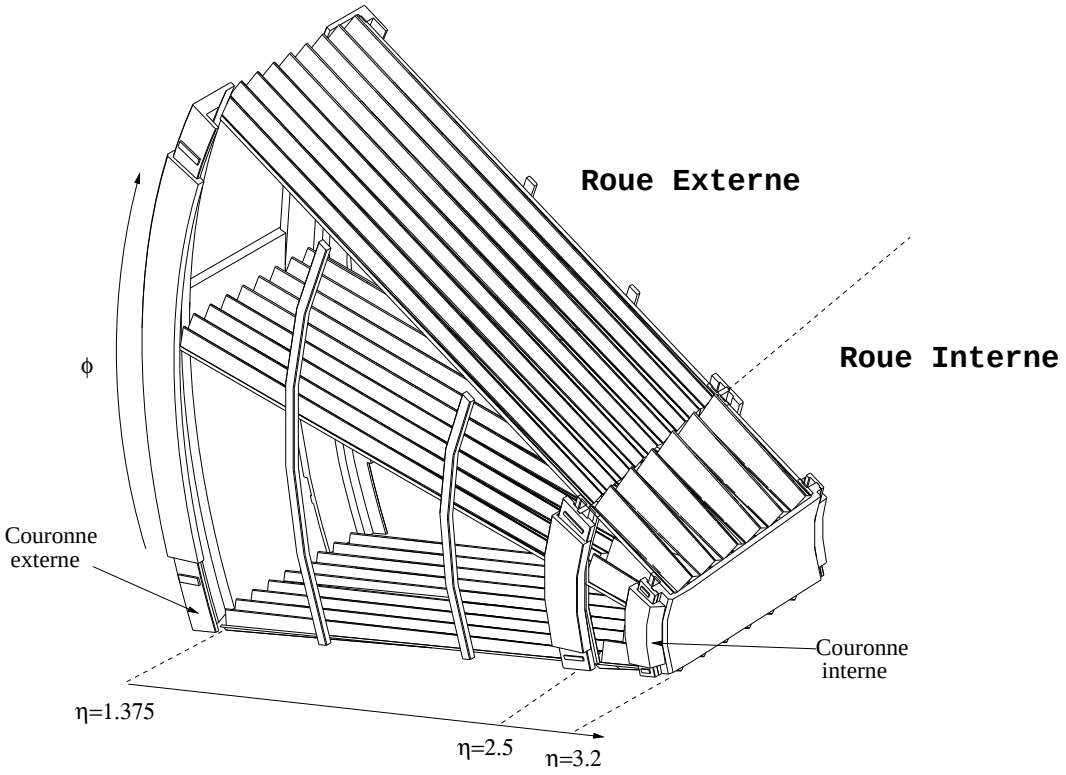

FIGURE 3.1 – *Schéma d'un module du bouchon.*

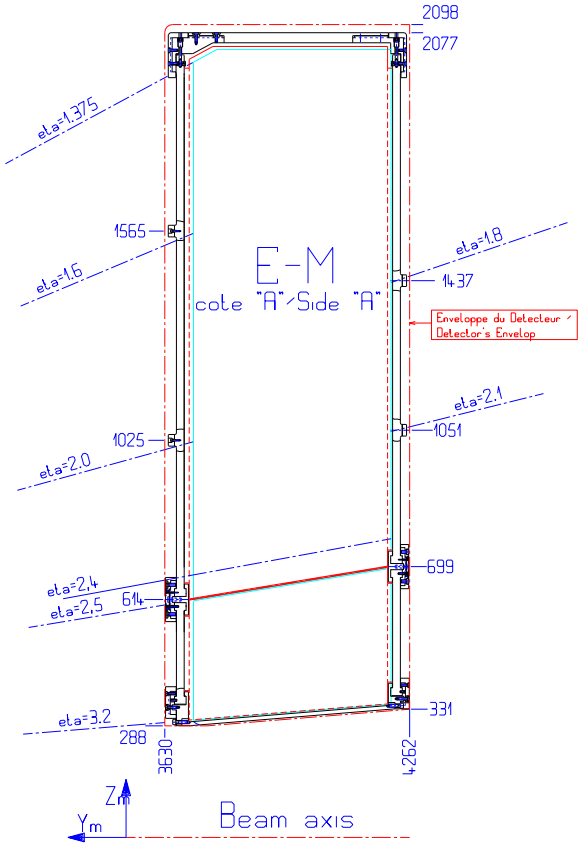

FIGURE 3.2 – *Schéma d'une coupe d'un module du bouchon.*

Enfin, il faut souligner que dans la région $1.5 < |\eta| < 1.8$ devant la roue externe est placé un pré-échantillonneur, destiné à estimer les pertes d'énergie des particules en amont du calorimètre.

3.1.4 Les absorbeurs

Les absorbeurs sont composés de plaques de plomb de 2.2 mm d'épaisseur pour la roue externe et de 1.7 mm pour la roue interne. Afin de les rigidifier, deux couches d'acier inoxydable de 0.2 mm d'épaisseur sont collées sur le plomb par 0.15 mm de fibre de verre adhésive "prepreg". La tolérance sur l'épaisseur de ces absorbeurs est de 30 μm [30].

Des barreaux longitudinaux en résine sont collés aux absorbeurs. Ces barreaux sont fixés à différentes barres et couronnes (voir figure 3.2). Par ailleurs, afin d'avoir une zone entre petite et grande roue (nommée crack) projective, les longueurs de plomb sont différentes sur les faces avant et arrière. Le tableau 3.1 résume quelques-unes des caractéristiques géométriques des absorbeurs.

Paramètres	Roue interne	Roue externe
Nombre d'ondes	6	9
Longueur d'une onde (mm)	85	56.67
Épaisseur de plomb (mm)	2.2	1.7
Largeur de plomb (mm)	514	514
Largeur des barreaux longitudinaux (mm)	11	11
Largeur totale (mm)	576	576
Longueur de plomb (face avant) (mm)	308	1387
Longueur de plomb (face arrière) (mm)	351	1336
Poids (kg)	7.5	26

TABLEAU 3.1 – *Quelques caractéristiques des absorbeurs à la température de l'argon liquide.*

Côté électrique, les absorbeurs sont placés à la masse grâce à des connecteurs de masse sur les électrodes (flaps) qui font la jonction entre l'absorbeur et la masse de l'électrode.

3.1.5 Les espaceurs

Les espaceurs servent à maintenir un intervalle électrode-absorbeur constant à un η donné. La fluctuation de cet intervalle est un facteur de non-uniformité. Les espaceurs doivent donc avoir une bonne résistance à la compression pour éviter que les électrodes et les absorbeurs n'entrent en contact. Toutefois, comme ils sont situés dans l'argon liquide, ils ne doivent pas gêner la dérive des électrons, et par conséquent ils doivent avoir une grande transparence dans la direction parallèle au champ électrique. Pour répondre à ces exigences, les espaceurs sont constitués de bandes de papier imprégnées de résine phénolique avec une structure en nid d'abeille reliées entre elles par des fils rigides. Les

espaceurs ainsi produits représentent très peu de matière (32 kg/m^3). En fait, pour pouvoir tenir compte de la variation de l'intervalle électrode-absorbeur, différents types d'espaceurs sont utilisés : trois dans la roue externe nommés C,D et R, et deux dans la roue interne : A et B. La figure 3.3 représente un espaceur de type D.

FIGURE 3.3 – *Espaceur de type D (grande roue et grand rayon).*

3.1.6 Les électrodes

Une électrode est composée de trois couches de cuivre de 35 μm séparées par des couches d'isolant en kapton™ de 50 μm (voir figure 3.4). De la colle polyimide sert à faire le lien entre ces couches. Les couches externes nommées HV1 et HV2 sont destinées à appliquer la haute tension, alors que la couche interne a pour vocation de recueillir le courant (par couplage capacitif comme évoqué plus haut). Sur les couches externes de l'électrode sont imprimées des résistances sérigraphiées. Le but de ces résistances est à la fois d'amener la haute tension dans les différents compartiments (voir plus bas), et de protéger les préamplificateurs (voir section 3.2.2) en cas de claquage accidentel. Le choix des résistances est dicté par deux exigences opposées :

- Le choix d'une grande valeur de résistance permet de mieux protéger la chaîne de lecture contre les dommages qui pourraient avoir lieu lors d'un claquage accidentel.
- Le choix d'une faible valeur de résistance permet de diminuer la chute de tension ($\Delta U = R\Delta I$) due au courant permanent ΔI créé par le bruit d'empilement.

Pour répondre à ces contraintes antagonistes, des simulations ont été effectuées de manière à déterminer la valeur et le nombre de ces résistances [28].

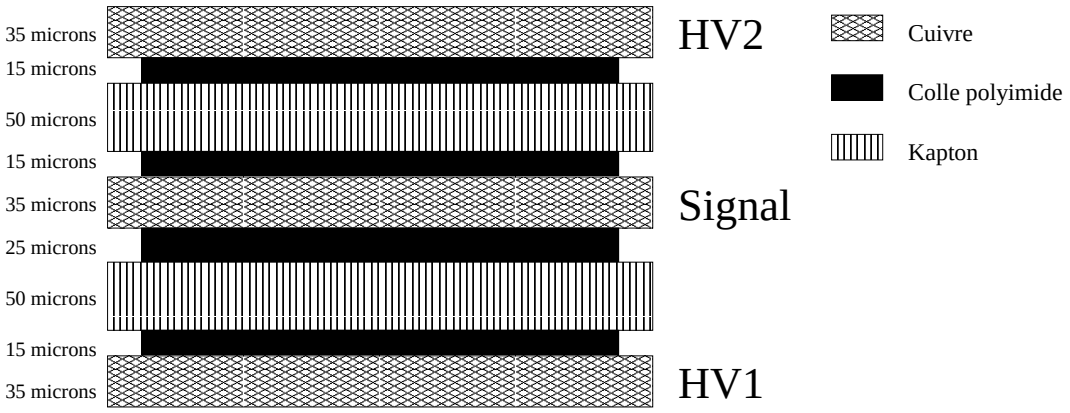

FIGURE 3.4 – *Schéma en coupe d'une électrode.*

Par ailleurs, ces électrodes sont segmentées longitudinalement et transversalement (figure 3.4). La segmentation longitudinale est une segmentation en profondeur en 3 (respectivement 2) compartiments pour la roue externe (resp. interne) nommés S1, S2, S3 (resp. S2, S3) :

- S1 est un compartiment présent sur toute la roue externe (η =[1.375,2.5]). Sa profondeur est d'environ 7 X_0 jusqu'à η =2.3, et 6 X_0 après[2]. Il a une segmentation latérale (suivant η) très fine. Cette segmentation fine, ainsi que la profondeur de ce compartiment ont été choisies pour pouvoir distinguer les photons des pions neutres. En effet, le canal de désintégration privilégié de ces particules est $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (rapport de branchement de 98.8%). Les photons produits par cette désintégration peuvent être très collimés, si bien que pour pouvoir les distinguer d'un photon simple, une segmentation fine est requise (voir tableau 3.2). Par ailleurs, cette segmentation fine permet de reconstruire précisément la position des particules : ceci est important en ce qui concerne les particules neutres, comme les photons qui ne laissent pas de traces dans les détecteurs internes.
- S2 est un compartiment présent sur toute la roue externe (η =[1.375,2.5]) et sur toute la roue interne (η =[2.5,3.2]). Sur la roue externe, la profondeur de S1+S2 est constante, et représente 24 X_0. Dans la roue interne, S2 représente 24 X_0. Ce compartiment est celui où la plus grande partie de l'énergie des gerbes électromagnétiques est déposée.
- S3 est un compartiment présent sur la roue externe, sur l'intervalle en pseudo-rapidité [1.5,2.5], et sur toute la roue interne (η =[2.5,3.2]). Ce compartiment a pour vocation de mesurer l'énergie des particules les plus énergétiques dont la gerbe n'est pas entièrement contenue dans les deux premiers compartiments. Il représente entre 4 et 12 X_0 dans la roue externe et entre 2 et 8 X_0 dans la roue interne.

2. Ce décrochage a été réalisé de manière à ce que les résistances sérigraphiées ne soient pas situées sur le sommet d'une onde, ceci afin que les contraintes mécaniques induites lors du pliage n'endommagent pas ces résistances.

La segmentation transversale est une segmentation en cellules projectives de $\Delta\eta \times \Delta\phi$ donné. La segmentation dans la direction η est directement dessinée sur l'électrode. Pour ce qui est de la direction ϕ, plusieurs électrodes sont connectées entre elles à l'aide de cartes sommatrices (voir section suivante) afin de former des cellules. Le tableau 3.2 résume la granularité du calorimètre électromagnétique dans les différents compartiments.

Calorimètre électromagnétique				
		Compartiment 1	Compartiment 2	Compartiment 3
Tonneau	$\lvert\eta\rvert \leq 1.475$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
Bouchons	$1.375 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.425$	0.050×0.1	0.050×0.025	–
	$1.425 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	–
	$1.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$1.8 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.0 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.4 \leq \lvert\eta\rvert \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.050×0.025
	$2.5 \leq \lvert\eta\rvert \leq 3.2$	–	0.1×0.1	0.1×0.1

TABLEAU 3.2 – *Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.*

La figure 3.5 montre les électrodes de la petite et de la grande roue avant pliage. On distingue nettement les différents compartiments, les changements de granularité, et les résistances sérigraphiées. Le pliage de ces électrodes est ensuite effectué selon la méthode décrite dans [29] pour leur donner leur forme en accordéon.

3.2 L'électronique

L'électronique (voir figure 3.6) peut-être divisée en deux parties : l'électronique à l'intérieur du cryostat, dans l'argon liquide, appelée pour cette raison électronique froide, et l'électronique à l'extérieur du cryostat ou électronique chaude.

3.2.1 L'électronique froide

L'électronique froide, qui est une électronique passive, est constituée de trois types de cartes :

- Les cartes haute tension : ces cartes servent à amener la haute tension aux électrodes. Une carte alimente un secteur de haute tension sur 24 (8) électrodes dans la roue externe (interne).
- Les cartes sommatrices : ces cartes sont destinées à récupérer et à sommer le signal provenant des électrodes, afin de constituer des cellules en ϕ. Pour le premier compartiment de la roue externe, 12 électrodes sont sommées pour faire une cellule, alors que pour le deuxième et le troisième, la sommation porte sur 3 électrodes. Dans la roue interne, les électrodes sont sommées par 4 dans les deux compartiments.

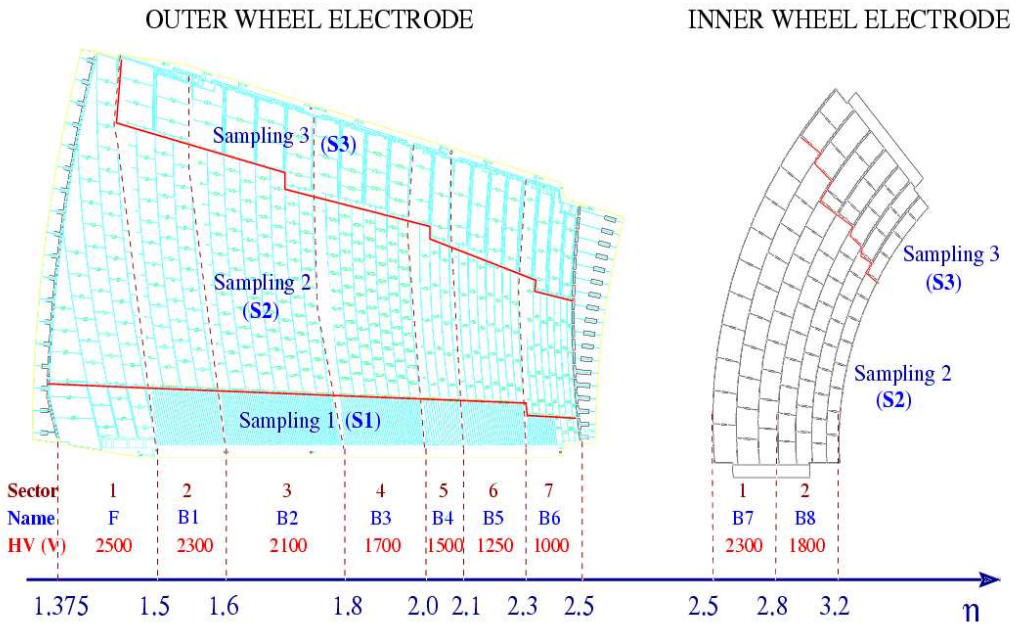

FIGURE 3.5 – *Électrodes de la grande (à gauche) et de la petite roue (à droite).*

– Les cartes mères : ces cartes sont connectées sur les cartes sommatrices et ont plusieurs rôles. D'une part, elles collectent le signal venant du calorimètre, et d'autre part, elles servent à distribuer la calibration.

Cette électronique comprend aussi l'ensemble des câbles amenant le signal et la haute tension des traversées étanches dans le cryostat jusqu'aux différentes cartes.

3.2.2 L'électronique chaude

L'électronique chaude se compose de deux parties : une première partie située sur les châssis frontaux, à la sortie des traversées étanches des cryostats, une seconde partie sur les châssis de lecture à l'extérieur d'ATLAS. Comme indiqué sur la figure 3.6, différentes cartes sont placées dans les châssis frontaux. Ces cartes servent à la fois à la calibration du détecteur (carte de calibration) et à traiter le signal (carte d'électronique frontale ou FEB) avant de l'acheminer sur les châssis de lecture où l'énergie est reconstruite. L'électronique décrite ici est l'électronique d'ATLAS qui diffère quelque peu de l'électronique utilisée pour les tests en faisceau (voir section 4.2.4).

3.2.2.1 La carte d'électronique frontale

Comme décrit dans la première section de ce chapitre, le passage d'une particule dans le calorimètre induit sur l'électrode un courant triangulaire (voir figure 3.7). Ce signal triangulaire passe dans l'électronique froide, est extrait du cryostat et arrive dans

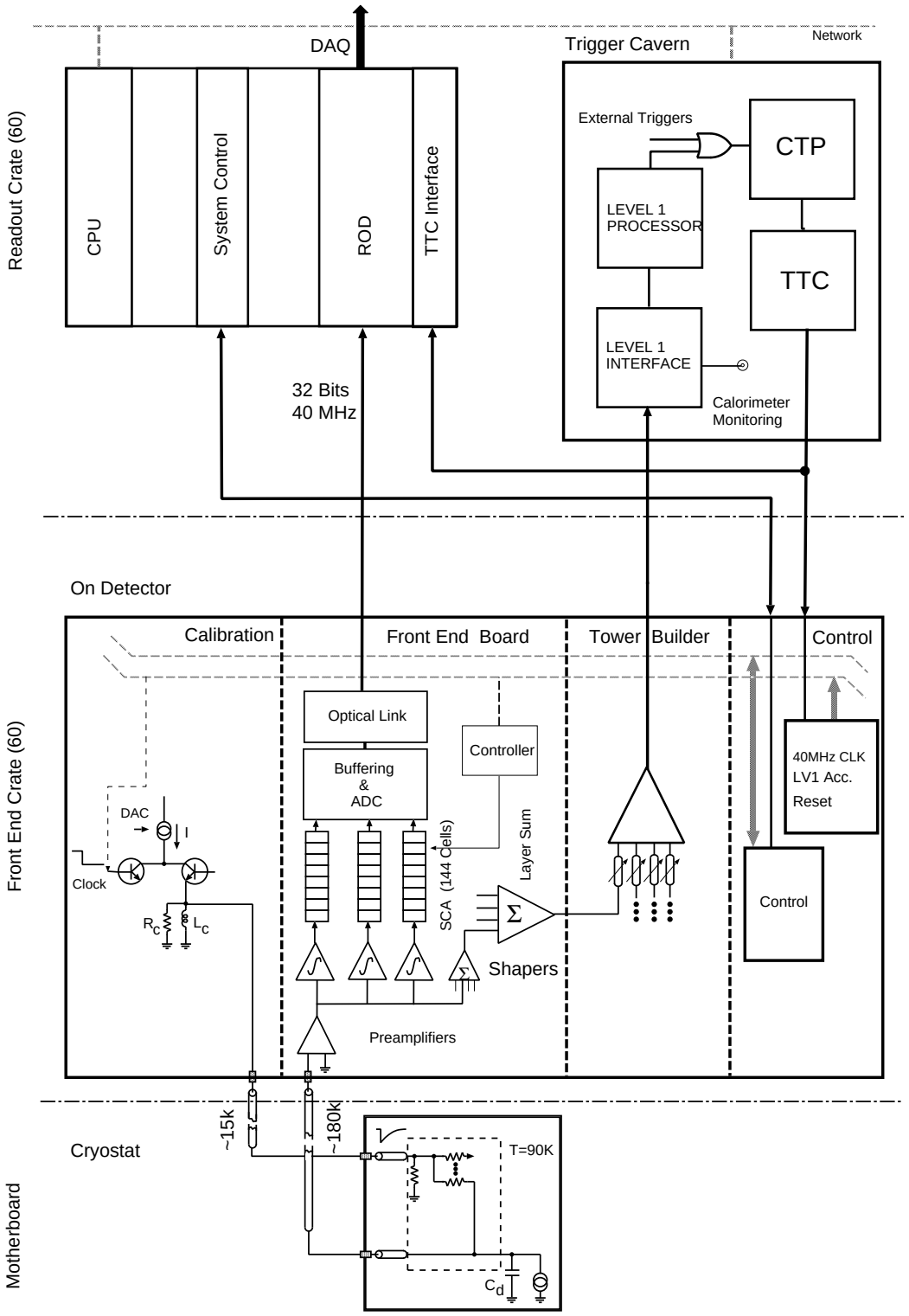

FIGURE 3.6 – *Schéma de l'électronique de lecture des calorimètres électromagnétiques d'ATLAS.*

la carte d'électronique frontale. Cette carte effectue les opérations suivantes :

- Pré-amplification, de manière à diminuer l'influence du bruit électronique dans le reste de la chaîne.
- Mise en forme : du fait du temps très court entre chaque croisement de faisceaux (25 ns) relativement au temps de décroissance du signal triangulaire (environ 450 ns), plusieurs signaux venant de différents croisements de faisceaux peuvent se superposer, créant un bruit d'empilement. Pour remédier à ce problème, le signal doit être mis en forme de manière à diminuer ce bruit. Ceci est fait par le biais d'un filtre bipolaire CR-RC^2 qui transforme le signal en deux lobes d'intégrale d'égale valeur. De ce fait, la valeur moyenne du signal est nulle.

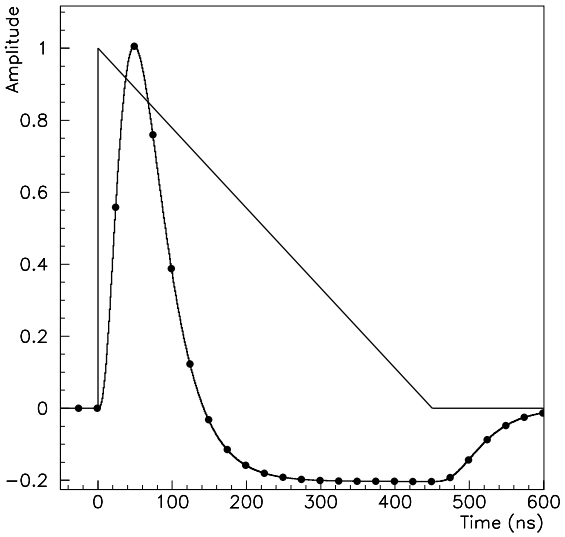

FIGURE 3.7 – *Signal recueilli sur l'électrode (signal triangulaire) et signal après mise en forme et échantillonnage.*

- Amplification (de courant) : le signal est amplifié en trois gains de rapport 1:9.3:93 (bas, moyen et haut). Parallèlement, les signaux provenant de tours $\Delta\eta\times\Delta\phi$=0.1×0.1 sont sommés dans le tower builder et envoyés au système de déclenchement de niveau 1.
- Échantillonnage : le signal est échantillonné à la fréquence de 40 MHz, et les échantillons sont stockés dans un SCA (Switch Capacitor Array) en attente d'une décision du niveau 1 du système de déclenchement.
- Numérisation : si l'évènement est accepté par le système de déclenchement, les échantillons sont numérisés dans un des trois gains, le choix du gain se faisant suivant la valeur de l'échantillon d'amplitude maximum. En fait, seuls 5 échantillons sont numérisés.

3.2.2.2 La carte de calibration

La chaîne d'électronique a une contribution importante dans le terme constant de résolution en énergie. Afin de la réduire, un système de calibration est utilisé (voir figure 3.8). Ce système repose sur l'utilisation de cartes d'électronique [31] qui génèrent un signal aussi proche possible du signal de physique. Le signal ainsi créé est injecté à travers des résistances d'injection précise à 0.1% et va passer à travers la même chaîne de lecture que le signal de physique, ce qui permet d'étudier l'influence de la chaîne de lecture. La carte de calibration doit répondre aux exigences suivantes :

- Générer un signal de calibration aussi proche que possible du signal de physique avec un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde et un temps de décroissance d'environ 450 ns.
- Le signal de calibration doit avoir une gamme dynamique entre 200 nA (amplitude comparable à celle du bruit) et 10 mA (amplitude générée par un dépôt de 3 TeV dans une cellule de S2).
- La non-uniformité de l'amplitude sur l'ensemble des canaux ne doit pas dépasser 0.2%.
- Résister au fort taux de radiation pendant 10 ans, et pouvoir fonctionner dans un champ magnétique d'environ 10 mT.

Afin de satisfaire la première contrainte, le signal généré par la carte de calibration est de la forme :

$$V_C(t) \propto I_c e^{-t/\tau} \tag{3.3}$$

où I_C est le courant produit par un convertisseur numérique-analogique (DAC) de 17 bits. Ce signal est différent de celui de physique qui est triangulaire, mais la génération d'un tel signal triangulaire n'est pas réalisable au niveau de l'électronique. Par ailleurs, le point d'injection de ce signal de calibration (au niveau des cartes mères) n'est pas exactement le même que le point d'injection du signal de physique (au niveau de l'électrode). Grâce à ce système de calibration, on peut générer différentes données :

- Des piédestaux : le but des piédestaux est de mesurer le bruit électronique en l'absence de signal de calibration.
- Des "rampes" : celles-ci constituent la calibration standard. On injecte des tensions DAC croissantes, et on mesure la réponse à la sortie de la chaîne de lecture. On obtient alors une relation entre le nombre de DAC et l'amplitude du signal de sortie (en ADC).
- Des formes de signal de calibration en sortie de la chaîne de lecture : ces formes sont obtenues en fixant le signal d'entrée à une certaine amplitude, et en introduisant un retard de 0 à 24 ns. Pour chaque valeur de retard, on enregistre les 5 échantillons en sortie. On obtient ainsi une forme de signal de calibration en sortie de la chaîne de lecture sur une durée de 125 ns.

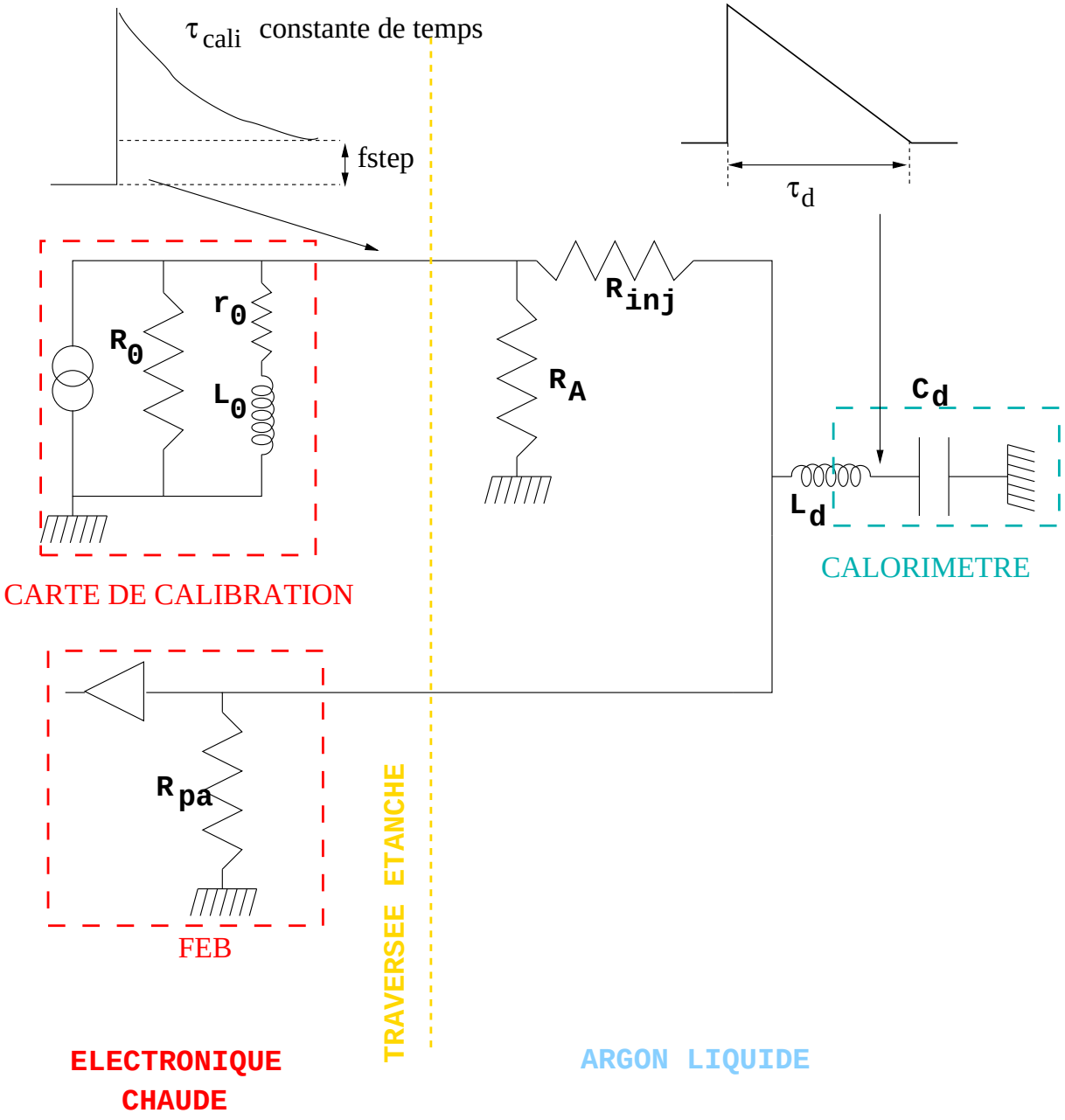

FIGURE 3.8 – *Schéma de la chaîne de calibration et de lecture.*

Pour limiter le nombre de lignes de calibration, les cellules ne sont pas calibrées individuellement mais par groupe. Seules quatre lignes de calibration sont donc utilisées. De façon à pouvoir réaliser des études sur la diaphonie, deux cellules adjacentes se trouvent toujours sur des lignes de calibration différentes.

3.2.3 Le châssis de lecture de sortie

Les cinq échantillons numérisés des signaux de calibration ou de physique sont transférés de la carte d'électronique frontale au châssis de lecture de sortie via une liaison par câbles optiques. Les ROD reconstruisent alors l'amplitude et le temps du signal grâce à un algorithme de filtrage optimal (voir chapitre suivant). Les résultats ainsi obtenus sont envoyés vers le système d'acquisition.

3.3 Construction des modules, de la roue et tests

3.3.1 Assemblage des modules

L'assemblage des modules s'est fait sur deux sites : Madrid et Marseille. Dans chaque site, le montage est effectué dans une salle propre, surpressurisée pour éviter la poussière. Par ailleurs, des déshumidificateurs sont utilisés pour réduire le taux d'hygrométrie. Pour chaque module, la procédure d'empilage suit le cycle suivant :

- Nettoyage du dernier absorbeur monté.
- Test sous haute tension des espaceurs pendant 5 minutes. Ce test a été institué après les premiers modules. Il permet d'écarter certains espaceurs qui auraient pu engendrer des problèmes de haute tension une fois empilés. Les espaceurs tenant la haute tension pendant cette période sont ensuite positionnés sur l'absorbeur.
- Nettoyage de l'électrode, puis installation de cette électrode sur les espaceurs.
- Test sous haute tension des espaceurs, puis mise en place de ces espaceurs sur l'électrode.
- Nettoyage de l'absorbeur, puis intallation de cet absorbeur sur les espaceurs.
- Fixation de l'absorbeur à la structure au moyen de vis et de pions d'indexation.
- Mesure de la flèche, et test électrique. Ces tests sont détaillés dans la section suivante.
- Si aucun court-circuit n'apparaît pendant le test haute tension, on recommence le cycle.

Une fois l'empilement effectué, les cartes sommatrices, puis les cartes mères sont fixées sur les électrodes. Le module est ensuite câblé et déposé sur un support qui permet de le transporter.

Le tableau 3.3 présente la date et le lieu de production des différents modules :

3.3.2 Les tests sur les modules

Différents tests [32] sont effectués sur les modules afin de vérifier leur bon fonctionnement et leur qualité.

Roue C			Roue A		
Module	Lieu	Date	Module	Lieu	Date
ECC0	Marseille	Août 2001	ECA0	Marseille	Juillet 2003
ECC1	Madrid	Juillet 2001	ECA1	Madrid	Mars 2003
ECC2	Madrid	Novembre 2001	ECA2	Madrid	Juin 2003
ECC3	Marseille	Janvier 2003	ECA3	Marseille	Avril 2003
ECC4	Madrid	Juillet 2002	ECA4	Madrid	Septembre 2003
ECC5	Marseille	Avril 2002	ECA5	Marseille	Octobre 2003
ECC6	Marseille	Août 2002	ECA6	Marseille	Mars 2004
ECC7	Madrid	Décembre 2002	ECA7	Madrid	Décembre 2003

TABLEAU 3.3 – *Date et lieu de production des différents modules. La durée d'empilement d'un module est d'environ un mois, suivie d'un mois pour les tests et le câblage.*

3.3.2.1 Tests sur le lieu d'empilement

Tests pendant l'empilement

Comme évoqué plus haut, à chaque fois qu'un nouvel absorbeur est fixé, on effectue deux tests :

- Une mesure de la flèche : les absorbeurs, bien que rigides, peuvent du fait de contraintes mécaniques, ou de la gravité avoir un certain foisonnement (voir figure 3.9). On effectue donc une mesure de cette flèche au sommet de chaque onde à 4 rayons différents pour la grande roue, et à un rayon donné pour la petite roue. Cette mesure a pour but de vérifier que l'intervalle entre l'électrode et l'absorbeur ne varie pas de manière trop importante. Cette variation est un facteur de non uniformité du détecteur.
- Un test haute tension sur les deux dernières électrodes. Ce test haute tension sert à vérifier s'il n'y a pas de courts-circuits entre électrodes et absorbeurs. Pour cela, on envoie sur les électrodes une tension qui augmente linéairement jusqu'à la tension nominale dans l'argon. Durant la phase de montée en tension, le courant mesuré est à peu près constant et correspond au courant de charge de la capacité formée entre les pistes amenant la haute tension (HV1 et HV2) et la piste signal. Une fois la tension nominale atteinte, le courant suit une loi en 1/RC. Le test est validé si aucun court-circuit ne se produit, et lorsque les courants sur les différents secteurs sont passés au dessous de 70 nA (typiquement au bout de 10 à 15 minutes).

En fin de journée, un test haute tension identique à celui décrit précédemment est effectué sur les 9 dernières électrodes[3]. Ce test dure toute la nuit. Par ailleurs, un test basse fréquence (test TBF [32]) est réalisé afin de vérifier si les connecteurs ou les résistances des électrodes ne sont pas endommagés. Ce test consiste à envoyer un signal sinusoïdal de basse fréquence sur les lignes de haute tension et à mesurer le signal induit par couplage capacitif sur la couche signal. En utilisant deux fréquences, on peut obtenir la capacité

3. En fin de semaine, ce test est effectué sur les 24 dernières électrodes.

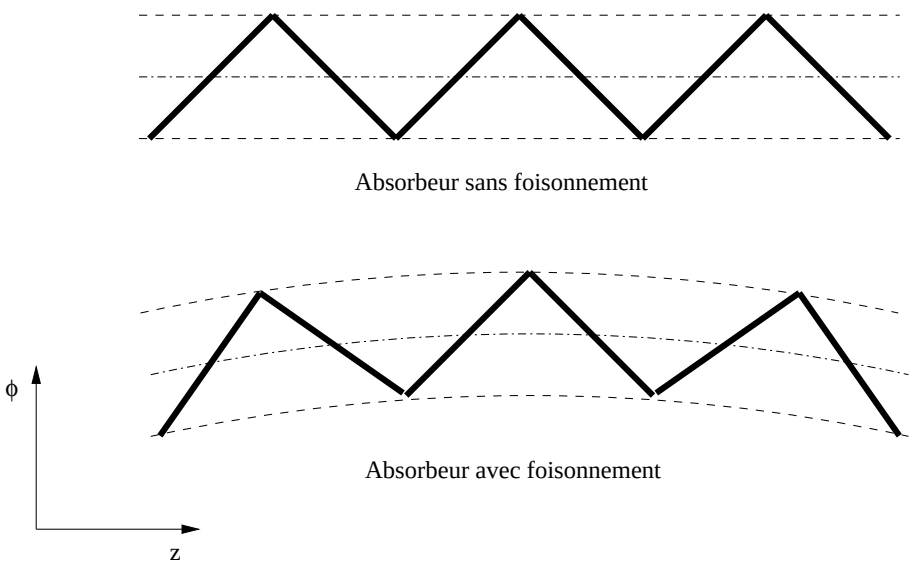

FIGURE 3.9 – *Illustration du foisonnement d'un absorbeur.*

entre la piste signal et les pistes de haute tension. La comparaison de ces valeurs avec des courbes de référence permet de détecter les problèmes (cellules manquantes, résistances endommagées).

Tests à la fin de l'empilement

À la fin de l'empilement, deux types de tests sont effectués : tests haute tension sur tout le module, pour vérifier qu'aucun problème avec la haute tension n'est apparu, et mesure de capacités, soit de l'intervalle électrode-absorbeur (test CAPAGAP), soit des cellules. Cette mesure de capacité permet d'extraire une valeur moyenne de l'intervalle électrode-absorbeur en utilisant la relation (3.4) :

$$< C >= \frac{\epsilon S}{< g >} \tag{3.4}$$

Les valeurs extraites de ces mesures pourront être utilisées pour corriger les non-uniformités de l'intervalle électrode-absorbeur (g), comme expliqué dans la section 4.5.1.2.

Le test CAPAGAP est dédié à mesurer la capacité moyenne de l'intervalle électrode-absorbeur dans une région donnée. La mesure, réalisée au niveau de l'électrode, se fait en utilisant un RLC-mètre à une fréquence de 150 kHz et une amplitude de 2 V. La précision obtenue lors de cette mesure est d'environ 20 pF (Les capacités que l'on cherche à mesurer sont comprises entre 500 et 1000 pF).

La mesure de la capacité des cellules est faite au niveau des cartes sommatrices. Deux types de mesures sont possibles : une mesure à une fréquence fixe (1 MHz), ou une mesure en utilisant un balayage en fréquence. Ces deux types de mesure ont une précision d'environ 10 pF.

Pour des raisons techniques, ces tests n'ont pas pu être effectués sur tous les modules. Les mesures disponibles sur les différents modules sont détaillés dans [33].

3.3.2.2 Tests au CERN

Une fois arrivés au CERN, les modules sont soumis à nouveau à une campagne de tests. Des tests haute tension à chaud et à froid sont pratiqués pour vérifier que le transport, et la mise à froid n'ont pas créé de problèmes électriques supplémentaires. Un test nommé TPA est aussi réalisé. Ce test a pour but de réaliser une calibration simplifiée et permet d'effectuer une cartographie des cellules à problèmes du module. Le principe est simple : un signal de calibration carré est produit par une carte TPA, qui joue le même rôle qu'une carte de calibration. Ce signal est injecté au même point que le signal produit par la carte de calibration. En sortie, on mesure alors l'amplitude maximale (A_{max}) et le temps de montée (t_p). Les cellules problématiques sont identifiées en détectant des valeurs de A_{max} et t_p non attendues.

Les tests détaillés ici ont été réalisés sur chacun des modules. Des tests en faisceau ont par ailleurs été effectués sur trois modules de la roue C. La description et l'étude de ces tests constituent l'objet du chapitre suivant.

3.3.3 Assemblage des roues

Les différents modules, une fois testés, sont assemblés pour former une roue. À cet effet, ils sont déposés sur une table d'assemblage. Le principe d'assemblage est le suivant :

- Remise en forme du module de façon à assurer la fermeture de la roue et à obtenir la précision requise pour la forme de la roue.
- Test haute tension.
- Dépôt du module sur la table.
- Approche du module des modules déjà assemblés, et insertion des électrodes de jonction[4]. Fixation des modules entre eux.
- Test haute tension.

Une fois les huit modules assemblés, la table d'assemblage est placée sur un rotateur puis mise à la verticale afin de permettre l'insertion de la roue dans le cryostat. Après insertion, les câbles de la roue sont connectés aux câbles du cryostat.

3.3.4 Les tests sur les roues

3.3.4.1 Tests à chaud

Des tests TPA sont effectués pour vérifier que les différentes étapes de l'assemblage n'ont pas créé de problèmes spécifiques (câbles sectionnés...). Un test de haute tension a aussi été réalisé à la fin de l'insertion. Ces tests ont été pratiqués sur les deux roues. Des mesures des résistances de calibration (R_{cal}), ainsi que des mesures de continuité ont aussi

4. Ces électrodes sont des électrodes sur lesquelles on a collé les espaceurs pour qu'ils ne glissent pas lors de l'insertion.

été réalisés au niveau des fonds de panier des traversées étanches de manière à vérifier que les connections ont été bien effectuées, et qu'en particulier, il n'y a pas d'inversions. Par ailleurs, suite aux problèmes de non-uniformité dans la direction ϕ mis en évidence durant l'analyse des données des tests en faisceau (voir section 4.5.1.2), des mesures de capacités ont été effectuées sur la roue A au niveau des cartes mères. Ces mesures n'ont pu être réalisées sur la roue C qui n'était plus accessible à l'époque.

3.3.4.2 Tests à froid

À la date d'aujourd'hui (Février 2005) un test à froid est en cours de réalisation sur la roue C des bouchons. Pendant une période d'environ 50 jours, le cryostat et les détecteurs sont refroidis (voir figure 3.10). Afin d'améliorer les transferts thermiques, le cryostat est d'abord rempli d'hélium. Le refroidissement s'effectue en utilisant dans un premier temps de l'azote gazeux, circulant dans des serpentins prévus à cet effet, puis dans un second temps un mélange diphasique d'azote. Le choix de l'azote gazeux lors de la première phase a été fait de manière à éviter d'avoir un refroidissement trop rapide du détecteur qui aurait entrainé un gradient de température important $\Delta T > 40$ K entre différentes régions du bouchon. Ce gradient de température aurait généré des contraintes pouvant aboutir à la rupture de certaines pièces. Une fois le cryostat refroidi à la température

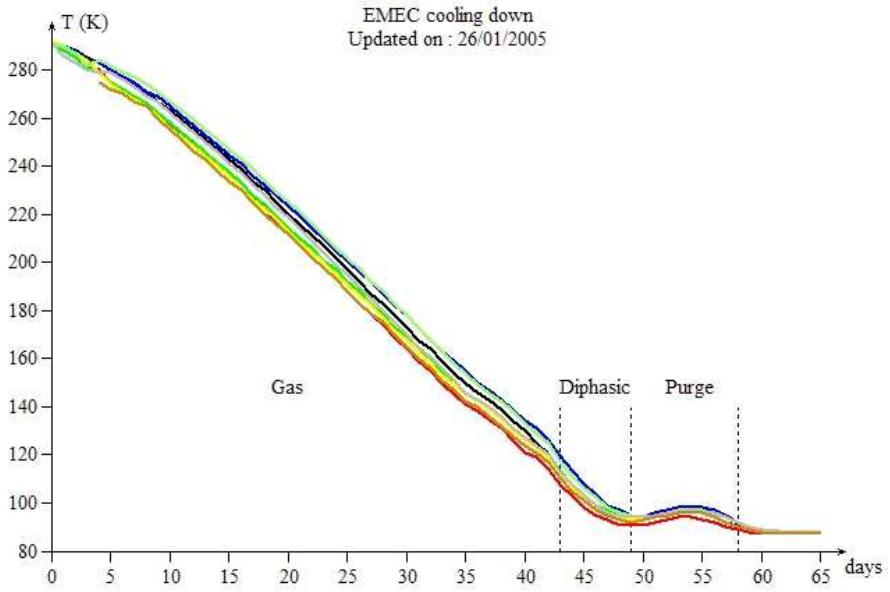

FIGURE 3.10 – *Évolution de la température dans la roue. Les différentes courbes représentent la température mesurée par les différentes sondes présentes sur la roue. Les différentes phases du refroidissement (phase gazeuse puis diphasique sont indiquées).*

de l'argon liquide, celui-ci est purgé de son hélium, et rempli d'argon liquide. Un test de haute tension réalisé pendant le remplissage du cryostat a permis de mettre en évidence

la corrélation entre l'apparition de problèmes de haute tension dans une zone et l'arrivée du niveau d'argon liquide dans cette zone. Ces problèmes, apparaissent essentiellement dans les modules situés dans la partie supérieure de la roue, et aux extrémités (à petit et grand η). Une fois ce test effectué, la tension est augmentée graduellement jusqu'à la tension nominale. La figure 3.11 détaille les différents problèmes de haute tension présents sur la roue C après une semaine de test à la tension nominale.

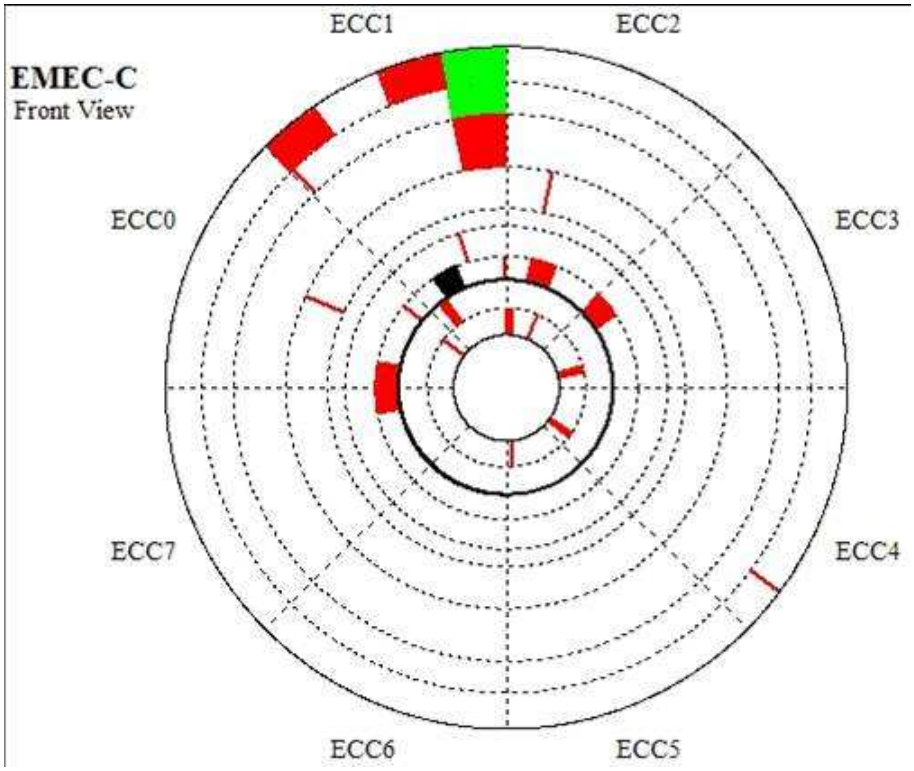

FIGURE 3.11 – *Problèmes de haute tension présents sur la roue C après une semaine de test sous la haute tension nominale. En rouge sont représentés les problèmes sur une face de l'électrode (HV1 ou HV2), et en noir, les problèmes sur les deux faces.*

3.4 Conclusion

La construction des modules des deux roues du calorimètre électromagnétique bouchon a été menée à bien, de même que l'intégration de ces deux roues dans leur cryostat. Les différents tests effectués tout au long de la construction et de l'intégration ont permis de limiter le nombre de problèmes. Pour la roue C, qui a été testée dans l'argon liquide, le nombre de canaux à problèmes est de 1.5‰. En ce qui concerne la haute tension, la majorité des problèmes est située sur les bords (à petit et grand η), dans des zones non dédiée à de la physique de précision. Seul un de ces problèmes de haute tension concerne un secteur tout entier (les deux faces de l'électrode). Pour les autres, seule une face (HV1

ou HV2) ne fonctionne pas, et des procédures de correction existent pour ce genre de problème (voir section 4.4.2).

Chapitre 4

Analyse des tests en faisceau

Sommaire

4.1 Quelques rappels sur les tests du module 0 60
4.2 Description des tests sur les modules de série 60
4.2.1 Les modules de série 60
4.2.2 La ligne faisceau et le système d'acquisition 61
4.2.3 Le cryostat 64
4.2.4 L'électronique 66
4.3 Reconstruction du signal 66
4.3.1 Le filtrage optimal 66
4.3.2 La calibration 69
4.3.3 Formation d'amas 71
4.4 Cadre d'étude d'uniformité 72
4.4.1 Région d'analyse de l'uniformité 72
4.4.2 Traitement des cellules à problèmes 73
4.5 Les différentes corrections 78
4.5.1 Corrections au niveau de la cellule 79
4.5.2 Corrections au niveau de l'amas de cellule 87
4.6 Résultats sur les roues interne et externe 96
4.6.1 Uniformité 96
4.6.2 Résolution en énergie et terme constant global 99
4.7 Étude de l'intervalle entre les deux roues 105
4.8 Comparaisons des données et de la simulation 107
4.8.1 Description de la simulation 110
4.8.2 Comparaison des dépôts d'énergie dans les différents compartiments 112
4.8.3 Comparaison des corrections 113
4.8.4 Résolution en énergie 118
4.9 Conclusions 119

Afin de qualifier les modules de série de la roue du calorimètre électromagnétique, des tests en faisceau ont été effectués sur trois modules de la roue C du calorimètre électromagnétique bouchon. Ces tests consistent à envoyer sur le calorimètre des particules d'énergie connue, et à mesurer la réponse du détecteur. Avant de présenter les analyses réalisées sur ces modules, nous reviendrons brièvement sur les tests conduits sur le module de présérie. Dans une seconde partie sera présentée une description des tests sur les modules de série, puis viendra la description de l'analyse et la présentation des résultats obtenus. Ces résultats sont aussi résumés dans [34]. Dans une dernière partie, certains des résultats obtenus sur les données sont comparés avec les résultats d'une simulation basée sur `GEANT 4`.

4.1 Quelques rappels sur les tests du module 0

Comme décrit dans le chapitre 2, des tests avaient été pratiqués en 1998 sur le module de présérie ou module 0 [35, 36]. Ce module était équipé de la totalité de ces absorbeurs, mais, pour des raisons de manque d'électrodes durant le montage, la grande roue n'était équipée que de la moitié de ses électrodes (la totalité pour la petite roue), et de nombreux problèmes étaient présents (problèmes de haute tension notamment).

Les études effectuées sur la diaphonie (voir annexe A et [39]) ont permis de constater que la diaphonie inductive dans les compartiments S2 et S3 était importante (diaphonie pic à pic de l'ordre de 4% entre deux cellules de S2). Suite à ces constatations, des changements ont été opérés dans le dessin des électrodes, et de l'électronique froide (cartes sommatrices et cartes mères) des modules de production. Grâce à ces améliorations, cette diaphonie est maintenant inférieure à 1%. Par ailleurs, du fait d'une mise à la masse insuffisante sur les cartes sommatrices, les inductances des cellules du compartiment S2 mesurées sur ces cartes étaient très différentes aux extrémités. Une connection de masse a donc été rajoutée sur chaque carte sommatrice et sur chaque électrode afin d'uniformiser ces inductances.

En outre, l'analyse de ces tests a permis de mesurer les termes de bruit et d'échantillonnage de la résolution en énergie et de montrer leur bon accord avec les spécifications [40, 41]. Néanmoins, du fait des problèmes évoqués plus haut, une étude de l'uniformité sur le module tout entier n'a pu être effectuée.

4.2 Description des tests sur les modules de série

4.2.1 Les modules de série

Fort des enseignements obtenus sur le module 0, les différentes modifications sur les électrodes et l'électronique froide ont été effectuées sur les modules de série. Par ailleurs, les procédures de contrôle de qualité sur les modules pendant l'empilement ont été renforcées :

- Les espaceurs qui pour le module 0 avaient une structure souple, ont maintenant une structure rigide qui facilite leur positionnement

– Ces espaceurs sont systématiquement testés à haute tension avant empilement (test à une tension plus élevée que la tension nominale).
– Chaque gap est testé après empilement en utilisant les tensions nominales.

Grâce à ces améliorations, le nombre de problèmes de haute tension sur les modules de série testés en faisceau en 2001-2002 est beaucoup moins important que sur le module 0. Le but principal des tests en faisceau sur les modules de série est donc de regarder leur uniformité, et d'en déduire le terme constant de résolution en énergie. Ils doivent aussi permettre de vérifier que les modules empilés sur les deux lieux d'assemblage ont des performances similaires. En effet, sur les trois modules, deux sont des modules marseillais (ECC0 et ECC5), et l'autre est madrilène (ECC1). ECC0 a été le premier des trois modules testé en faisceau. Le test s'est déroulé durant le mois d'Août 2001, et trois semaines de prise de données ont été effectuées. ECC1 a été testé quelques jours plus tard (Septembre 2001), quant à ECC5, son test s'est déroulé entre Mai et Juin 2002.

Le dernier point important à souligner est que parmi les trois modules testés, ECC0 et ECC1 sont les deux premiers modules empilés. Comme la qualité de l'empilement s'améliore avec le temps et l'expérience, ces deux modules présentent plus de défauts locaux que les modules suivants : On peut par exemple souligner qu'environ un tiers des problèmes haute tension (9 sur 28) présents à chaud sur les deux roues proviennent de ces modules. Cette constatation est encore confirmée lorsque l'on regarde le nombre de problèmes de haute tension à froid (voir figure 3.11).

4.2.2 La ligne faisceau et le système d'acquisition

Les tests en faisceau sur les modules de série du calorimètre électromagnétique bouchon se sont déroulés sur la ligne de faisceau H6 issue du SPS (voir figure 4.1) dans la zone nord du CERN. Les protons accélérés par le SPS jusqu'à une énergie de 450 GeV sont

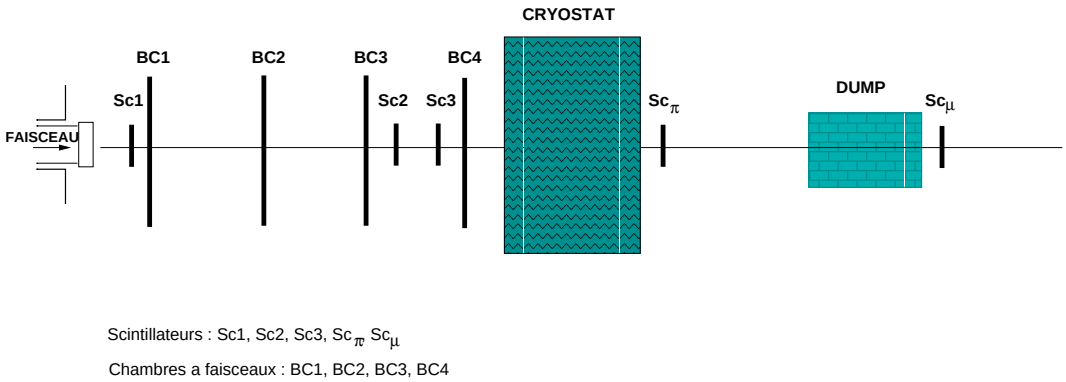

FIGURE 4.1 – *Schéma de la ligne de test en faisceau H6*

envoyés sur une cible nommée T4. L'interaction des protons avec cette cible produit des électrons, positrons, muons et hadrons, qui sont dirigés vers différentes lignes de faisceau (P0,H6,H8). Électrons et hadrons sont séparés en utilisant une série d'aimants de courbure. Pour la ligne de faisceau H6, ceci permet d'obtenir des faisceaux d'électrons dans

une gamme d'impulsion de 10 à 200 GeV/c (les impulsions les plus basses sont obtenues à l'aide d'un faisceau tertiaire). La précision sur la valeur de l'impulsion est donnée par la formule suivante [43] :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \frac{\sqrt{C_3^2 + C_8^2}}{19.4}[\%] \tag{4.1}$$

où C_3 et C_8 représentent l'ouverture totale de deux collimateurs exprimée en mm. Pour les faisceaux d'électrons de 119.1 GeV utilisés dans l'étude d'uniformité, cette ouverture était de 3 et 4 mm, soit une dispersion du faisceau en impulsion de 0.07%.

Tout au long de la ligne de faisceau, sont situés différents instruments servant à contrôler sa qualité et sa composition (voir figure 4.1). Ces intruments sont d'une part des scintillateurs situés en amont (Sc1, Sc2, Sc3) ou en aval (Sc_π et Sc_μ) du cryostat, des chambres à faisceau, et un "dump" en béton. Les chambres sont situées à 17.900, 7.673, 1.352 et 0.256 mètres en amont de l'enceinte du cryostat et sont nommées respectivement BC1, BC2, BC3 et BC4. Le "dump" sert à arrêter les pions, de telle sorte que seuls les muons peuvent arriver jusqu'au scintillateur tout en aval de la ligne. Un évènement est sélectionné lorsque les trois scintillateurs en amont du cryostat donnent un signal en coïncidence. Les faisceaux contiennent aussi des muons et quelques pions résiduels (environ 10%). Les pions sont identifiés grâce au scintillateur situé juste derrière le cryostat, en coupant sur l'amplitude du signal mesurée dans ce scintillateur (figure 4.2).

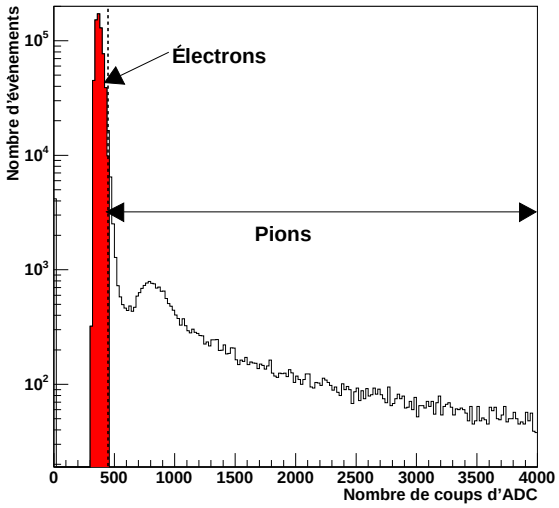

FIGURE 4.2 – *Distribution de l'amplitude du signal mesuré par le scintillateur à pion en valeur d'ADC. En pointillé est représentée la coupure effectuée pour sélectionner les électrons.*

En ce qui concerne les muons, un véto peut être appliqué en demandant une coïncidence entre les cinq scintillateurs. Les évènements où ces cinq scintillateurs sont en

coïncidence sont étiquetés comme muons, et non enregistrés par le système d'acquisition. Cette coupure permet d'éliminer une grande partie des muons. Les muons résiduels sont retirés en appliquant une coupure sur l'énergie : les muons étant des particules près du minimum d'ionisation, ils déposent très peu d'énergie ($\leq$2 GeV dans tout le calorimètre). Il faut aussi souligner qu'un certain nombre (environ 3%) d'évènements aléatoires (évènements sans signal de physique) est enregistré durant chaque run. Ces évènements, comme les piédestaux permettent de mesurer le bruit électronique durant la prise de données.

Enfin, des coupures de qualité sont demandées sur la forme du faisceau. Ces coupures sont faites sur les chambres à faisceaux en amont du calorimètre. Ce sont des chambres multifils à retard [44] composées de deux plans de fils de cathode parallèles entre eux encadrant un plan de fils d'anode (voir figure 4.3), le tout baignant dans un mélange Argon/Dioxyde de carbone (50/50). Le principe de fonctionnement est proche de celui

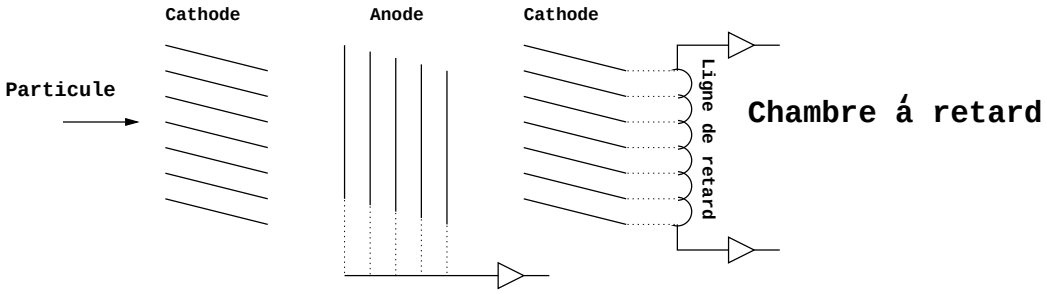

FIGURE 4.3 – *Schéma de fonctionnement d'une chambre multi-fils à retard.*

d'une chambre multifils : une particule entrant dans la chambre ionise le mélange gazeux, les électrons produits vont dériver jusqu'à l'anode la plus proche, et les ions, vers les cathodes sous l'effet de la haute tension entre anodes et cathodes. Ce principe de fonctionnement est celui d'une chambre multifils classique; la différence, ici, vient du fait que l'on introduit un retard sur le signal provenant des fils de cathodes. En utilisant comme référence du temps de passage de la particule, l'information provenant de l'anode, on peut atteindre des résolutions (environ 200 μm) dix fois supérieure à l'espacement des fils (2 mm pour les fils de cathodes).

Les coupures effectuées sur le profil du faisceau sont réalisées en utilisant la chambre la plus proche du cryostat (BC4). L'efficacité de ces chambres, annoncée par le constructeur à 99%, était seulement de 80% pour les modules testés en 2001 (ECC0 et ECC1) et de 70% pour le test de 2002 sur ECC5. La figure 4.4 montre les coupures faites sur les chambres à faisceaux. Comme on peut le voir sur cette figure, le faisceau a une section d'environ 4 cm sur 4 cm, ce qui permet de couvrir entièrement une cellule de S2 dans la roue externe. Dans la roue interne, ces cellules étant plus larges ne peuvent être entièrement recouvertes dans la région proche de la roue externe.

Après les coupures sur les pions et sur les chambres à faisceau, 70% (60%) des évènements de ECC0 et ECC1 (ECC5) survivent.

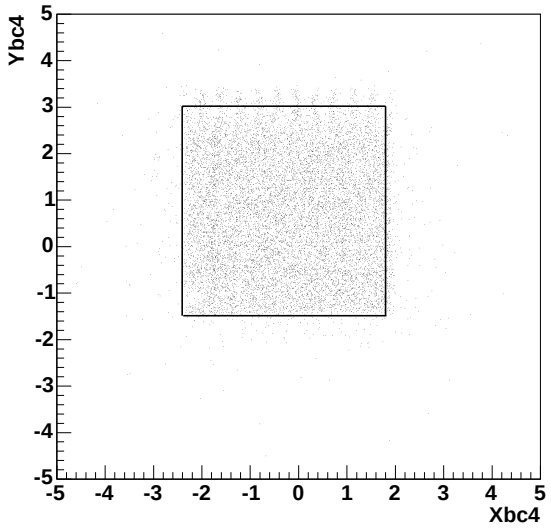

FIGURE 4.4 – *Coupures réalisées sur la chambre à faisceau BC4 pour le module ECC5.*

4.2.3 Le cryostat

Le cryostat utilisé pendant les tests en faisceau 2001-2002 est le même que celui utilisé pour le module 0. C'est le cryostat provenant de l'expérience NA31. Il est composé de deux enceintes : une enceinte chaude et une enceinte froide. L'enceinte froide est l'enceinte contenant l'argon liquide. Elle a pour dimensions 0.75 m dans l'axe du faisceau, 2.80 m dans la direction transversale et 3.70 m en hauteur. L'enceinte chaude est une enceinte isolante (vide) permettant de séparer l'enceinte froide et le mur du cryostat. Des structures en accordéon et des cônes en G10 tronqués sont utilisés entre l'enceinte chaude et l'enceinte froide pour transférer la pression dans l'enceinte froide sur l'enceinte chaude. Trois traversées étanches notées FT0, FT1 et FT2 permettent d'acheminer le signal du détecteur à l'extérieur du cryostat. Sur ces traversées étanches peuvent être branchées les cartes de lectures (FEB) et les cartes de calibration.

La figure 4.5 représente la quantité de matière juste avant la matière active du détecteur. Cette figure comprend donc la contribution du cryostat plus la contribution des structures du module (couronnes, barres transversales des absorbeurs).

Le faisceau étant fixe, on doit faire bouger le cryostat ou le module si l'on veut balayer différentes régions. Pour un balayage selon η, on fait bouger le cryostat en lui faisant faire une rotation autour d'un axe fixe, situé au niveau du point d'interaction, de manière à ce que le faisceau frappe toujours le détecteur projectivement (figure 4.6 gauche). En ce qui concerne le balayage suivant ϕ, le cryostat reste immobile, mais on utilise un système de poulies de manière à faire pivoter le module autour d'un axe simulant le faisceau du LHC à l'intérieur du cryostat (figure 4.6 droite).

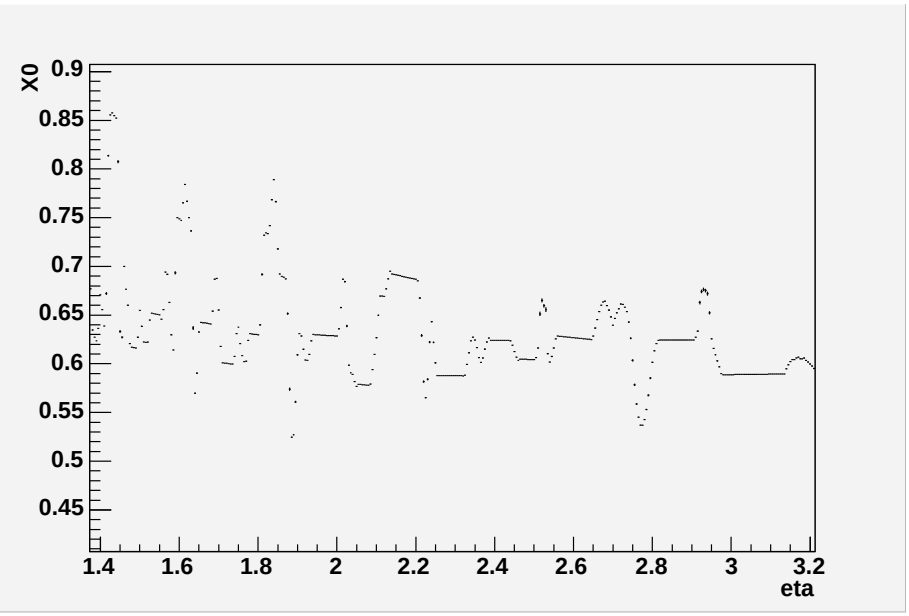

FIGURE 4.5 – *Quantité de matière avant la matière active du détecteur en nombre de X_0 provenant de la simulation en GEANT 4 du détecteur.*

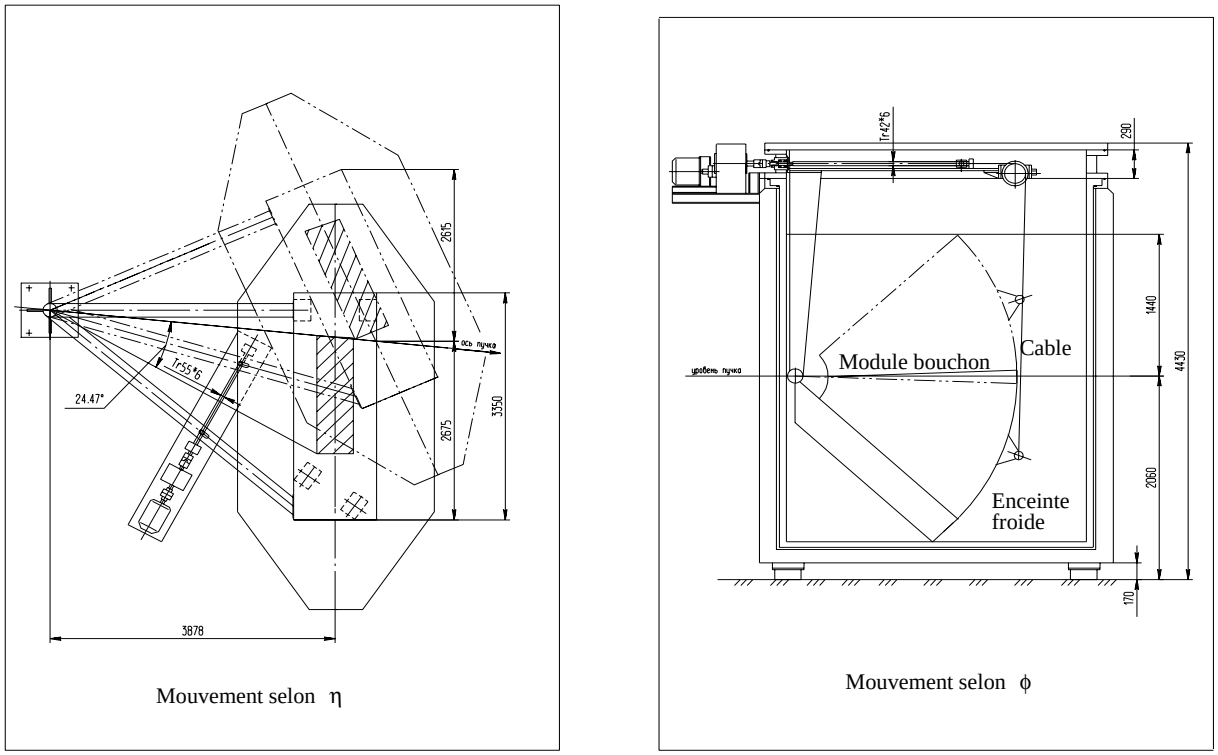

FIGURE 4.6 – *Schéma du système de mouvement d'un module selon η (à gauche) et selon ϕ (à gauche).*

4.2.4 L'électronique

L'électronique utilisée pendant ces tests en faisceau est très semblable à l'électronique qui sera utilisée dans ATLAS. Comme évoqué plus haut, les nouvelles cartes d'électronique froide, modifiées après le module 0, ont été utilisées. En ce qui concerne l'électronique chaude, les cartes de calibration et les FEBs sont celles qui seront utilisées dans ATLAS. La principale différence provient du châssis de lecture de sortie, où les cartes RODs sont remplacées par des mini-RODs, qui transmettent le signal jusqu'au disque où les données sont enregistrées, mais sans traitement : celui-ci est fait lors de l'analyse des données. Une autre différence provient du fait que l'information venant de chaque cellule est enregistrée en deux gains (gain haut et gain médium). Le choix du gain pour reconstruire l'énergie est fait lors de l'analyse. Le gain bas n'est pas utilisé, car dans ce test en faisceau, les énergies déposées dans les cellules sont toujours en dessous du seuil d'utilisation de ce gain (il est utilisé pour des particules d'énergie supérieure à 300 GeV).

4.3 Reconstruction du signal

Comme décrit dans le chapitre précédent, seuls cinq échantillons sont enregistrés pour chaque cellule. Le but de la reconstruction du signal est de reconstruire l'amplitude du signal de physique, et à l'aide du système de calibration d'en déduire l'énergie déposée dans chaque cellule. Une fois cette énergie déduite, on reconstruit l'énergie de la particule en sommant l'énergie des différentes cellules. Dans cette étude, cette reconstruction est effectuée par le biais du programme `EMTB` [45].

4.3.1 Le filtrage optimal

4.3.1.1 Motivations

La méthode utilisée dans ces tests en faiceau pour reconstruire l'amplitude du signal à partir des échantillons consiste à déduire cette amplitude en utilisant le filtrage optimal [46]. Cette méthode, dont les aspects théoriques sont décrits dans l'annexe B, est celle qui sera utilisée dans ATLAS. Dans ATLAS, l'algorithme sera programmé dans les RODs, alors que pour le test en faisceau, comme les RODs ne sont pas utiliśes, la reconstruction est faite "offline". Le filtrage optimal présente deux avantages majeurs :

- Il est moins sensible à la position (temporelle) de l'échantillon le plus haut par rapport à la position du pic que la méthode utilisant une parabole, évoquée plus bas. Cet aspect est très important pour les tests en faisceau, dans la mesure où, contrairement à ATLAS[1], le faisceau est asynchrone.
- La dépendance vis-à-vis du bruit électronique est minimisée.

Cette méthode, contrairement à la méthode plus simple consistant à ajuster une parabole sur les échantillons (qui ne présente pas les deux avantages évoqués plus haut), nécessite

1. Dans ATLAS, comme le faisceau est synchrone, on pourra faire en sorte que le troisième échantillon se trouve dans une fenêtre de $\pm$ 2 ns autour de la position du maximum du signal.

la détermination de jeux de coefficients pour chaque cellule et pour chaque gain. L'annexe B et la section suivante détaillent le calcul de ces coefficients.

4.3.1.2 Calcul des coefficients

La détermination des coefficients de filtrage optimal nécessite d'avoir la matrice d'autocorrélation du bruit et la fonction de la forme du signal (à la fois pour la calibration et la physique). En ce qui concerne la matrice d'autocorrélation, celle-ci s'obtient en utilisant les runs de piédestaux. Pour les formes de signaux, la situation est plus compliquée, et diverses méthodes sont possibles. La méthode utilisée dans le cas du calorimètre bouchon repose sur une méthode semi-prédictive [47] : la forme du signal de physique est déduite de la forme du signal de calibration, en partant du principe que la plus grande partie de la chaîne de lecture est commune à la physique et à la calibration. Les corrections à appliquer concernent le point d'injection et la différence de forme entre signal de calibration et signal de physique. Si l'on se place dans l'espace de Laplace, la relation entre la tranformée de Laplace du signal de calibration g^{cali} et celle du signal de physique g^{phys} est donnée par :

$$\mathscr{L}[g^{phys}](p) = \mathscr{L}[g^{cali}](p) \times H_1(p) \times H_2(p) \tag{4.2}$$

où H_1 est une correction pour tenir compte de la différence entre le signal triangulaire de physique et le signal exponentiel de calibration et H_2 une correction du point d'injection (signal de physique produit à l'intérieur du détecteur et signal de calibration injecté au niveau des cartes mères). H_1 et H_2 sont définis par :

$$H_1(p) = \frac{(1+\tau_{cali}p)(\tau_d - 1 + e^{-\tau_d p})}{\tau_d p(f_{step} + \tau_{cali}p)} \tag{4.3}$$

$$H_2(p) = \frac{1}{1 + L_d C_d p^2} \tag{4.4}$$

Les différents paramètres intervenant dans H_1 et H_2 sont détaillés sur la figure 3.8 du paragraphe 3. On en déduit une forme de signal de physique théorique qui dépend de cinq paramètres : τ_d, τ_{cali}, f_{step}, $L_d C_d$ et $t_{cal} - t_{phys}$ (différence entre les temps de départ des signaux de calibration et de physique). On utilise cette fonction pour ajuster la forme du signal de physique[2], en laissant comme paramètres libres τ_d, L_d et $t_{cal} - t_{phys}$, les autres paramètres étant fixés ($f_{step} = 0.069$, $\tau_{cali} = 365$ ns, et les C_d provenant des mesures de capacité effectuées sur les modules). L'ajustement nous donne alors les valeurs des différents paramètres laissés libres ainsi qu'une prédiction de la forme du signal physique. Afin de ne pas introduire de biais dans la reconstruction du signal, les résidus entre le signal de physique prédit et celui enregistré doivent être le plus faible possible sous le pic. Lorsque l'on compare ces résidus (figure 4.7), on peut constater que l'accord est meilleur que 0.4% sous le pic. Sur toute la durée du signal, l'accord est meilleur que 1%.

2. Comme le faisceau est asynchrone par rapport à l'échantillonneur, on peut produire une forme de signal physique dans une cellule en prenant la moyenne des échantillons dans chaque bin de 1 ns.

De plus, comme on peut le voir sur l'équation 4.2, lorsqu'on va calculer l'amplitude du signal de physique M_{phy}, celle-ci sera différente de l'amplitude du signal de calibration M_{cal} du fait des termes H_1 et H_2. Le rapport M_{phy}/M_{cal} a une dépendance, notamment en fonction du produit $L_d C_d$ qui varie avec η. On s'attend donc à une variation de ce rapport avec η, ce qui est confirmé par la valeur extraite de l'ajustement (voir figure 4.8). On peut voir sur cette figure que ce rapport décroît avec η, et atteint un minimal vers $\eta = 2.2$, ce qui traduit, au premier ordre, la variation de l'inductance avec η. Par ailleurs, on peut souligner que l'accord entre les différents modules est bon.

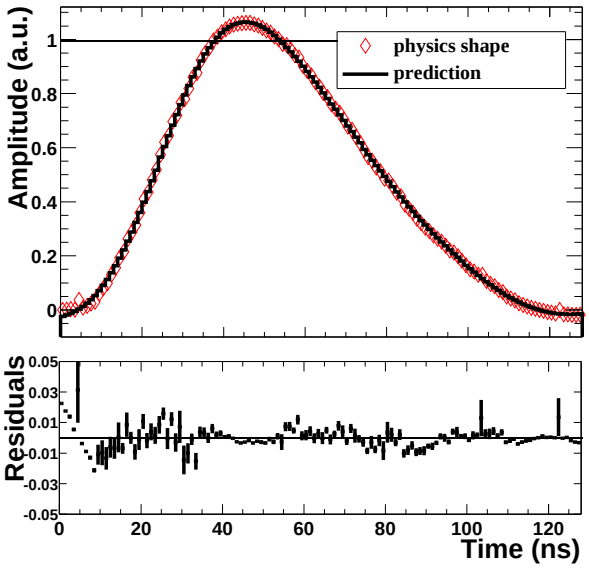

FIGURE 4.7 – *Comparaison entre la forme du signal de physique prédite et celle enregistrée (en haut) et les résidus correspondants (en bas) pour une cellule typique du compartiment S2 ($\eta = 2.1$). Les résidus sont définis comme la différence entre la prédiction et les données divisée par l'amplitude maximale de la forme du signal provenant des données.*

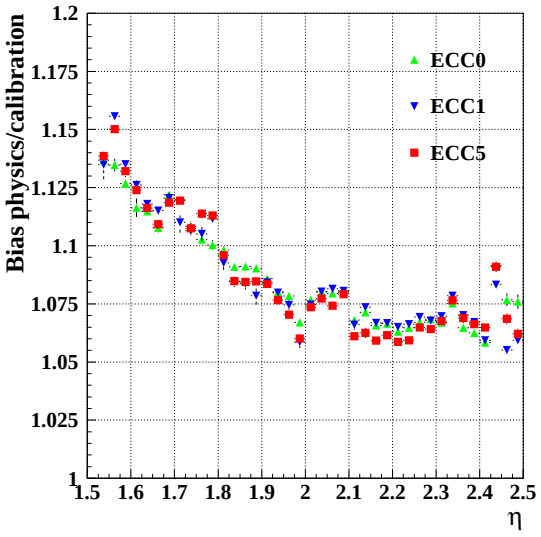

FIGURE 4.8 – *Rapport M_{phy}/M_{cal} entre l'amplitude du signal de calibration par l'amplitude du signal de physique en fonction de η, pour les cellules du compartiment S2 de la roue externe des trois modules testés en faisceau. Les points sont moyennés sur ϕ.*

En utilisant cette forme du signal prédite, et la matrice d'autocorrélation du bruit, on peut déduire les coefficients de filtrage optimal en utilisant les relations (B.23) et (B.24). En fait, comme le faisceau est asynchrone, 25 jeux de coefficients de filtrage optimal doivent être produits, chaque jeu correspondant à une position temporelle donnée du premier échantillon. Grâce à ces coefficients de filtrage optimal, on peut donc reconstruire l'amplitude maximum du signal de physique ADC_{max} en valeur d'ADC.

4.3.2 La calibration

Une fois le ADC_{max} obtenu, le passage à l'énergie en GeV déposée dans la cellule se fait en deux étapes : une conversion d'ADC en μA puis une conversion de μA en GeV, ce qui peut-être résumé par la relation suivante :

$$E[GeV] = \frac{1}{I_0/E}[GeV/\mu A] \times \alpha[\mu A/ADC] \times ADC_{max}[ADC] \tag{4.5}$$

Le premier terme $I_0/E[\mu A/GeV]$ est le terme de conversion entre l'énergie déposée et le courant mesuré. Ce terme peut s'exprimer sous la forme :

$$I_0/E = f_\eta \frac{e}{W\tau_d} \tag{4.6}$$

où W est l'énergie d'ionisation dans l'argon (23.6 eV), e la charge électrique ($1.6 \cdot 10^{-19}$ C), f_η la fraction d'échantillonnage pour les électrons et τ_d le temps de dérive. Dans les bouchons, ces deux derniers termes varient avec η, mais leur rapport est à peu près constant. Le rapport I_0/E pris pour les bouchons est donc de $2.4 \cdot 10^{-6}$ $\mu A/GeV$ pour la roue externe et de $1.9 \cdot 10^{-6}$ $\mu A/GeV$ pour la roue interne.

Le terme α, quant à lui est donné par la relation :

$$\alpha = r \cdot \frac{V_0}{(2^{17}-1)R_{inj}} \tag{4.7}$$

$V_0/(2^{17}-1)$, avec V_0=5 V représente le nombre de volts pour un DAC, R_{inj} est la résistance d'injection (figure 3.8). Le terme r, enfin fait le lien entre le nombre de DAC et la valeur en ADC.

Ce terme r est calculé en utilisant les données de rampes. Ces données permettent de corriger les variations de la chaîne d'électronique. Comme indiqué brièvement dans le chapitre précédent, les rampes consistent à injecter des valeurs de tension DAC croissantes dans chaque canal (de 0 à 5 000 ou 10 000 DAC pour le gain moyen et de 0 à 1 000 DAC pour le gain haut). Pour chaque valeur de DAC, le signal est traité par la chaîne de lecture, et les échantillons sont recueillis à la sortie. On soustrait à ces échantillons le DAC0 (signal non nul lorsque la tension DAC est mise à zéro) et on reconstruit l'amplitude du signal en ADC en utilisant les données de forme du signal calibration [48]. On obtient alors une courbe ADC en fonction de DAC, que l'on peut ajuster par la fonction :

$$\begin{aligned} DAC &= r_1(ADC - piédestal) + r_2(ADC - piédestal)^2 & (4.8)\\ &= r(ADC) & (4.9) \end{aligned}$$

Le choix d'un polynôme du second degré est destiné à tenir compte de la saturation pour des valeurs de DAC trop importantes. On obtient la relation entre la valeur en DAC injectée et la valeur en ADC mesurée en sortie de toute la chaîne de lecture par le biais des coefficients de calibration r_0, r_1 et r_2. Les données de rampes sont prises régulièrement,

et lors de la reconstruction, les rampes les plus proches précédant un run de physique sont utilisées. Quelques cellules (∼5%, principalement dans ECC0) souffrent de problèmes de calibration liés aux cartes mères. Pour ces cellules, la calibration provenant du même η, mais de la ligne en ϕ voisine est utilisée. La liste de ces cellules peut être trouvée dans [49].

Par ailleurs, dans le cas d'ECC5, il est apparu que l'énergie après calibration reconstruite dans la partie inférieure de FT1 ($8 \leq \eta_{cellule} \leq 39$ et $16 \leq \phi_{cellule} \leq 23$) était plus élevée que dans le reste du module (environ 2%), comme le montre la figure 4.9.

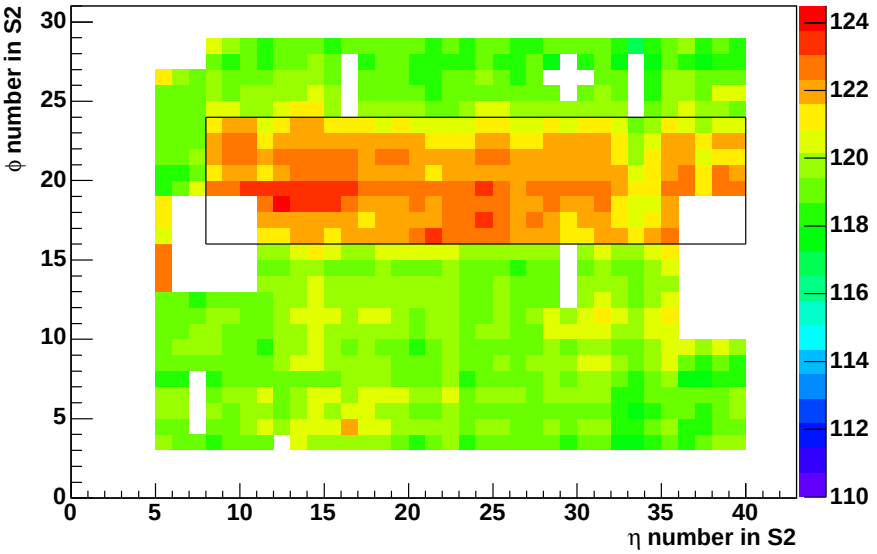

FIGURE 4.9 – *Énergie reconstruite après calibration pour le module ECC5. La partie encadrée correspond à la partie inférieure de FT1. L'échelle de couleur indique la valeur de l'énergie reconstruite exprimée en GeV. Les zones en blanc correspondent à des zones sans données (section 4.4.1), ou à des cellules à problèmes (section 4.4.2).*

Ce problème n'est pas observé lorsque l'on regarde l'énergie brute en ADC (avant calibration). Les études menées sur la diaphonie des modules de série [38] ont montré que, pour ECC5 dans cette région, une diaphonie résistive plus importante (∼3%) que pour ECC0 (∼1%) et ECC1 (∼1.5%) affectait les signaux de calibration. L'évolution de cette diaphonie avec le temps semble pointer des effets de vieillissement du fond de panier où sont branchées les cartes de calibration (Ce fond de panier était déjà utilisé pour le module 0)[3]. Cette diaphonie a donc été corrigée au niveau des données de rampes en soustrayant pour chaque cellule dans cette zone, la contribution des cellules voisines aux formes de calibration [50].

3. Il faut noter que les fonds de panier utilisés pour les tests en faisceau sont très différents de ceux qui seront utilisés dans ATLAS.

4.3.3 Formation d'amas

Une fois l'énergie déposée dans chaque cellule reconstruite et calibrée, on construit des amas de cellules (ou amas) afin de reconstruire l'énergie de la particule. Pour cela, on cherche la cellule avec le plus grand dépôt d'énergie dans le compartiment S2 et on forme un amas centré autour de cette cellule. La taille de cet amas de cellules peut varier. Dans l'étude suivante sur l'uniformité, la taille de l'amas dans S2 exprimée en nombre de cellules sous la forme $\Delta\eta_{cellule} \times \Delta\phi_{cellule}$ est de 5×5 dans la roue externe. Ce nombre de cellules a été choisi de manière à contenir au mieux la gerbe électromagnétique (nécessité d'avoir un grand nombre de cellules), tout en gardant un bruit peu important. Le barycentre du dépôt d'énergie dans ce compartiment est alors calculé, et les cellules correspondantes à cette valeur dans les compartiments S1 et S3 sont sélectionnées pour construire l'amas de cellules dans ces deux compartiments. Le tableau 4.1 résume la taille des amas dans chacun des compartiments. Il faut souligner que ces tailles sont les mêmes que celles qui seront utilisées dans ATLAS.

	Roue externe				Roue interne
Région en η	[1.5, 1.8]	[1.8, 2.0]	[2.0, 2.4]	[2.4, 2.5]	[2.5, 3.2]
S1	$23 \times 1(2)$	$15 \times 1(2)$	$11 \times 1(2)$	$3 \times 1(2)$	—
S2	5×5				3×3
S3	3×5				3×3

TABLEAU 4.1 – *Taille des amas de cellules ($\Delta\eta_{cell} \times \Delta\phi_{cell}$) par compartiments autour de la cellule avec le plus grand dépôt d'énergie.*

Pour S2 et S3, le nombre de cellules prises pour reconstruire l'énergie est toujours le même dans chacune des deux roues. En ce qui concerne S1, la fenêtre prise en η est toujours de la même taille ± 0.03 autour de la cellule centrale, mais, comme la granularité de S1 varie avec η, le nombre de cellules varie. Par ailleurs, dans la direction ϕ, une ou deux cellules sont prises suivant si la gerbe se développe plus ou moins loin du centre de la cellule. Une cellule est prise si une cellule de S1 vérifie l'inégalité suivante :

$$|\phi_{S2}^{centre} - \phi_{S1}| < 0.025 \tag{4.10}$$

et deux dans le cas contraire (ϕ_{S2}^{centre} et la position en ϕ du centre de la cellule de S2 avec le plus grand dépôt d'énergie, et ϕ_{S1} et la position du centre de la cellule de S1 considérée). L'énergie totale est obtenue en sommant l'énergie dans les différents compartiments[4].

Pour les électrons de 119 GeV utilisés dans l'étude d'uniformité, la fraction totale d'énergie contenue dans les fenêtres choisies est supérieure à 95 % à grand η ($\eta = 2.5$), et est encore meilleure à petit η. À cette énergie, les fuites latérales d'énergie sont négligeables, nous y reviendrons dans la section 4.5.2.1.

4. En fait on peut pondérer l'énergie dans les différents compartiments avec des poids pour améliorer la linéarité ou la résolution en énergie, mais ce n'est pas l'objet de cette étude, ici tous les poids sont égaux à 1.

4.4 Cadre d'étude d'uniformité

Nous allons maintenant détailler les régions utilisées dans l'étude sur l'uniformité, ainsi que les différentes corrections appliquées aux cellules à problème.

4.4.1 Région d'analyse de l'uniformité

Comme déjà décrit précédemment, un module de la roue externe (resp. interne) couvre une région en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de [1.375,2.5] $\times$ [0.0,0.8] (resp. [2.5,3.2] $\times$ [0.0,0.8]) avec des cellules dans le compartiment S2 ayant une granularité de 0.025×0.025 (0.1×0.1). Au total, un module de la roue externe est composé de 44×31 cellules dans S2, et un module de la roue interne de 7×8. Ces cellules sont numérotées en $\eta_{cellule}$ de 0 à 43 (44 à 50) et en $\phi_{cellule}$ de 0 à 31 (0 à 7). Pour étudier l'uniformité des modules, des électrons de 119 GeV (119.1 GeV plus précisément) ont été utilisés. Le choix de l'énergie de ces électrons est dicté par le souhait d'être à une énergie suffisamment importante pour que le terme d'échantillonnage ne soit pas trop élevé, de telle sorte à pouvoir extraire le terme constant global. Pour chaque cellule de S2, 10 000 évènements[5] ont été enregistrés, excepté deux petites zones dans ECC0 et ECC5. La première de ces zones dans ECC0 (ECC5) est située à petit $\eta_{cellule}$ [6,10] et couvre l'intervalle en $\phi_{cellule}$ [14,17] ([13,18]). La deuxième zone est à grand $\eta_{cellule}$ [37,41], et couvre l'intervalle en $\phi_{cellule}$ [14,17] ([10,18]). Ce sont des zones, où les trois traversées étanches sont nécessaires pour collecter les données, qui n'ont pas pu être balayées par manque de temps.

En ce qui concerne la roue externe, les régions à bas et haut η définies par $1.375 \leq \eta \leq 1.5$ ($0 \leq \eta_{cellule} \leq 3$) et $2.4 \leq \eta \leq 2.5$ ($40 \leq \eta_{cellule} \leq 43$), ne sont pas des régions dédiées à faire de la mesure de précision dans ATLAS. En effet, la première région est située derrière plus de 10 X_0 de matière (cryostat du tonneau, solénoïde et tonneau). La seconde région est proche de l'interface entre la petite et la grande roue (région du "crack"). Par ailleurs, les deux régions n'ont pas une profondeur constante en X_0, et sont mal équipées (absence de compartiment S1 ou/et S3). Elles ne sont donc pas prises en compte dans notre étude.

Pour ce qui est de ϕ, la première des trois électrodes qui constituent les cellules $\phi_{cellule} = 0$ n'est pas présente dans les tests en faisceau. Cette électrode est l'électrode de jonction insérée entre deux modules lors de l'intégration du bouchon. À l'opposé, les gaps à grand ϕ, notamment les cellules à $\phi_{cellule} = 31$ sont plus larges que les autres[6]. Ces gaps, qui sont les derniers à être empilés, supportent en effet moins de charge que les autres. Ce problème, comme on a pu l'observer grâce aux mesures de capacité, n'est plus présent une fois la roue fermée. Les cellules dont l'amas contient des cellules à $\phi_{cellule} = 0$ ou 31 ne sont donc pas prises en compte dans notre étude.

5. La moitié des runs de ECC5 contiennent 20 000 évènements.
6. Cet effet est clairement vu lorsque l'on regarde les données provenant de CAPAGAP.

Pour résumer, si on exclut les bords en η et ϕ, les régions gardées pour l'étude de l'uniformité sont les suivantes (voir figure 4.10) :

- Dans la roue externe, les régions $1.525 \leq \eta \leq 2.4$ et $0.075 \leq \phi \leq 0.725$, soit en terme de cellules $5 \leq \eta_{cellule} \leq 39$ et $3 \leq \phi_{cellule} \leq 28$. Cette région représente 910 cellules du deuxième compartiment parmi lesquelles 874 sur ECC0, 910 sur ECC1 et 844 sur ECC5 ont été balayées.
- Dans la roue interne, les régions $2.6 \leq \eta \leq 3.1$ et $0.2 \leq \eta \leq 0.7$, soit en terme de cellules $45 \leq \eta_{cellule} \leq 49$ et $2 \leq \phi_{cellule} \leq 6$.

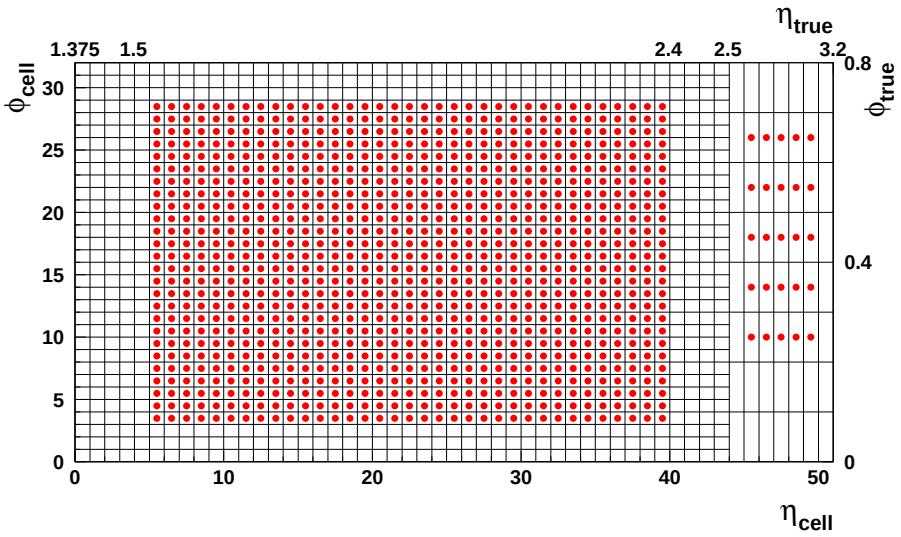

FIGURE 4.10 – *Schéma de la région d'analyse pour la petite et la grande roue d'un module. Les cellules représentées sont les cellules de S2. Chaque point correspond à un run de 10 000 évènements.*

Pour chacune de ces cellules, c'est à dire, pour chaque run, on extrait la valeur moyenne de la distribution d'énergie et la résolution en énergie en effectuant un ajustement gaussien. Afin de réduire la sensibilité aux queues de basses énergies, dues principalement aux effets de matière et à la contamination en pions, l'ajustement démarre à -1.5σ de la valeur moyenne.

4.4.2 Traitement des cellules à problèmes

Pour des raisons variées, un certain nombre de cellules dans la région d'analyse ont un comportement singulier. Parmi ces cellules, on peut distinguer celles liées à un problème ayant eu lieu seulement durant le test en faisceau, et qui ont été retirées de l'analyse, et celles qui seront encore présentes dans ATLAS. Ces dernières sont gardées dans l'analyse et corrigées.

Le premier type de cellules est lié à des problèmes de montage, de prise de données, ou de problèmes sur les modules (électronique froide), qui ont été réparés après le test en faisceau :

- **Cellules mortes** :
  Quelques cellules étaient mortes (pas de signal de physique) du fait du montage ou des modules mêmes (tableau 4.2). Tous les problèmes provenant des modules (qui étaient dus à des problèmes sur les cartes mères) ont été réparés et ne seront plus présents dans ATLAS. Pour l'analyse, lorsqu'une cellule de S2 est morte, la région de 3×3 cellules centrée sur cette cellule a été exclue. Dans le cas d'une cellule de S1, les quatre cellules de S2 derrière la cellule morte ont été exclues. En ce qui concerne les cellules mortes de S3, rien n'a été fait (à 119 GeV l'énergie déposée dans ces cellules est très faible).

Montage	
Compartiment	Cellules
S1	(69,0), (34,1), (169,3), (101,6), (145,7) (seulement ECC0 et ECC1)
S2	(3,30)
ECC0	
Compartiment	Cellules
S2	(39,2), (40,18)
ECC1	
Compartiment	Cellules
S1	(81,1), (97,2), (111,7)
ECC5	
Compartiment	Cellules
S1	(186,6)

TABLEAU 4.2 – *Détail des cellules mortes (pas de signal de physique) dans S1 et S2 venant du montage du test en faisceau ou des modules. Les cellules mortes de S3 ne sont pas détaillées dans ce tableau.*

- **Problèmes de connection** :
  L'alimentation en haute tension de ECC0 et ECC1 était mal câblée pour la roue interne (ceci a été corrigé après le test en faisceau). L'étude de l'uniformité de la roue interne, comme celle de l'interface entre les deux roues, n'a donc pu être réalisée que sur ECC5.
  Par ailleurs, dans la roue externe, 4 (1) connecteurs sur des électrodes de ECC0 (ECC5) n'étaient pas branchés sur leurs cartes sommatrices[7] (voir figure 4.2). Tous ces problèmes correspondent à des cellules de S1 où il est difficile de vérifier visuellement les connections, et ont été détectés grâce aux mesures de capacités. Dans notre

7. Pour ECC0 électrodes #41 sur la carte sommatrice F3_S2, #60 sur F4_S3, #63 sur F5_S4, #89 sur F5_S3, et pour ECC5 électrode #84 sur F2_S2.

étude, les cellules de S2 situées derrière ces cellules à problèmes ont été retirées de l'analyse.

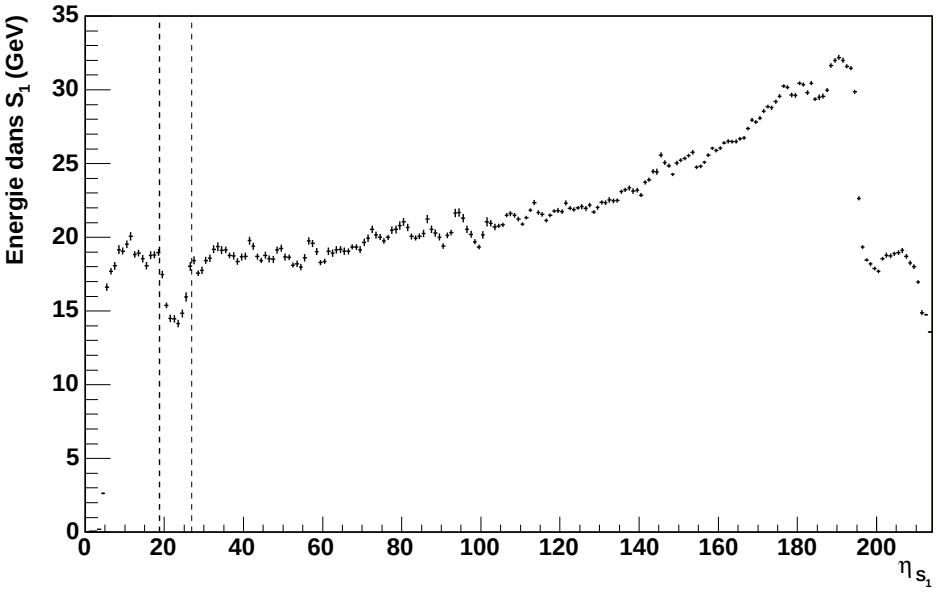

FIGURE 4.11 – *Énergie déposée dans le compartiment S1 en fonction de η pour la ligne $\phi_{cellule} = 28$ de ECC0. Les lignes pointillées indiquent la position de la carte sommatrice mal branchée. Le décrochement de la courbe à $\eta_{S1} = 196$ est dû au changement de profondeur de S1.*

Un autre problème dans ECC0 est dû à une électrode mal connectée sur sa carte haute tension[8]. La région exclue correspond à $23 \leq \eta_{cellule} \leq 28$ et $\phi_{cellule} \geq 27$.

– **Problèmes de lecture et d'acquisition** :
Les cellules de S1 de ECC0 et ECC1 dans la zone $1.6 \leq \eta \leq 1.7$ et $0 \leq \phi \leq 0.4$ ont été lues avec une carte d'électronique frontale très bruyante (FEB avec FebSpac#29) en gain médium, probablement dû à un problème de mauvaise connection à la masse. Ce problème dégrade l'uniformité dans cette région, et plus encore la résolution en énergie. Les cellules correspondantes ont donc été exclues.
Un autre problème relié aux FEB est la présence d'une cellule dans ECC0 (cellule (30,24)) et une autre dans ECC5 (cellule (29,26)) qui sont mortes en gain médium. Ces cellules sont retirées de l'analyse. Enfin, pour des raisons similaires, deux cellules de ECC0 (cellules (21,12) et (19,24))et une de ECC1 (cellule 19,24)) étaient mortes en gain haut, mais fonctionnaient correctement en gain médium. Les 3×3 cellules centrées sur ces cellules ont donc été analysées en gain médium.

8. Électrode #85 sur le secteur de haute tension B4_V2_4.

Enfin, quelques runs mal pris durant les tests (~ 10) ont été écartés de l'analyse.

Le second type de cellules avec des comportements singuliers est lié à des problèmes qui seront encore présents dans ATLAS. Ces cellules sont donc corrigées et gardées dans l'analyse :

- **Problèmes de haute-tension** :
  Trois secteurs de haute tension sont alimentés seulement sur une face à cause de problèmes de hautes tensions à froid[9]. Pour ECC1, la région correspondante est $0 \leq \eta_{cellule} \leq 3$ et $0 \leq \phi_{cellule} \leq 15$, alors que pour ECC5, il s'agit de $36 \leq \eta_{cellule} \leq 43$ et $0 \leq \phi_{cellule} \leq 7$. La correction appliquée consiste seulement à multiplier l'énergie des cellules concernées par 2. La dégradation de la résolution en énergie dans ces zones est d'environ 20% et même de 40% dans les zones en ϕ à la transition avec un bon secteur. En ce qui concerne l'impact sur l'uniformité, la dégradation est négligeable. Cette correction très simple peut être raffinée aux transitions avec les bonnes zones [51].
  Deux faces d'électrodes de ECC1, pourvues en haute tension par une ligne isolée, ne tenaient pas la haute-tension[10], induisant une perte d'énergie dépendante de la position du point d'impact en ϕ par rapport à l'électrode fautive (voir figure 4.12).

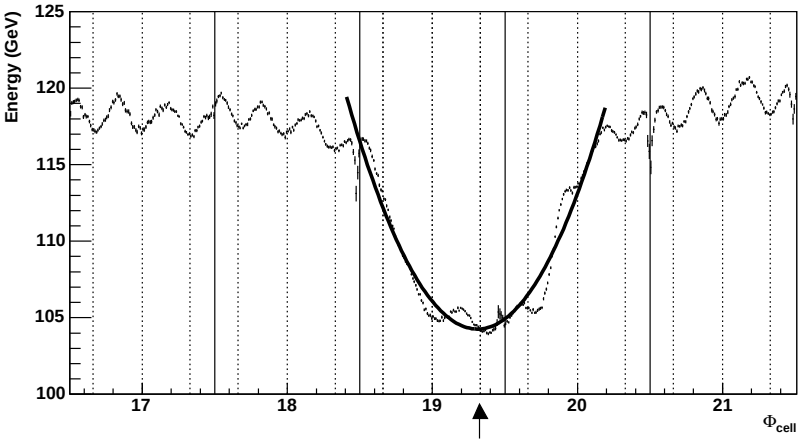

FIGURE 4.12 – *Énergie enregistrée dans l'amas autour de l'électrode de ECC1 alimentée seulement sur une face dans le secteur de haute tension* $2.1 < \eta < 2.3$, *en fonction de* ϕ *en numéro de cellule. Les lignes verticales continues représentent les bords des cellules, et les lignes en pointillé la position des électrodes. L'électrode fautive est indiquée par une flêche. Le résultat d'un ajustement parabolique, utilisé pour la correction est indiqué. Les modulations en* ϕ *(section 4.5.2.2)ne sont pas corrigées.*

La dépendance de l'énergie dans l'amas avec ϕ a été paramétrée avec une parabole, qui est utilisée pour corriger cet effet. La résolution en énergie des cellules affectées

9. Pour ECC5 secteur B_6_V1_1 et pour ECC1 secteur F_V2_1 et F_V2_2.

10. Électrode #59 sur le secteur de haute tension B5_V2_3 et électrode #07 sur les secteurs F_V2_1 et F_V2_2.

est dégradée d'environ 50%, et l'uniformité dans le secteur de haute tension correspondant ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$) est dégradée d'environ 20%. La correction peut être raffinée en appliquant des poids au niveau de la cellule, au lieu de l'appliquer au niveau de l'amas de cellules.

– **Forme de signal étrange** :
Une cellule de ECC0 ($\eta_{cellule} = 36$, $\phi_{cellule} = 5$) a une forme de signal étrange (temps de montée long, amplitude faible, voir figure 4.13 gauche) Ce problème est

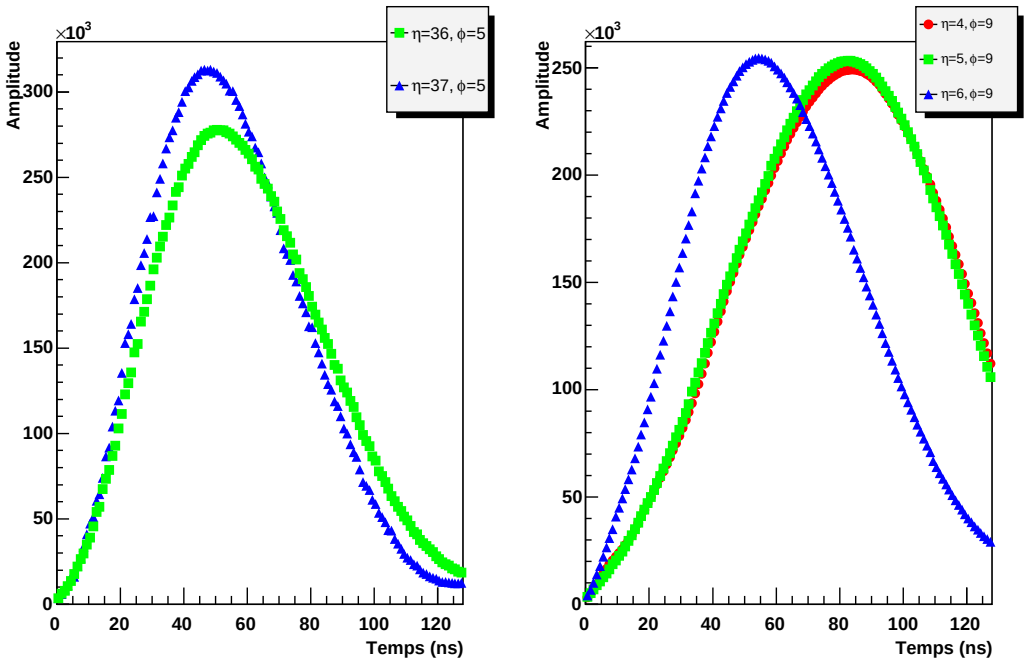

FIGURE 4.13 – *Deux types de cellules avec une forme de signal étrange. À gauche, comparaison entre une cellule normale (triangles bleus) et une cellule avec une forme étrange (temps de montée long, amplitude faible) reliée à une grande capacité de l'électrode. À droite, comparaison entre une cellule normale (triangles bleus) et deux cellules avec une forme étrange (temps de montée long, amplitude élevée). Ces différentes cellules sont situées sur ECC0.*

toujours présent dans la roue d'ATLAS (le problème est vu lors du test TPA) et est lié à une grande capacité sur l'électrode. Aucun traitement spécifique n'a été appliqué sur cette cellule : ces signaux de physique et de calibration ont été utilisés pour déterminer les coefficients de filtrage optimal, et les gains de calibration. En procédant de cette façon, l'énergie reconstruite (118.8 GeV) et la résolution en énergie sont comparables aux cellules normales.
De même, aucun traitement spécial n'a été appliqué aux trois cellules de ECC0[11]

11. Seule la cellule (5,9) appartient à la région d'analyse.

(4,8), (4,9) et (5,9) avec une forme du signal étrange (temps de montée long, et amplitude élevée, figure 4.13 droite). Cette forme étrange est reliée à une connection de masse cassée au niveau des connecteurs low profile connectés aux cartes mères. Ce problème de masse a été réparé sur ce module, ainsi que sur tous les autres modules de production. Néanmoins, comme ce genre de problème peut apparaître à froid dans ATLAS[12], ces cellules ont été gardées dans l'analyse. Comme les trois cellules affectées sont des cellules adjacentes, l'énergie reconstruite est détériorée (122.6 GeV, voir figure 4.30). En ce qui concerne la résolution en énergie, elle est comparable à celle des cellules normales.

En résumé, seules les cellules liées à un problème spécifique au test en faisceau (problème de montage, ou problème sur les modules corrigés après le test) ont été exclues de l'analyse. Tous les problèmes pouvant être présents lorsque ATLAS prendra des données (problèmes de haute-tension, problèmes de cellules avec des formes de signaux étranges) ont été gardés. Le nombre de cellules correspondantes gardées dans la région d'analyse est indiqué dans le tableau 4.3.

	Roue externe			Roue interne
Nombre de cellules	ECC0	ECC1	ECC5	ECC5
scannées	874	910	844	25
gardées	799 (91%)	840 (92%)	816 (97%)	25 (100%)

TABLEAU 4.3 – *Nombre de cellules scannées et gardées pour l'étude d'uniformité. Les cellules exclues sont spécifiques au test en faisceau.*

On peut remarquer que dans chaque module, plus de 90% des cellules scannées sont gardées pour l'analyse.

4.5 Les différentes corrections

La géométrie du bouchon du calorimètre conduit à plusieurs effets qui dégradent l'uniformité et la résolution en énergie. Ces effets doivent bien sur être corrigés de manière à obtenir une non-uniformité et un terme constant les plus faibles possibles. Les corrections peuvent être appliquées à deux niveaux : soit au niveau de la cellule, soit au niveau de l'amas.

12. Lors du test froid de la roue C, 11 nouveaux problèmes de ce type sont apparus.

4.5.1 Corrections au niveau de la cellule

4.5.1.1 Corrections des effets de gap variable suivant η (corrections des hautes tensions)

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, l'amplitude du signal électrique généré par une particule chargée traversant le calorimètre est de la forme :

$$I_{max} \propto \frac{f_{samp}}{g^{1+b}} U^b \tag{4.11}$$

où f_{samp} et la fraction d'échantillonnage, g le gap, U la haute tension entre les absorbeurs et les électrodes, et b un exposant égal à 0.3. Si l'on souhaite avoir une réponse constante avec η, on devra donc imposer une haute tension variant continûment avec η pour compenser la variation du gap et de la fraction d'échantillonnage avec η (voir figure 4.14).

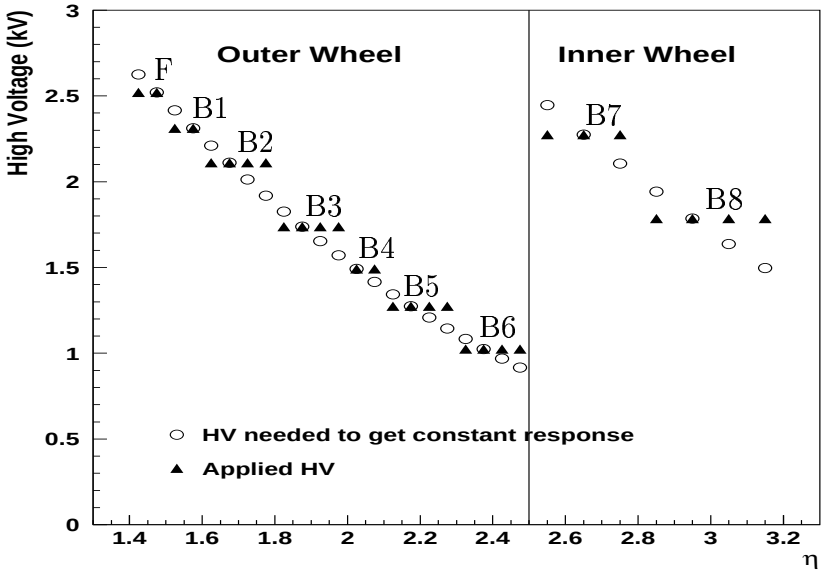

FIGURE 4.14 – *Variation de la haute tension suivant η nécessaire afin de rendre une réponse uniforme du calorimètre (cercles vides). Le champ électrique correspondant est de ∼10 kV/cm. Les réglages de haute tension par palier choisis sont indiqués avec des triangles pleins et les secteurs correspondant à une haute tension donnée sont nommés F et B1 à B8.*

Or, cette solution était techniquement compliquée à mettre en oeuvre, et il a été choisi de découper le détecteur en différents secteurs de haute tension, où cette haute tension est constante. Le tableau 4.4 résume les valeurs des hautes tensions dans chacun des secteurs. Ces différentes valeurs de haute tension ont été déterminées par une simulation Monte-Carlo [53] basée sur `GEANT 3` de manière à ce que le signal soit en moyenne égal entre chaque secteur de haute tension.

Du fait de cette haute tension par paliers et de la décroissance continue du gap avec η, le signal augmente linéairement (au premier ordre) avec η dans chaque secteur de haute

Roue externe			Roue interne		
Secteur HT	Région en η	Valeur de HT	Secteur HT	Région en η	Valeur de HT
F	[1.375,1.5]	2500 V	B5	[2.5,2.8]	2300 V
B1	[1.5,1.6]	2300 V	B5	[2.8,3.2]	1800 V
B2	[1.6,1.8]	2100 V			
B3	[1.8,2.0]	1700 V			
B4	[2.0,2.1]	1500 V			
B5	[2.1,2.3]	1250 V			
B6	[2.3,2.5]	1000 V			

TABLEAU 4.4 – *Valeur des hautes tensions dans chacun des secteurs de la roue externe et interne.*

tension. Ceci est illustré sur la figure 4.15 où les 7 (2) secteurs de haute tension de la roue externe (interne) sont indiqués.

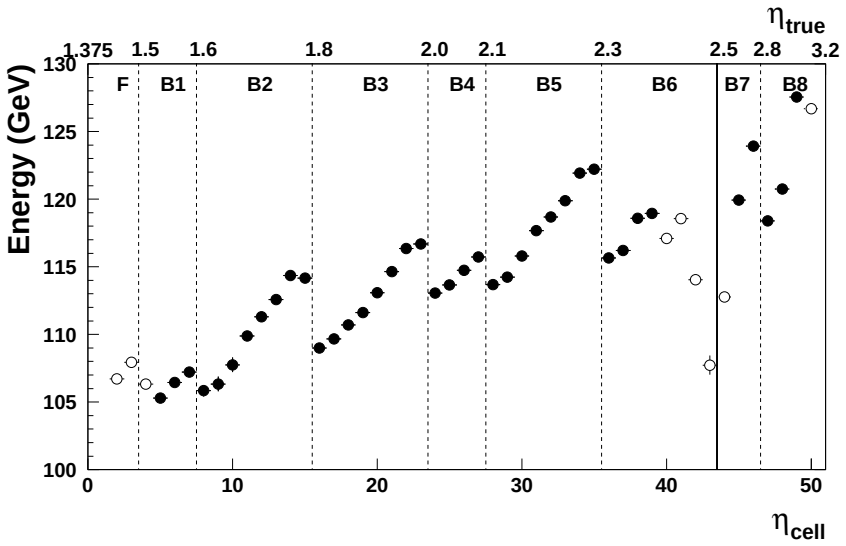

FIGURE 4.15 – *Énergie moyennée sur ϕ pour un module en fonction de η avant correction de l'effet des hautes tensions. Les traits verticaux hachurés séparent les différents secteurs hautes tensions, et le trait plein à $\eta = 2.5$ sépare la roue externe de la roue interne. Les points pleins (vides) correspondent aux points dans (hors de) la région d'analyse.*

À l'intérieur des secteurs de haute tension, la dépendance de l'énergie avec η s'écarte de la linéarité aux bords des secteurs à cause des effets de formation d'amas. De même, l'espace entre les deux roues ("crack"), où la reconstruction de l'énergie est mauvaise, distord complètement le comportement linéaire attendu dans les secteurs B6 et B7 comme on peut le voir sur la figure 4.15. À ce niveau, c'est à dire avant toute correction, la non-uniformité (caractérisée par le RMS de la distribution des énergies moyennes pour chaque

cellule) sur la région d'analyse est d'environ 4%.

Cet effet dû aux hautes tensions est corrigé en appliquant au niveau de chaque cellule un poids dépendant de sa position (prise en son centre) et du secteur de haute tension (l). Ces poids sont donnés par :

$$E^{cellule}_{HV-corr} = E^{cellule} \cdot \frac{\beta^l}{1 + \alpha^l(\eta - \eta^l_{centre})} \tag{4.12}$$

où η^l_{centre} est le η du centre du secteur l. Les coefficients α^l et β^l sont les coefficients des corrections hautes tensions du secteur l. β^l est un coefficient de normalisation à l'énergie du faisceau, proche de 1, puisque les hautes tensions ont été choisies de telle sorte. Pour ce qui est de α, un rapide calcul nous permet d'estimer sa valeur. En effet, la réponse E du calorimètre peut s'écrire sous la forme :

$$E \propto \frac{f_{samp}}{g^{b+1}} U^b \tag{4.13}$$

D'où, puisque dans chaque secteur de haute tension, la haute tension est constante ($\Delta U = 0$) :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} - (b+1)\frac{\Delta g}{g} \tag{4.14}$$

Exprimons maintenant la variation relative du gap g en fonction de η. D'après la

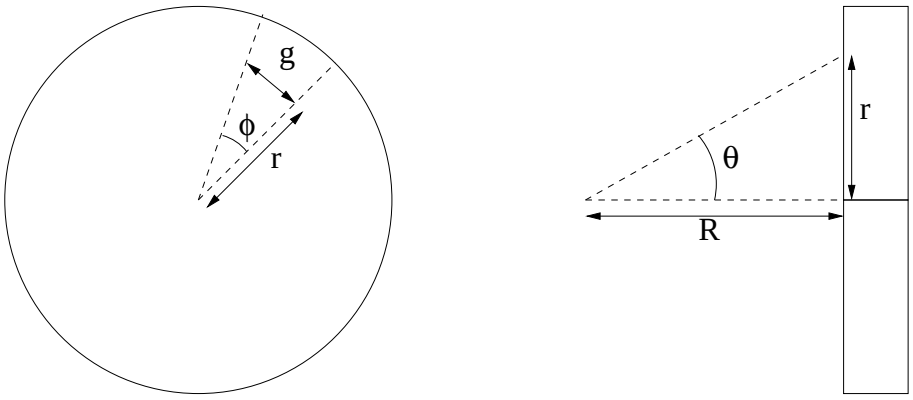

FIGURE 4.16 – *Description des différents paramètres utilisés pour le calcul du paramètre α.*

figure 4.16, on a:

$$g \sim r\phi \tag{4.15}$$

$$r \sim R\theta \tag{4.16}$$

On en déduit donc :

$$\frac{\Delta g}{g} \sim \frac{\Delta r}{r} \tag{4.17}$$

$$\frac{\Delta r}{r} \sim \frac{\Delta \theta}{\theta} \tag{4.18}$$

Comme par ailleurs :

$$\eta = -\ln|\tan(\theta/2)| \sim -\ln|\theta/2| \tag{4.19}$$

En utilisant (4.17) et (4.18), on obtient alors :

$$\Delta\eta \sim -\frac{\Delta\theta}{\theta} \sim -\frac{\Delta r}{r} \sim -\frac{\Delta g}{g} \tag{4.20}$$

De plus, un calcul simple [26] montre que :

$$\frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} \sim (1 - f_{samp})\frac{\Delta g}{g} \tag{4.21}$$

Partant de l'équation (4.14), et en injectant (4.20) et (4.21), on obtient la variation de l'énergie dans chaque secteur de haute tension, qui peut s'écrire au premier ordre :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta f_{samp}}{f_{samp}} - (b+1)\frac{\Delta g}{g} \sim (b + f_{samp})\Delta\eta \tag{4.22}$$

En comparant avec l'expression (4.12), on en déduit au premier ordre $\alpha \sim b + f_{samp}$. Comme évoqué précédemment, $b \sim 0.3$. Par ailleurs, la fraction d'échantillonnage f_{samp} varie entre 0.1 et 0.2 [53]. On s'attend donc à une variation de α dans l'intervalle [0.4,0.5].

Pour déterminer les paramètres α et β à partir des données, on utilise l'énergie moyenne en fonction de η représenté sur la figure 4.15 en ajustant dans chaque secteur la fonction suivante :

$$119.1 \cdot \frac{1 + \alpha^1(\eta - \eta^l_{centre})}{\beta^l} \tag{4.23}$$

En fait, à cause des effets d'amas au bord des secteurs, ces paramètres ne peuvent être déterminés en une fois. On utilise donc une méthode itérative qui consiste à faire une première correction avec les paramètres ainsi déterminés et à les affiner en réajustant sur l'énergie corrigée. En deux itérations le processus converge, et l'on obtient les paramètres pour les huit secteurs[13]. On a vérifié par ailleurs que les valeurs des paramètres obtenus en ajustant l'énergie moyennée sur ϕ et celles obtenues en ajustant sur chaque ligne en ϕ étaient identiques.

13. Le premier secteur de la roue externe (secteur F couvrant l'intervalle en η [1.375,1.5]) n'a pas été scanné en entier (au plus seules les cellules 2 et 3 sont disponibles). On n'a donc pas pu déterminer les corrections dans ce secteur.

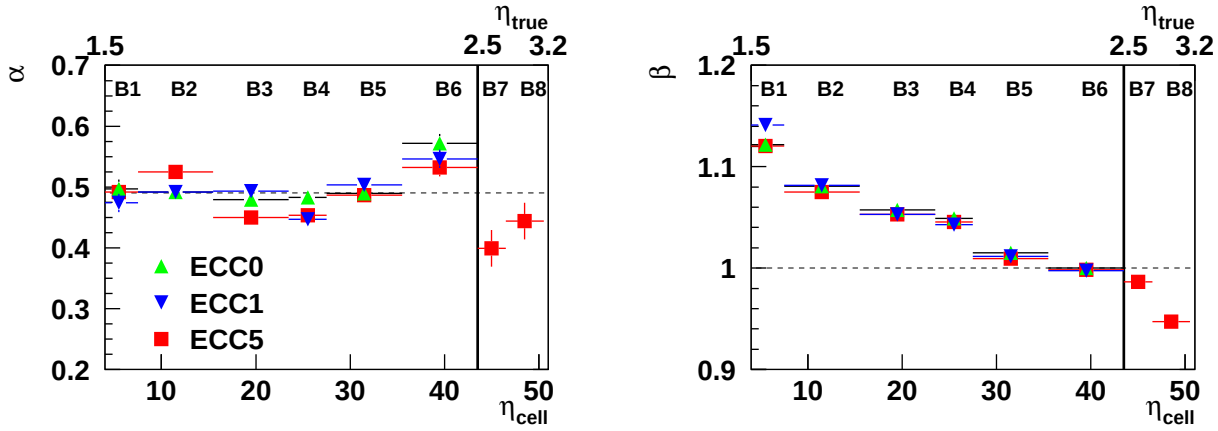

FIGURE 4.17 – *Paramètres des corrections de haute tension : α à gauche et β à droite pour les huit secteurs scannés (six pour la roue externe, deux pour la roue interne) des trois modules. Les résultats ont été moyennés sur ϕ. La ligne verticale à $\eta = 2.5$ représente la séparation entre la roue interne et la roue externe.*

En ce qui concerne la roue interne, les coefficients déterminés sont quelque peu biaisés du fait de deux problèmes :

- Les secteurs de haute tension de la roue interne sont au nombre de deux, et chacun n'est constitué que de trois cellules. Le premier secteur est affecté par le crack (région entre la roue externe et la roue interne) à $\eta = 2.5$ et le second par le bout de la roue à $\eta = 3.2$. L'énergie dans la première et la dernière cellule de la roue interne n'est donc pas reconstruite correctement.
- Deux points de chaque secteur ($\eta = 46$ pour B7 et $\eta = 48$ pour B8) sont affectés par des problèmes de matière devant le détecteur (voir figure 4.5). Cette matière provient des cônes en G10 utilisés pour renforcer le mur froid du cryostat. L'énergie dans ces cellules est donc sous-estimée.

Pour ce qui est de la roue externe, l'accord entre les différents modules est bon :

- α dépend très faiblement de η. Sa distribution sur toutes les lignes en ϕ est représentée sur la figure 4.18. Sa moyenne est de 0.49, avec une dispersion aux alentours de 10%. Cette valeur de α est en accord avec le calcul très simple effectué précédemment.
- De même pour β, l'accord entre les modules est bon[14]. β est proche de 1, et devrait même être égal à 1 d'après la simulation d'où ont été extraites les valeurs de haute tension. Or, ce coefficient évolue avec η, et varie de plus de 12% entre le secteur B1 et le secteur B6. La simulation basée sur `GEANT 3`, utilisée pour déterminer les valeurs de haute tension est donc imparfaite, et les valeurs de haute tension dans

14. La différence de valeur pour β dans le secteur B1 avec les autres modules est due à la haute tension, probablement mal réglée du fait des problèmes de haute tension dans le secteur F voisin, comme évoqué plus haut.

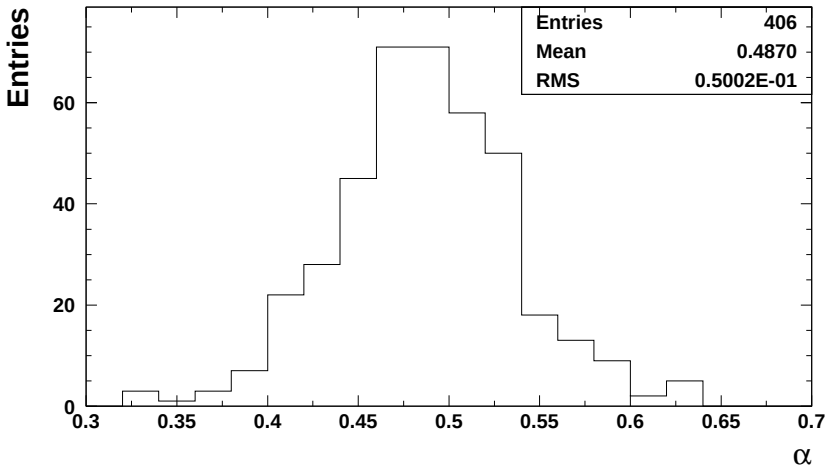

FIGURE 4.18 – *Distribution du paramètre α pour toutes les lignes en ϕ, pour les six secteurs haute tension de la roue externe. Les résultats des trois modules ont été ajoutés*

chaque secteur doivent être réévaluées. Pour cela, un compromis[15] pourrait être d'augmenter la haute tension à bas η (par exemple de 2300 V à ∼2500 V dans B1) et de la diminuer à grand η (de 1000 V à ∼800 V dans B6). Nous reviendrons sur ce point dans la section 4.8.3. On peut enfin remarquer que la moitié ($\sim 6\%$) de cette différence est cachée si l'on ne prend pas en compte le rapport M_{phy}/M_{cal} apporté par le filtrage optimal.

On peut donc conclure que les corrections de l'effet des hautes tensions sont bien reproductibles d'un module à l'autre. Le tableau 4.5 résume les valeurs moyennes des paramètres de cette correction pour les trois modules testés. En ce qui concerne α, comme sa valeur varie peu d'un secteur à l'autre, la valeur moyenne sur tous les secteurs ($\alpha = 0.49$) a été prise. Ce sont ces valeurs des paramètres qui sont utilisées dans la suite de l'étude. Ces paramètres pourront être utilisés dans ATLAS au début de la prise de données. Leur connaissance s'améliorera probablement avec le temps et les données. Par exemple, les paramètres β, qui peuvent être vus comme des coefficients d'intercalibration entre les zones de hautes tensions, pourront être raffinés en utilisant les évènements $Z^0 \to e^+e^-$ [55]. Comme l'énergie moyenne est normalisée à l'énergie du faisceau à travers les coefficients β, aucune interprétation en terme d'échelle d'énergie absolue ne peut être faite (ce n'est d'ailleurs pas le but de cette étude). Seules les différences relatives d'échelle d'énergie entre les différents modules ont un sens.

4.5.1.2 Corrections des capacités (Non-uniformités selon ϕ)

Dans la direction ϕ, l'épaisseur de l'intervalle électrode-absorbeur est censée être constante grâce aux espaceurs à structure en nid d'abeille. Or, l'énergie mesurée dans

15. La valeur du champ électrique dans l'argon ne doit pas dépasser 10 kV/cm.

	Roue externe						Roue interne	
Secteur de haute tension	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8
α	0.49						0.40*	0.44*
β	1.12	1.08	1.055	1.045	1.01	1.00	0.98*	0.94*

TABLEAU 4.5 – *Valeurs des paramètres α et β des corrections de l'effet des hautes tensions pour chaque secteur, moyennées sur les trois modules testés (* Ces valeurs sont biaisées.).*

les tests en faisceaux, après les corrections des effets de hautes tensions montre une non-uniformité selon ϕ de l'ordre du pourcent. Cet effet est plus marqué sur les modules ECC0 et ECC1 qui sont les premiers à avoir été empilés. On peut le corréler aux variations de capacités des cellules du compartiment S2 avec ϕ, comme le montre la figure 4.19 pour ECC0.

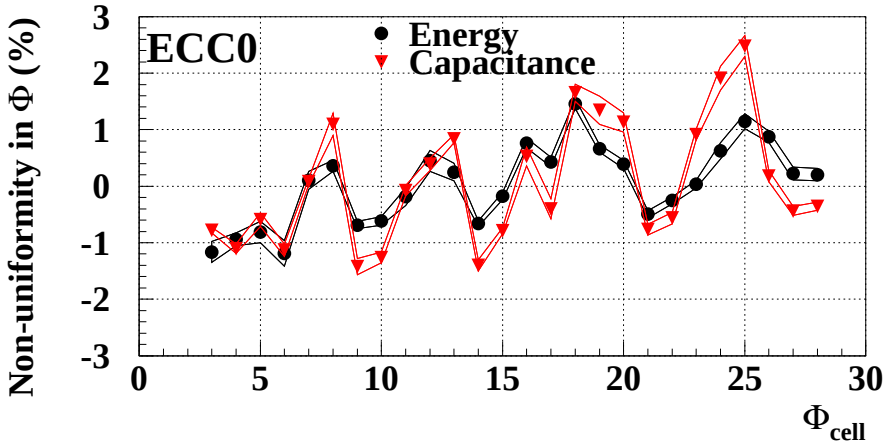

FIGURE 4.19 – *Variation le long de la direction ϕ de la capacité des cellules du compartiment S2 dans la roue externe (triangles rouges) et énergie mesurée dans le test en faisceau (points noirs). Les deux courbes sont moyennées sur tous les η de la roue externe.*

Sur cette figure, les mesures de capacités proviennent des mesures pratiqués au niveau des cartes sommatrices sur le site d'assemblage des modules, auxquelles on a retiré une pente : Si l'on utilise les mesures brutes, on constate en plus de ces fluctuations une pente globale. En comparant les mesures de capacités réalisées sur le site d'assemblage des modules et celles effectuées au CERN, il a été démontré que cette pente était due au bâti d'assemblage [56], et n'était plus présente dans la position du test en faisceau.

Cette variation de la capacité est directement reliée à la variation de l'intervalle électrode/absorbeur (la capacité est inversement proportionnelle à cet intervalle). La variation de l'énergie dans la direction ϕ peut donc être expliquée par des fluctuations locales de l'intervalle électrode/absorbeur générées lors de l'empilement des modules. Il faut remarquer que cet effet est presque indépendant de η. Enfin, même si ces variations correspondent dans l'absolu à de petites variations (une variation de 1% sur un gap de 1 mm (à grand η) ou de 3 mm (à petit η) représente quelques dizaines de microns), il est

nécessaire de les corriger afin d'atteindre la meilleure uniformité.

Comme décrit au chapitre précédent, des mesures de capacités avaient été menées sur certains modules au niveau des sites d'empilement, mais ces mesures n'étaient pas systématiques. Le tableau 4.6 résume les mesures effectuées sur les trois modules testés en faisceau. On peut voir qu'aucune mesure n'est disponible pour ECC1, hormis la mesure de

	Mesure de flèche	Capagap	Mesure de LC sur les cartes sommatrices
ECC0	Oui	Oui	Oui
ECC1	Oui	Non	Non
ECC5	Oui	Oui	Non

TABLEAU 4.6 – *Mesures relatives aux capacités (mesures directes de la capacité et mesure de flèche) effectuées sur les modules testés en faisceau sur les sites d'assemblage.*

flêche dont la précision est insuffisante (précision de l'ordre de la dizaine de microns) pour détecter des variations aussi fines du gap. Pour ce module, une correction ad-hoc est donc utilisée consistant à corriger les non-uniformitées selon ϕ par l'énergie moyennée suivant la direction η. Pour les deux autres modules, les mesures utilisées sont celles qui ont la meilleure précision : mesures au niveau des cartes sommatrices pour ECC0 et mesures provenant de CAPAGAP pour ECC5. La correction est appliquée au niveau des cellules en effectuant la pondération suivante :

$$E^{cellule}_{capa-corr}(\phi) = E^{cellule} / \left(\frac{C_\phi}{< C_\phi >} \right)^e \tag{4.24}$$

où C_ϕ est la capacité de la cellule, $< C_\phi >$ est la moyenne de la capacité sur tous les ϕ, et e est un exposant. Celui-ci a été pris égal à α (le paramètre de la correction de haute-tension voir section 4.5.1.1). En effet, l'exposant α exprime le fait que la correction de l'effet des hautes tensions et celle des capacités selon ϕ sont toutes deux liées à l'épaisseur du gap (selon η pour la première et selon ϕ pour la seconde). Par ailleurs, on a vérifié que α était proche de l'exposant donnant l'uniformité la meilleure. Bien que la capacité ne soit mesurée que pour le second compartiment, on a supposé que cet effet est indépendant de la profondeur, et les mesures disponibles pour S2 ont donc été utilisées pour les autres compartiments.

Suite à ces constatations sur l'importance des mesures de capacité pour l'uniformité, une campagne de mesures a été menée sur les modules qui était encore accessibles[16]. En effet, la variation de l'épaisseur du gap est générée lors de l'empilement, et la structure des fluctuations observée n'est pas reproductible d'un module à l'autre. Des mesures ont donc été faites sur la roue A au niveau des cartes mères en quatre positions en η différentes.

16. À cette époque, la roue C est déjà insérée dans le cryostat. Des mesures de capacité sont encore réalisables en passant par les traversées étanches, mais les mesures obtenues n'ont pas une précision suffisante.

Les fluctuations des capacités observées sont presques indépendantes de η, comme cela avait déjà été remarqué sur les modules dont on avait mesuré les capacités sur le site d'empilement. De plus, pour ces mêmes modules, la comparaison entre les mesures au CERN dans la roue et celles sur les modules seuls montre un bon accord. On peut en déduire que les mesures de capacité ne dépendent pas de la position du module [33]. La figure 4.20 présente les résultats de ces mesures. Si les capacités de tous les modules de la roue A ont été mesurées, il n'en va pas de même pour celles de la roue C : seuls trois modules ont subi des mesures sur les sites d'empilement. Pour ATLAS, on pourra donc utiliser les mesures de capacités de 11 modules pour corriger la variation du gap, plus la correction ad-hoc déterminée grâce au test en faisceau sur ECC1. Comme pour les corrections de haute tension, on pourra ensuite raffiner ces corrections en utilisant les évènements de physique comme $W \rightarrow e\nu$ [57]. Dans le cas de la roue interne, aucune

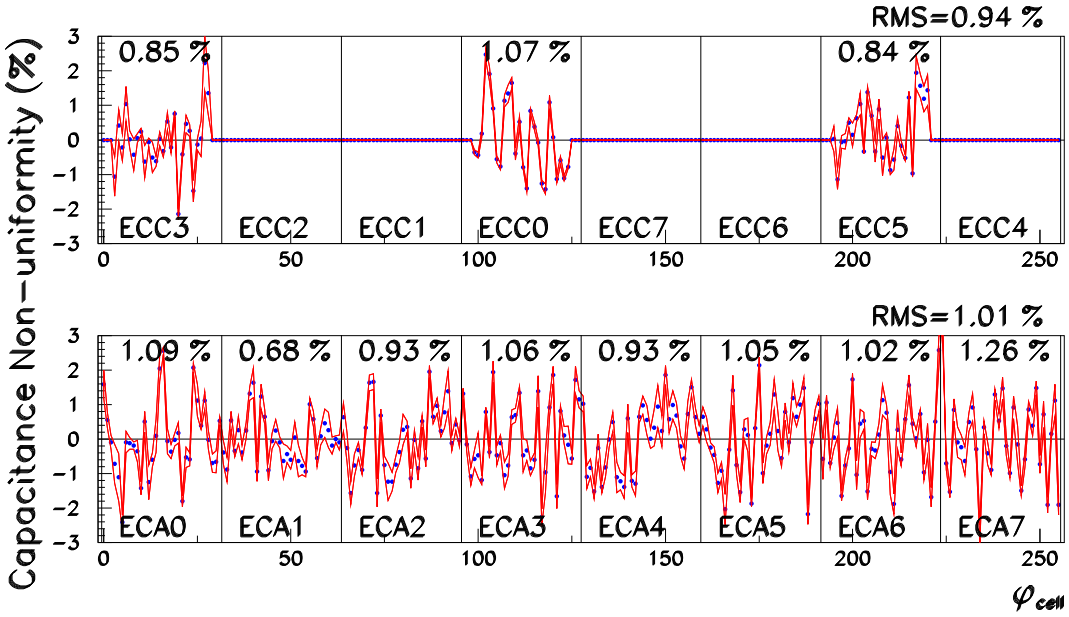

FIGURE 4.20 – *Résultats des mesures de capacités effectuées sur les cellules du compartiment S2 en fonction de ϕ (seule est représentée la variation relative par rapport à la moyenne). Les lignes verticales séparent les modules. Cinq d'entre eux n'ont pas été mesurés. La dispersion (RMS) est donnée pour chaque module et pour les roues A et C. Les ϕ donnés ici sont les ϕ officiels d'ATLAS.*

correction de capacité n'est apportée. En effet, dans cette région, les absorbeurs sont plus contraints que dans la roue externe, et les fluctuations de gap sont moins importantes.

4.5.2 Corrections au niveau de l'amas de cellule

D'autres corrections sont apportées au niveau de l'amas.

– Du fait de la taille limitée de l'amas utilisé pour reconstruire l'énergie, les gerbes électromagnétiques dont le centre est situé loin du centre de l'amas sont moins bien

contenues que celles centrées. L'énergie reconstruite est donc maximale pour les gerbes centrées, et est plus faible sur les bords. Cet effet est connu sous le nom de fuites latérales.

– Du fait de la géométrie en accordéon, la fraction d'échantillonnage ainsi que le champ électrique ne sont pas uniformes suivant ϕ. Du fait de la structure périodique de l'empilement, on obtient alors une réponse périodique dans cette direction. Cette modulation est connue sous le nom de modulation en ϕ.

Dans ce qui suit, le point d'impact est calculé en utilisant les barycentres pondérés par l'energie dans les directions η (barycentre calculé dans S1) et ϕ (barycentre calculé dans S2).

4.5.2.1 Corrections des fuites latérales

Comme expliqué plus haut, dans la direction η, l'énergie mesurée est maximum pour les particules frappant la cellule en son centre, et décroît au fur et à mesure qu'on se rapproche des bords à cause des fuites latérales hors de l'amas. La figure 4.21 gauche illustre cet effet pour deux cellules à deux η différents. On s'attend à ce que les fuites augmentent avec η, du fait que la taille des cellules en centimètres diminue (bien que constante en $\Delta\eta \times \Delta\phi$). Afin de corriger ces fuites latérales, elles sont tout d'abord ajustées par la fonction suivante :

$$F_1(\eta) = C_0 f_1(\eta) = C_0 \left(1 + C_1(\eta - \eta_c)^2\right) \tag{4.25}$$

où η_c est le centre de l'amas (centre de la cellule avec le plus grand dépôt d'énergie), et C_1 représente la courbure de la parabole, directement reliée au total des fuites. Comme évoqué précédemment, on s'attend à ce que ce terme soit négatif (maximum d'énergie au centre) et que sa valeur absolue augmente avec η (fuites plus importantes à grand η). Sur la figure 4.21 (droite), est représentée l'évolution de ce coefficient en fonction de η, moyenné sur ϕ pour les trois modules testés. Comme attendu, C_1 est bien négatif, et décroît avec η, De plus, l'accord entre les trois modules est bon, de telle sorte que ce coefficient peut être paramétré par une droite, cette paramétrisation étant valable pour les trois modules. L'énergie dans chaque amas est ensuite corrigée en pondérant l'énergie de l'amas E par $1/f_1(\eta)$ en prenant le C_1 paramétré. Au final, seuls deux paramètres sont nécessaires à la correction des fuites latérales dans la roue externe.

Le cas de la roue interne est plus compliqué. Les fuites latérales sont déformées d'une part par les problèmes déjà évoqués dans la section relative aux corrections des hautes tensions, d'autre part, par la grande taille des cellules qui biaise le calcul du barycentre. La figure 4.22 illustre ces différents problèmes. Malgré ceux-ci, la même procédure d'ajustement que pour la roue extene est appliquée. Le coefficient C_1 est alors paramétré avec deux paramètres, qui sont utilisés pour corriger les fuites latérales.

4.5.2.2 Corrections des modulations en ϕ

Les modulations en ϕ évoquées plus haut sont périodiques, avec pour période un gap. Comme par ailleurs, la fraction d'échantillonnage et le gap varient aussi suivant η, la

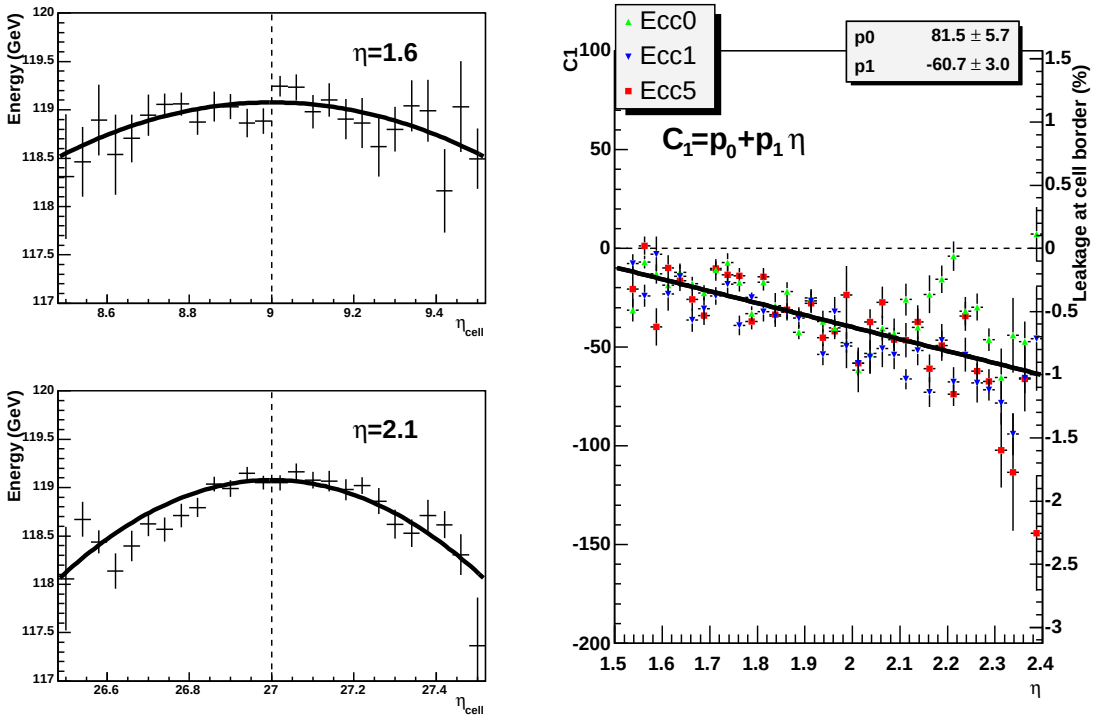

FIGURE 4.21 – *(À gauche) Réponse du calorimètre à des électrons de 119 GeV en fonction du point d'impact de la particule (barycentre calculé en numéro de cellule $\eta_{cellule}$) dans deux cellules différentes (module ECC5, cellules (9,6) et (27,6)). Les lignes verticales en pointillé représentent le centre des cellules. Le résultat de l'ajustement parabolique est superposé. (À droite) Coefficient C_1 représentant la courbure de la parabole ajustée, moyennée sur ϕ, en fonction de η pour les trois modules testés. La paramétrisation linéaire de ce coefficient est superposée. L'échelle verticale à droite indique le pourcentage de fuite latérales.*

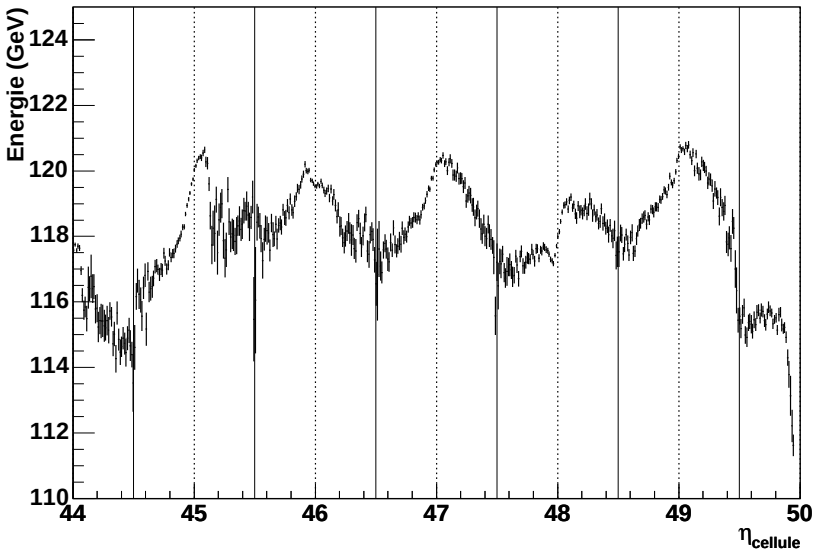

FIGURE 4.22 – *Réponse du calorimètre à des électrons de 119 GeV en fonction de* $\eta_{cellule}$ *pour la roue interne de ECC5. En traits pleins sont indiquées les limites des cellules, et en pointillés, leur centre. Les fuites latérales sont déformées du fait de la largeur des cellules. Les cellules à* $\eta_{cellule} = 46$ *et* $\eta_{cellule} = 48$*, sont de plus affectées par des effets de matière, la cellule* $\eta_{cellule} = 45$ *par un manque de statistique (faisceau plus petit que la cellule). Enfin, les cellules* $\eta_{cellule} = 44$ *et* $\eta_{cellule} = 50$ *sont affectées par les bords du détecteur.*

forme et l'amplitude de ces modulations évoluent avec η. L'amplitude des modulations, par exemple, passe de 4% à $\eta \sim 1.4$ à 1% à $\eta \sim 2.5$. La figure 4.23 illustre ceci pour quatre cellules à différents η.

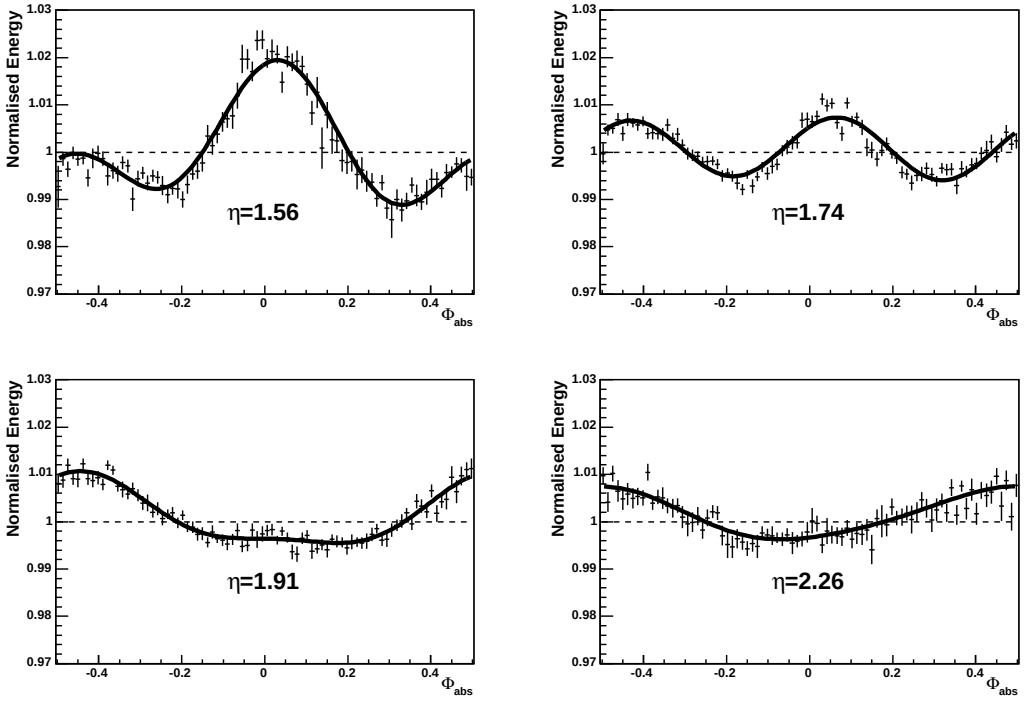

FIGURE 4.23 – *Modulations en ϕ en unités d'absorbeur, à différentes valeurs de η. L'ajustement correspondant par la série de Fourier est superposé.*

Ces modulations en ϕ, du fait de leur périodicité sont ajustées par la série de Fourier suivante [58] :

$$F_2(\phi) = C_0 f_2(\phi) = C_0 \left(1 + \sum_{i=1}^{2} a_i \cos[2\pi i(\phi_{abs} - \Delta\phi)] + b_1 \sin[2\pi\phi_{abs}] \right) \qquad (4.26)$$

En ce qui concerne les coefficients des cosinus a_1 et a_2, il a été vérifié que l'introduction d'un troisième terme n'était pas nécessaire (ce terme est compatible avec 0). L'introduction des termes de déphasage $\Delta\phi$ et du terme en sinus permet de prendre en compte les défauts locaux du calorimètre. En fait, le terme de déphasage pourrait être absorbé par des termes en sinus supplémentaires, mais l'ajustement converge alors difficilement. Par ailleurs, si l'on supprime le terme en sinus, la qualité de l'ajustement diminue.

Sur la figure 4.24, les différents coefficients (a_1, a_2, $\Delta\phi$ et b_1) provenant de l'ajustement sur les modulations dans la roue externe sont représentés en fonction de ϕ. Comme pour les fuites latérales, ces coefficients sont moyennés sur ϕ. On peut constater un très bon accord entre les coefficients pairs (a_1 et a_2) des différents modules. L'accord est un peu moins bon pour les coefficients b_1 et $\Delta\phi$ qui tiennent compte des défauts locaux. Tous

ces coefficients évoluent de manière continue avec η, ceci reflétant la variation continue de la géométrie (amplitude des ondes des accordéons, angles de pliages, gap). Ils peuvent être paramétrés suivant η avec des droites, ou des paraboles comme indiqué sur la figure 4.24, soit un total de 10 paramètres. La même procédure est appliqué pour la roue interne

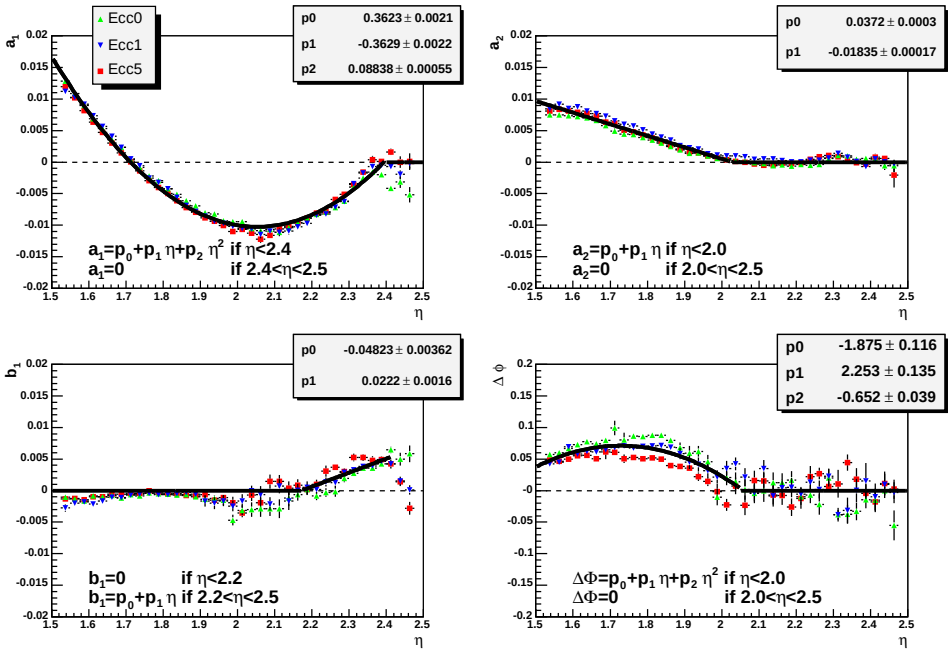

FIGURE 4.24 – *Coefficients des modulations en ϕ dans la roue externe pour les trois modules testés en fonction de ϕ. Les paramétrisations utilisées pour chacun de ces coefficients sont superposées.*

(voir figure 4.25) où 7 paramètres sont nécessaires. Les corrections des modulations en ϕ s'effectuent en utilisant les paramètres déterminés pour chaque coefficient. Pour la roue externe (interne), le nombre de paramètres nécessaires pour corriger les modulations en ϕ est donc de 10 (7).

Pour conclure, les corrections en η et ϕ appliquées au niveau de l'amas sont bien reproductibles d'un module à l'autre. Elles ont été paramétrées suivant η sur tout le calorimètre. Cette paramétrisation pourra être utilisée dans ATLAS.

4.5.2.3 Dépendance des corrections avec l'énergie

En résumé, les corrections appliquées pour reconstruire l'énergie des électrons sont les suivantes :

- En η, au niveau de la cellule : la correction de l'effet des hautes tensions. Cette correction est reproductible d'un module à l'autre, et seul un paramètre $\alpha = 0.49$ est nécessaire pour tout les modules d'ATLAS, auquel s'ajoutent neuf coefficients d'intercalibration entre les différentes régions de hautes tensions.

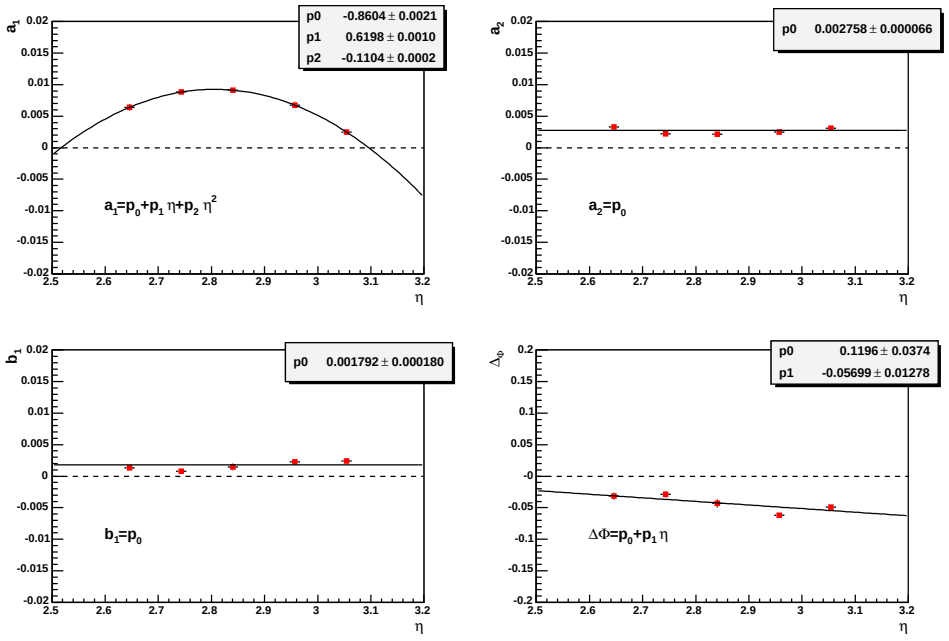

FIGURE 4.25 – *Coefficients des modulations en ϕ dans la roue interne, moyennés sur tous les ϕ. Les paramétrisations utilisées pour chacun de ces coefficients sont superposées.*

- En ϕ, au niveau de la cellule : la correction de capacités relatives aux fluctuations du gap. Cette correction est spécifique à chaque module, et est faite en utilisant les données provenant des mesures de capacité effectuées sur la plupart des modules.
- En η, au niveau de l'amas : la correction des fuites latérales. Celle-ci est reproductible d'un module à l'autre et peut être paramétrée dans la roue externe (interne) par 2 (2) paramètres.
- En ϕ, au niveau de l'amas : la correction des modulations en ϕ. Celle-ci est reproductible d'un module à l'autre et peut être paramétrée dans la roue externe (interne) par 10 (7) paramètres.

Au final, malgré la géométrie compliquée des bouchons, et si l'on excepte les coefficients d'intercalibration et les corrections de capacités, seuls 13 (10) paramètres sont nécessaires pour corriger la réponse du calorimètre sur toute l'acceptance de la roue externe (interne). Il faut souligner que ces paramètres sont indépendants d'un module à l'autre.

Les quatre corrections évoquées plus haut ont été déterminées sur les données de tests en faisceau (hormis la correction de capacité) en étudiant la réponse à des électrons de 119 GeV. On s'attend à ce que les corrections des hautes tensions et des capacités soient indépendantes de l'énergie. Pour ce qui est des corrections au niveau de l'amas (correction des fuites latérales et des modulations en ϕ), on s'attend à une très faible dépendance avec l'énergie, dans la mesure où le développement transverse des gerbes électromagnétiques

dépend faiblement de l'énergie. La forme latérale d'une gerbe électromagnétique peut en effet être paramétrée par [59] :

$$f(r) = \frac{2rR}{(r^2 + R^2)^2} \tag{4.27}$$

où R est une fonction dépendant logarithmiquement de $\ln E$. Les quelques données de tests en faisceau prises à différentes énergies permettent de vérifier ces attentes. Ces données sont de deux types :

- Un balayage de quatre lignes en ϕ a été effectué dans la région $1.7 < \eta < 2.3$ sur ECC0 (lignes $\phi_{cellule} = 7$ et 12) et sur ECC5 (lignes $\phi_{cellule} = 9$ et 10) avec des électrons de 10 GeV. Ces données ont été utilisées afin de comparer l'évolution des corrections des hautes tensions. La réponse normalisée aux électrons de 10 et de 119 GeV en fonction de η, après application de la même correction des hautes tensions pour les deux énergies (voir tableau 4.5), est représentée sur la figure 4.26. On peut constater que les résidus restent dans un intervalle de $\pm 1\%$. La bonne corrélation entre les résidus aux deux énergies indique que la correction de hautes tensions est indépendante de l'énergie. Afin de confirmer cela, les coefficients de corrections des hautes tensions sur les données à 10 GeV ont été déterminés en appliquant la même procédure d'ajustement que pour les données à 119 GeV. La valeur moyenne obtenue pour le coefficient α est alors la même (0.49) pour les deux énergies.

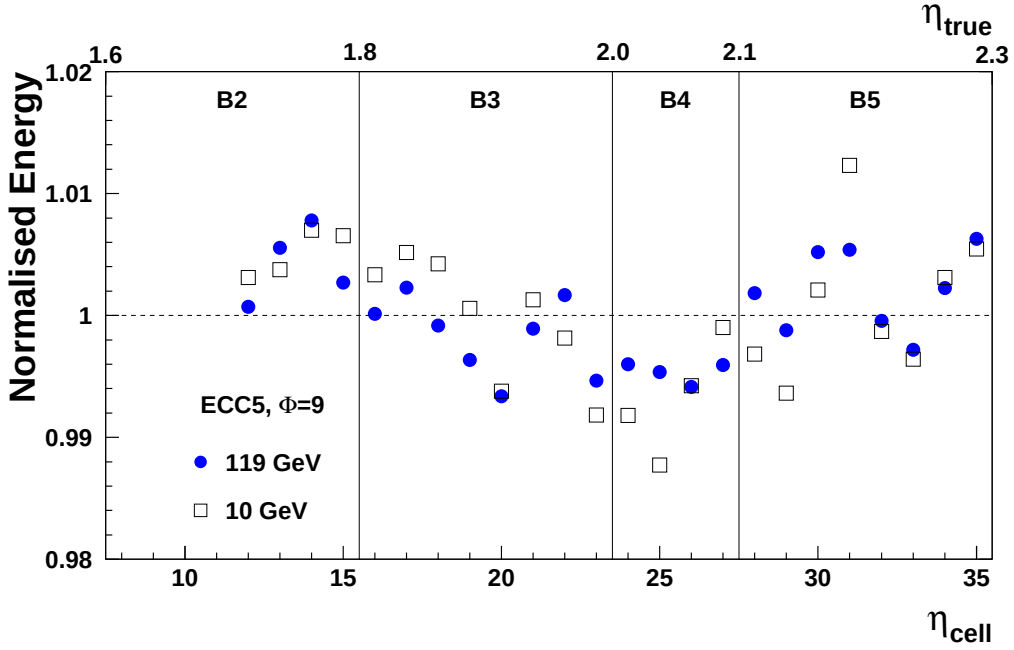

FIGURE 4.26 – *Non uniformités résiduelles après correction des hautes tensions, en fonction de η, pour des électrons de 10 GeV et de 119 GeV, pour une ligne de ECC5 ($\phi_{cellule} = 9$), dans l'intervalle $1.7 < \eta < 2.3$. Les lignes verticales séparent les secteurs de hautes tensions. La même correction est appliquée pour les deux énergies.*

– Quelques balayages en énergie pour certains points dans ECC0 et ECC1, avec des énergies allant de 10 GeV à 120 ou 150 GeV. Ces points, n'étant pas contigus, ne peuvent être utilisés pour étudier le comportement des corrections des hautes tensions avec l'énergie, mais ils peuvent servir à regarder l'évolution des fuites latérales en η et des modulations en ϕ. La figure 4.27 (à gauche), montre l'évolution des modulations en ϕ dans deux cellules différentes, pour des électrons de différentes énergies. L'ajustement avec les séries de Fourier correspondantes est superposé. L'évolution des coefficients a_1 et a_2 de cet ajustement avec l'énergie est montré sur la figure 4.27 (à droite). De même, la figure 4.28 (à gauche) montre l'évolution des fuites latérales en η dans une cellule pour différentes énergies. Le résultat de l'ajustement par une parabole est superposé, et le coefficient de courbure C_1 est montré sur cette même figure à droite.

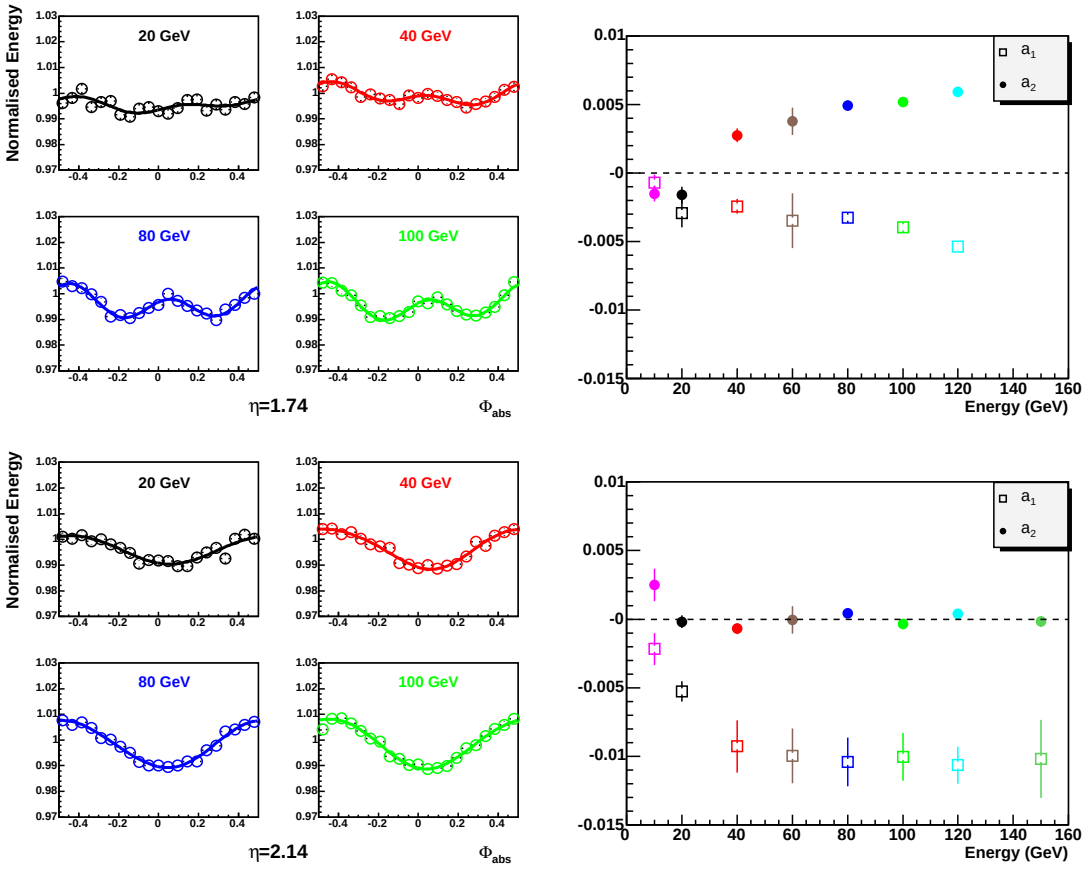

FIGURE 4.27 – *(À gauche) Modulations en ϕ, en unité d'absorbeur, pour différentes énergies (20, 40, 80 et 100 GeV), dans deux cellules de ECC0 (η=1.74 et η=2.14). Il y a 40 000 par cellule et par énergie. Les séries de Fourier ajustées sont superposées. (À droite) Coefficients correspondants a_1 (carrés ouvert) et a_2 (cercles pleins) en fonction de l'énergie.*

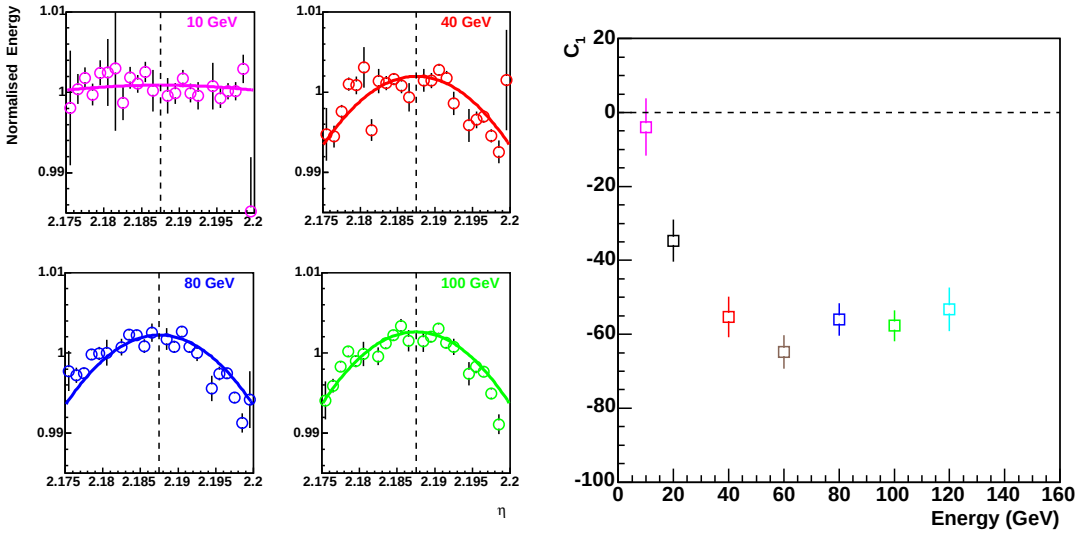

FIGURE 4.28 – *(À gauche) Fuites latérales en η pour différentes énergies (10, 40, 80 et 100 GeV) dans une cellule de ECC0 (η=2.2). Les lignes verticales en pointillé représentent le centre de la cellule. Le résultat de l'ajustement par une parabole est superposé. (À droite) Courbure de la parabole correspondante (coefficient C_1), en fonction de l'énergie.*

La faible dépendance des fuites latérales ainsi que celle des modulations en ϕ avec l'énergie s'explique par le fait que la position longitudinale du maximum du dépôt d'énergie dépend de l'énergie comme log(E) : les particules de faible énergie ($E \leq 20$ GeV) n'entrent pas suffisamment profondémment dans le calorimètre pour créer des modulations en ϕ et des fuites latérales significatives. Aux hautes énergies, les deux effets sont presque indépendants de l'énergie comme attendu. On peut remarquer néanmoins que la dépendance des modulations en ϕ est plus prononcée pour de faibles valeurs de η (figure 4.27, coin supérieur droite). Ce phénomème est dû au fait qu'à faible η, la fraction d'échantillonnage varie plus fortement avec la profondeur qu'à grand η.

On peut finalement conclure que les quatre corrections dépendent très faiblement, voire pas du tout de l'énergie dans la gamme d'énergie accessible durant les tests en faisceaux ($E \leq 150$ GeV). Ceci doit être confirmé et étendu aux énergies plus élevées par des simulations.

4.6 Résultats sur les roues interne et externe

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus en terme d'uniformité, de résolution en énergie et de terme constant global sur la roue interne et externe.

4.6.1 Uniformité

Sur la figure 4.29, l'énergie moyenne reconstruite après toutes les corrections est montrée en fonction de η pour toutes les cellules gardées dans l'analyse (seule la roue ex-

terne est représentée), et pour les trois modules testés en faisceau. Les distributions correspondantes sont montrées sur la figure 4.30. Leur dispersion (RMS/Moyenne) représente la non-uniformité de la réponse du module sur toute la région d'étude de la roue externe. Ce chiffre est d'environ 0.6% voire moins pour tous les modules. Il est plus bas pour ECC1 du fait de la correction ad-hoc appliquée pour corriger les fluctuations du gap. Les différences relatives d'échelle d'énergie entre les différents modules sont assez faibles (<0.5%), mais ne sont pas facilement interprétables.

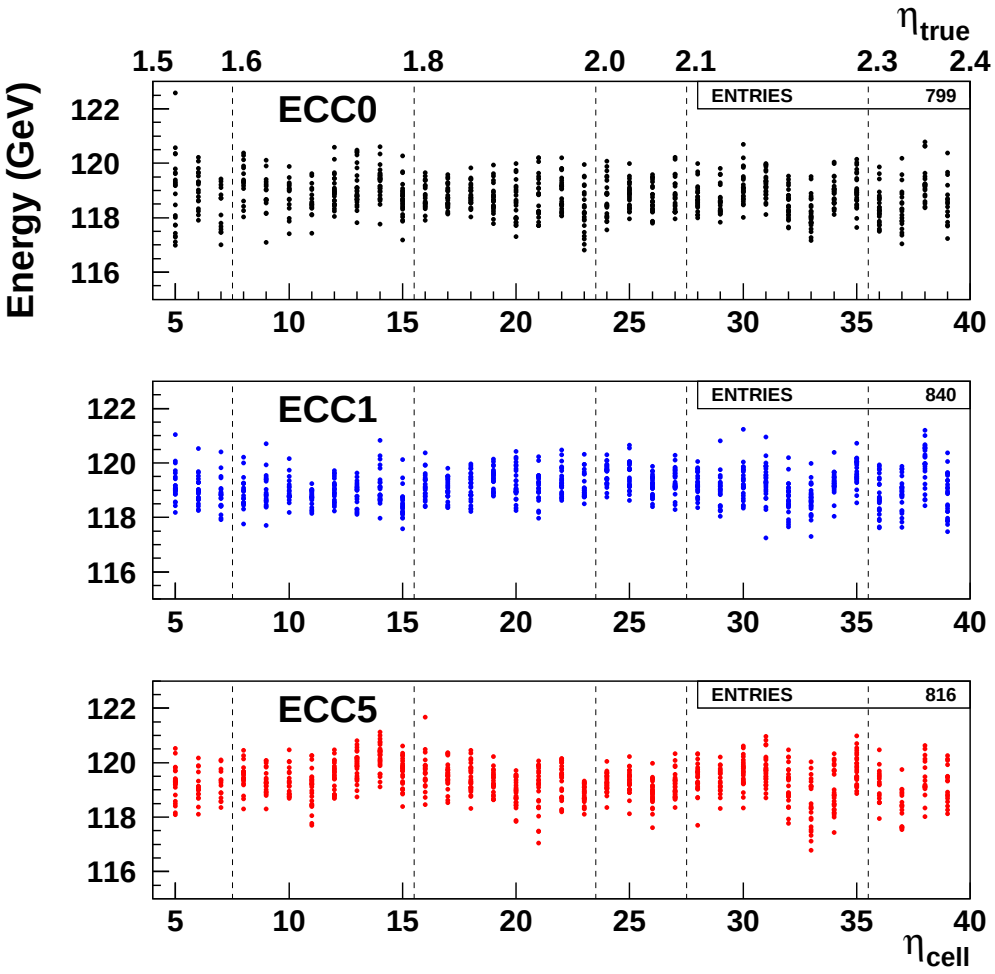

FIGURE 4.29 – *Énergie moyenne reconstruite en fonction de la position de la cellule en η pour des électrons de 119 GeV. Les résultats sont montrés pour les trois modules testés (seulement la roue externe). Le nombre d'entrées correspond au nombre de cellules dans la région d'analyse de la roue externe (Tableau 4.3). Les lignes verticales hachurées séparent les secteurs de hautes tensions.*

En ce qui concerne la roue interne, une non-uniformité d'environ 0.6% est obtenue sur toute la région d'analyse (25 cellules). Ce chiffre doit être considéré comme une borne supérieure, du fait des problèmes de matière devant la roue interne évoqués dans la section 4.5.1.1 qui dégradent l'uniformité.

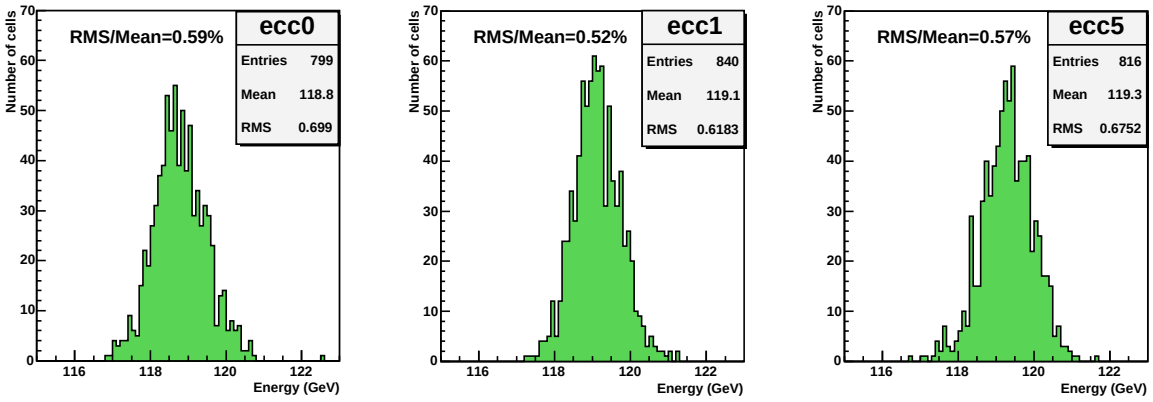

FIGURE 4.30 – *Distribution des énergies moyennes reconstruites dans les cellules de la région d'analyse de la roue externe pour des électrons de 119 GeV. Les résultats sont présentés pour les trois modules.*

Il est bon de souligner que la non-uniformité, avant toute correction, est d'environ 4%. L'application des corrections de haute tension fait descendre ce nombre en dessous de 1% (0.78% pour ECC0, 0.86% pour ECC1 et 0.65% pour ECC5), et l'application des corrections de capacités donne le résultat final. L'application des corrections des modulations en ϕ et des fuites latérales a une influence presque nulle sur l'uniformité, mais améliore la résolution en énergie (section 4.6.2). Les canaux à problèmes (hautes tensions dans ECC1 et ECC5, formes de signal de physique étrange dans ECC0), qui ont été gardés ne dégradent pas les résultats : s'ils sont exclus, la non-uniformité est améliorée de 0.01%. On peut aussi noter que si on n'introduit pas le rapport M_{phy}/M_{cal}, qui tient compte du biais dû à l'inductance des pistes amènant le signal du détecteur à l'électronique froide, ainsi que de la différence entre les signaux de calibration et de physique, l'uniformité est dégradée de 20%. Tous ces résultats sont résumés dans le tableau 4.7. Ils sont conformes aux spécifications d'ATLAS.

	Roue externe			Roue interne
Module	ECC0	ECC1	ECC5	ECC5
Nombre de cellules	799	840	816	25
$< E >$	118.8 GeV	119.1 GeV	119.3 GeV	119.1 GeV
RMS/< E >	**0.59%**	**0.52%**	**0.57%**	**0.60%**

TABLEAU 4.7 – *Énergie moyenne et non-uniformité des trois modules testés sur toute la région d'étude. Pour la roue externe (interne), les erreurs statistiques sur l'énergie moyenne sont de ∼0.02 GeV (0.1 GeV) et sur la non-uniformité de ∼0.02% (0.1%).*

Comme déjà souligné, les régions de hautes tensions seront intercalibrées dans ATLAS en utilisant les évènements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ (ce qui est fait dans cette analyse avec les coefficients β). Une précision de 0.3% peut être atteinte en deux ou trois jours [55]. Il est intéressant de regarder l'uniformité dans chacune de ces zones. Les résultats pour les

trois modules testés sont représentés dans le tableau 4.8. Comme attendu, les régions en bordure du détecteur (B1 et B6) ont une non-uniformité plus importante que les régions centrales. Les résultats sont autour ou en dessous de 0.6% pour toutes les régions des trois modules[17].

		Secteur de haute tension					
Région en ϕ	Module	B1	B2	B3	B4	B5	B6
$0.4 < \phi < 0.8$	ECC0	0.67%	0.56%	0.51%	0.47%	0.56%	0.62%
	ECC1	0.41%	0.39%	0.39%	0.41%	0.60%	0.62%
	ECC5	0.51%	0.60%	0.47%	0.47%	0.65%	0.66%
$0.0 < \phi < 0.4$	ECC0	0.73%	0.48%	0.51%	0.37%	0.48%	0.72%
	ECC1	0.51%	0.54%	0.36%	0.39%	0.45%	0.57%
	ECC5	0.42%	0.47%	0.41%	0.26%	0.59%	0.58%

TABLEAU 4.8 – *Non-uniformité de la réponse en énergie sur chaque secteur de haute tension de la roue externe (excepté F1 sans données) pour les trois modules testés. Les erreurs statistiques sur ces nombres sont d'environ 0.05%.*

4.6.2 Résolution en énergie et terme constant global

4.6.2.1 Calcul du terme de bruit

Afin de pouvoir calculer le terme d'échantillonnage et le terme constant global, le bruit doit être évalué. Pour cela, les évènements aléatoires sont utilisés afin de déterminer le bruit dans chaque cellule, donné par l'écart-type de la distribution, pour les deux gains utilisés. La figure 4.31 montre que le bruit dans chaque cellule et pour les deux gains varie très peu avec η. Pour chaque compartiment, on peut donc calculer un $\sigma^{(i)}_{haut}$ et un $\sigma^{(i)}_{medium}$, que l'on peut prendre indépendant de η. Le bruit dans le compartiment i est alors donné par la relation :

$$\sigma_i^2 = \sum_{j=0}^{N_i} \frac{n^{(i)}_{j,N_i-j}}{n^{(i)}_{total}} \sigma^{(i)\,2}_{j,N_i-j} \tag{4.28}$$

avec

$$\sigma^{(i)\,2}_{j,N_i-j} = j\sigma^{(i)\,2}_{haut} + (N_i - j)\sigma^{(i)\,2}_{medium} \tag{4.29}$$

$n^{(i)}_{total}$ est le nombre total d'évènements enregistrés dans un run, N_i est le nombre de cellules de l'amas dans le compartiment i. $\frac{n^{(i)}_{j,N_i-j}}{n_{total}}$ représente la fraction d'évènements de

17. Seules les régions en bordures, qui sont affectées par certains problèmes sont entre 0.65% et 0.70%. C'est par exemple le cas de ECC5, à la frontière de la zone affectée par la diaphonie.

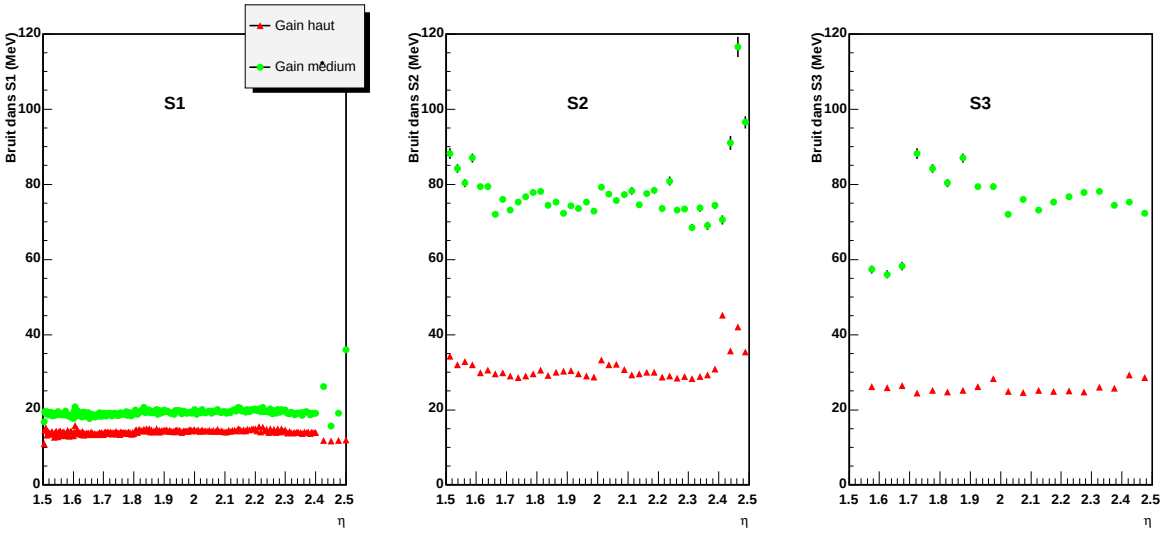

FIGURE 4.31 – *Bruit dans les cellules des différents compartiments de la roue externe pour une ligne en ϕ de ECC5 ($\phi_{cellule} = 5$) pour les gains haut (triangles rouges) et médium (ronds verts) en fonction de η.*

ce run contenant j cellules en gain haut et $N_i - j$ cellules en gain medium. Enfin, $\sigma^{(i)}_{j,N_i-j}$ est le bruit correspondant à la configuration j cellules en gain haut et $N_i - j$ cellules en gain medium[18]. En sommant ensuite quadratiquement l'énergie dans les différents compartiments, on obtient le bruit total représenté sur la figure 4.32. On peut constater que sur tout l'intervalle en pseudo-rapidité de la roue externe, le bruit a une valeur à peu près constante de 200 MeV.

4.6.2.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie après toutes les corrections, mais sans soustraction du bruit et de la dispersion en énergie du faisceau est montrée sur la figure 4.33 pour la roue externe des trois modules testés. Les trois courbes sont moyennées sur ϕ, et sont comprises entre 0.95% et 1.3% dans toute la région d'analyse, excepté les points extrêmes. Le minimum est atteint à $\eta \sim 1.85$, qui correspond à la région où la fraction d'échantillonnage est toujours grande (∼15%) et où les modulations en ϕ sont déjà faibles (∼1%). Après soustraction quadratique des termes de bruit (200 MeV/119 GeV∼0.17%) et de dispersion en énergie du faisceau (∼0.07% d'après l'équation (4.1)), on peut voir que les résultats obtenus sont conformes avec ceux obtenus pour le module de pré-production [21] : un terme d'échantillonnage compris entre 10% $\text{GeV}^{1/2}$ et 12.5% $\text{GeV}^{1/2}$, dépendant de η, et un terme constant local compris entre 0.3% et 0.4%. Un terme d'échantillonnage moyen peut être extrait en soustrayant quadratiquement un terme constant local moyen de 0.35%. Une valeur de 11.4% $\text{GeV}^{1/2}$ et trouvée, avec une erreur estimée en dessous de 0.3% $\text{GeV}^{1/2}$.

18. Dans l'expression (4.29) on néglige le bruit cohérent.

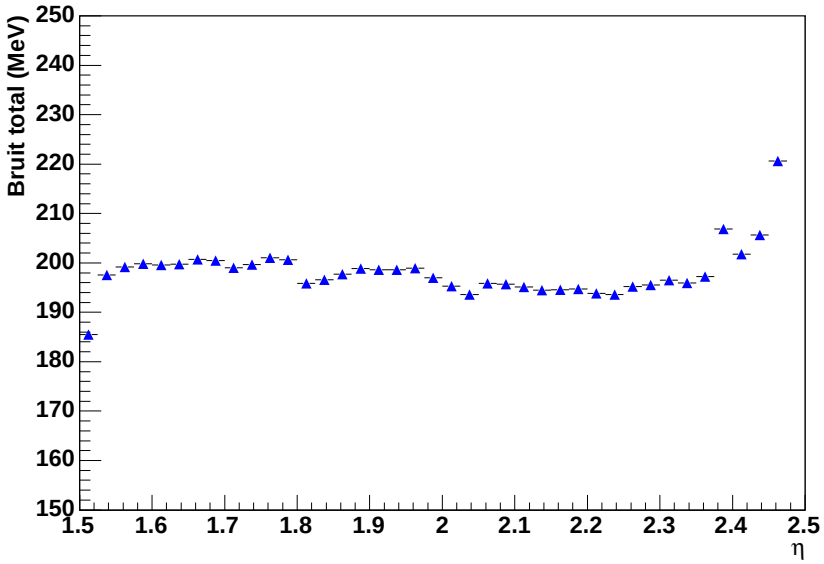

FIGURE 4.32 – *Évolution du bruit total dans un amas en fonction de η pour des électrons de 119 GeV.*

Ce résultat est en très bon accord avec le terme d'échantillonnage moyen extrait d'un ajustement parabolique sur le module de pré-production en fonction de η (figure 24 de [21]) qui donne lui aussi une valeur de 11.4% $\mathrm{GeV}^{1/2}$.

L'accord entre les modules est assez bon. La résolution est en moyenne meilleure pour ECC5 comparé à ECC0 et plus encore à ECC1. Cet effet vient probablement d'une meilleure uniformité de l'épaisseur du gap en ϕ : les corrections de capacité corrigent cet effet en moyenne, mais peuvent laisser quelques petites fluctuations. La résolution est meilleure pour ECC0 à bas η à cause du faisceau plus étroit dans cette zone, de telle sorte que seule la partie la plus centrale des cellules était touchée. Elle est moins bonne pour ECC5 (ECC1) dans la région $\eta > 2.3$ ($\eta > 2.1$) à cause des problèmes de hautes tensions dans un secteur (deux électrodes) (voir section 4.4.2).

L'influence des corrections au niveau de l'amas est illustrée sur la figure 4.34, où la résolution en énergie dans une ligne en ϕ est montrée avant et après que ces corrections soient appliquées. Les corrections améliorent la résolution en énergie de 10% à 30% suivant η. L'amplitude des corrections des modulations en ϕ, importante à petit η, diminue à grand η, contrairement aux corrections des fuites latérales qui augmentent avec η. Dans la roue interne, la résolution est moins bonne dans les cellules à $\eta_{cellule} = 46$ et $\eta_{cellule} = 48$, à cause de la matière supplémentaire devant le calorimètre.

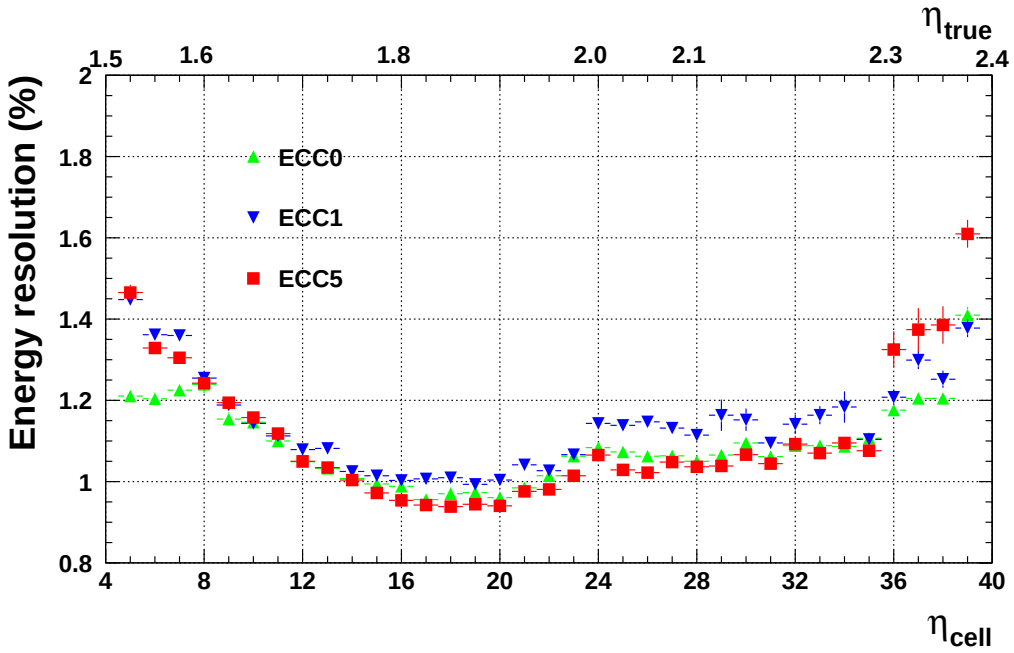

FIGURE 4.33 – *Résolution en énergie à 119 GeV après toutes les corrections, en fonction de η dans la roue externe, pour tous les modules testés en faisceau. Tous les points sont moyennés sur ϕ.*

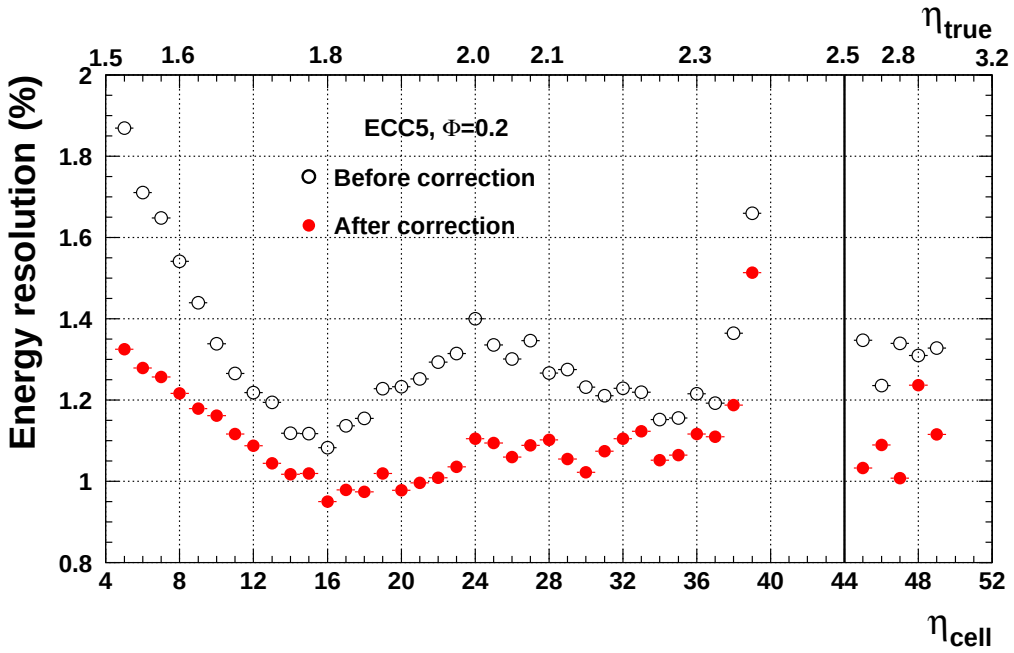

FIGURE 4.34 – *Résolution en énergie à 119 GeV sur une ligne en ϕ de ECC5 (ϕ=0.2) en fonction de η, avant (cercles ouverts) et après (cercles pleins) les corrections au niveau des amas. La ligne verticale continue sépare la roue interne et la roue externe.*

4.6.2.3 Terme constant global

Le terme constant global de résolution en énergie peut être évalué à partir du spectre en énergie de tous les électrons collectés dans les cellules de la région d'analyse. Cette distribution est donnée sur la figure 4.35 pour la roue externe des trois modules testés. Chaque distribution comprend environ 5.5 millions[19] d'évènements. La queue de distri-

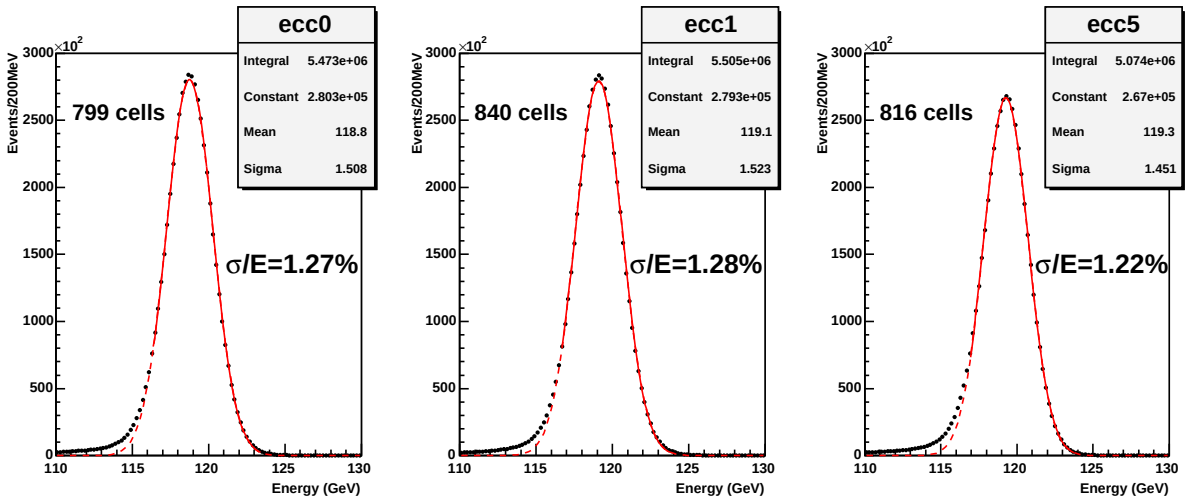

FIGURE 4.35 – *Spectre en énergie totale par module des électrons de 119 GeV collectés dans les* $\sim$ 800 *cellules de la région d'analyse de la roue externe. Le résultat de l'ajustement gaussien démarrant à* -1.5σ *de la valeur moyenne est montré sur chaque distribution.*

bution à basse énergie est principalement due aux effets de matière et à la contamination en pions résiduelle. Le terme constant global est estimé à partir d'un ajustement gaussien sur la distribution, sur la région non affectée par la queue (de -1.5σ à 3σ de la valeur moyenne) en soustrayant les contributions du terme d'échantillonnage ($11.4 \pm 0.3\%$ $\text{GeV}^{1/2}$, voir section 4.6.2), le terme de bruit (200 MeV/119 GeV$\sim$0.17%) et l'étendue en énergie du faisceau. Le terme constant global résultant est aux alentours de 0.7%, voire meilleur. L'incertitude sur le terme d'échantillonnage, qui domine toujours la résolution en énergie à cette énergie là, induit une erreur sur le résultat d'environ $\pm$0.03%. Si la région de l'ajustement est étendue jusqu'à -2σ, le terme constant augmente alors de moins de 0.02%. On peut donc estimer que l'erreur totale sur les résultats est inférieure à $\pm$0.04%. La même analyse a été conduite sur la petite roue de ECC5 (figure 4.36), avec un terme d'échantillonnage de 10.6% $\text{GeV}^{1/2}$ et un terme de bruit de 0.18%. Le résultat obtenu est d'environ 0.78%, et peut être considéré comme une borne supérieure, du fait des problèmes sur la petite roue évoqués précédemment. Tous ces résultats sont résumés dans le tableau 4.9. Ils sont conformes aux spécifications d'ATLAS, et en accord avec la somme quadratique d'un terme constant local de 0.3 à 0.4% [21] et une non-uniformité du détecteur de

19. Cela correspond à environ 7 000 évènements (70% $\times$ 10 000) collectés dans chacune des $\sim$800 cellules de la région d'analyse pour chaque module. Pour ECC5, la moitié des runs ont une statistique double (20 000 évènements), et les évènements correspondants ont été pondérés par un facteur 0.5, afin de donner le même poids à toutes les cellules.

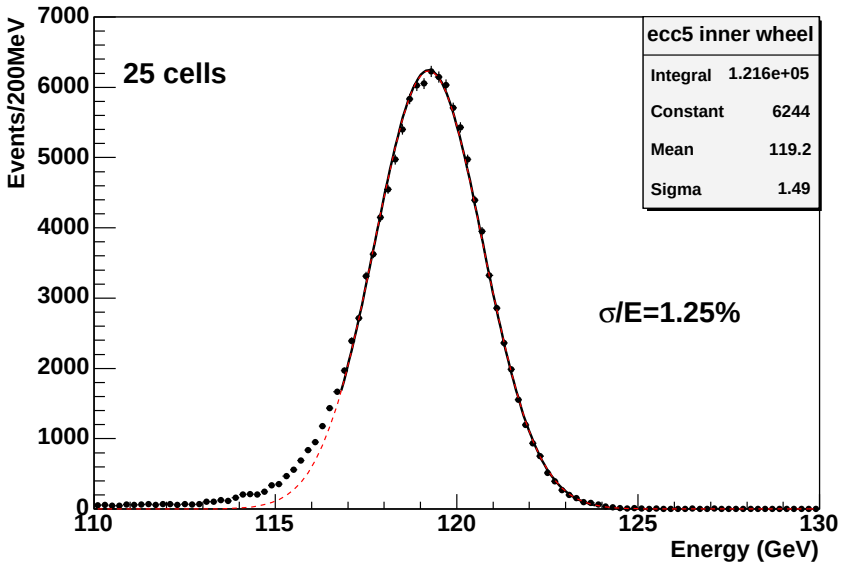

FIGURE 4.36 – *Spectre en énergie totale des électrons de 119 GeV collectés dans les 25 cellules de la région d'analyse de la roue interne de ECC5. Le résultat de l'ajustement gaussien démarrant à* -1.5σ *de la valeur moyenne est superposé.*

$\sim$0.6% obtenue dans la section 4.6.1.

	Roue externe			Roue interne
Module	ECC0	ECC1	ECC5	ECC5
σ/E	1.27%	1.28%	1.22%	1.25%
Terme constant	**0.70%**	**0.72%**	**0.61%**	**0.78%**

TABLEAU 4.9 – *Terme constant global estimé à partir de la distribution en énergie totale sur toute la région d'analyse pour les trois modules testés. L'erreur sur ces résultats est inférieure à* $\pm 0.04\%$*. La résolution en énergie (avant soustraction des termes d'échantillonnage, de bruit et d'étendue en énergie du faisceau est aussi indiquée, voir Figure 4.35).*

Les résultats obtenus sont meilleurs pour ECC5 du fait de sa meilleure résolution en énergie (figure 4.33). Les canaux problématiques (problèmes de hautes tensions dans ECC1 et ECC5, signal de physique étrange dans ECC0) qui ont été gardés (section 4.4.2) influent très peu sur les résultats : si ils sont exclus, le terme constant global ne diminue que de 0.02%.

Les résultats sur les trois modules ont par ailleurs été combinés, sans normalisation de l'échelle d'énergie entre les modules : la figure 4.37 représente la somme des trois histogrammes de la figure 4.35. Il s'agit de la distribution totale d'énergie déposée par tous

les électrons collectés dans les 2455 cellules des trois modules gardées dans l'analyse (soit environ 16 millions d'évènements), ce qui représente une surface d'environ 3 m^2. De la même façon que pour chaque module, un terme constant global pour toute cette surface a été calculé à partir d'un ajustement gaussien partant de -1.5σ de la valeur moyenne. Une valeur de 0.70% est trouvée en accord avec les résultats obtenus pour chaque module indépendamment. Si la région de l'ajustement commence à -2σ, le résultat passe à 0.72%.

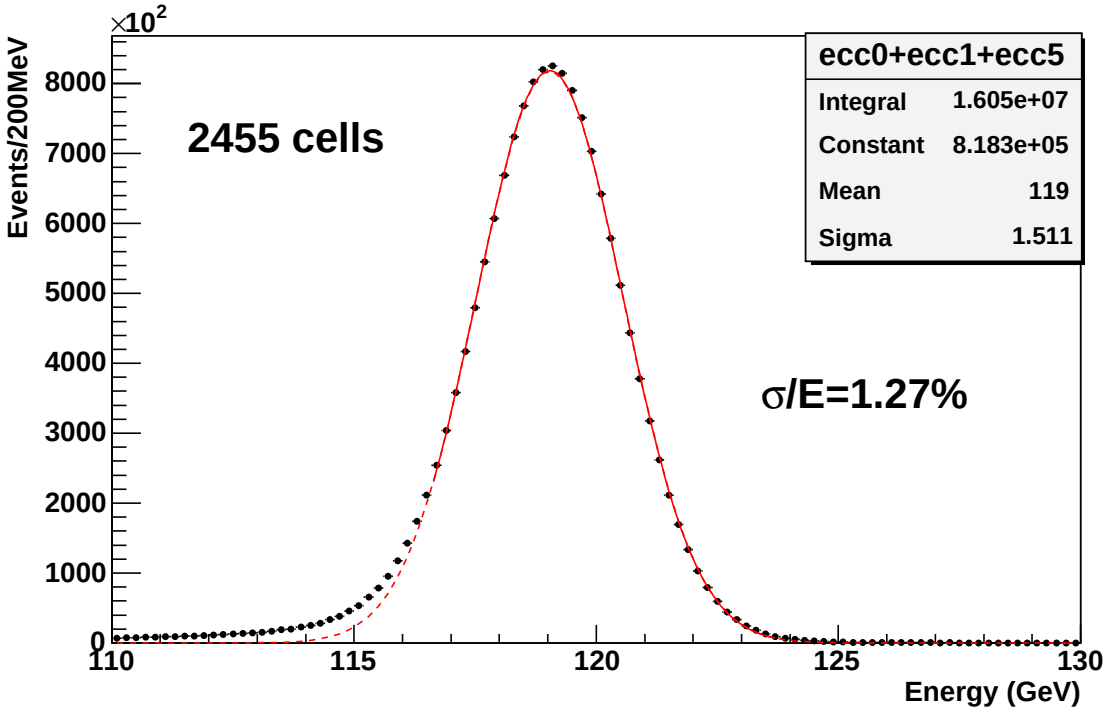

FIGURE 4.37 – *Spectre en énergie total pour les électrons de 119 GeV collectés sur les trois modules. Le résultat de l'ajustement gaussien démarrant à* -1.5σ *de la valeur moyenne est superposé sur la distribution.*

4.7 Étude de l'intervalle entre les deux roues

L'intervalle entre les deux roues (ou crack) est une région non instrumentée, ou l'énergie est mal reconstruite. Afin d'étudier cette région, un balayage à un ϕ donné ($\phi_{cellule} = 23$ en numéro de cellule dans S2 dans la roue externe) a été réalisé dans l'intervalle $2.44 < \eta < 2.56$ sur ECC5. Pour les mêmes raisons que pour l'étude de la roue interne, les données prises sur les deux autres modules ne sont pas utilisables. Un total de 12 runs de 20 000 évènements avec un pas de $\Delta\eta = 0.01$ a été pris. L'espace entre les deux roues (3 mm) est comblé par les barres transverses en G10 collées sur les absorbeurs de la roue interne, et représente une quantité de matière de 3 X_0 en profondeur, contre

36 X_0 dans la roue externe à $\eta = 2.49$ et 26 X_0 dans la roue interne à $\eta = 2.51$ (voir figure 4.38). Il faut enfin noter que les électrodes des roues interne et externe ne sont pas

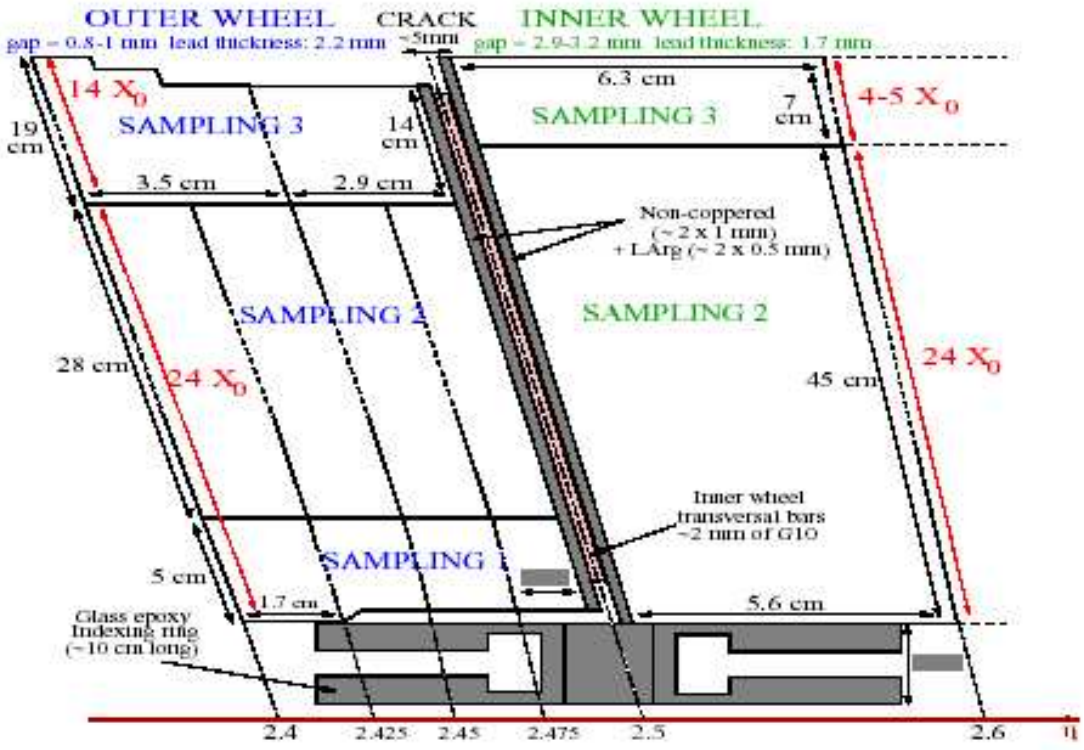

FIGURE 4.38 – *Schéma de la région du crack entre la roue interne et la roue externe.*

recouvertes de cuivre sur 2 mm près de $\eta = 2.5$ pour des raisons techniques, ce qui affecte la collection de charge dans cette région.

Pour cette étude, afin d'être sensible aux effets du crack, un amas de cellules fixe à cheval sur les deux roues a été utilisé pour la reconstruction de l'énergie (voir figure 4.39). Cet amas est le suivant :

- Dans le premier compartiment, amas $\Delta\eta_{cellule} \times \Delta\phi_{cellule} = 4 \times 2$.
- Dans le deuxième compartiment, amas $\Delta\eta_{cellule} \times \Delta\phi_{cellule} = 4 \times 5$ dans la roue externe et 2×3 dans la roue interne.
- Dans le troisième compartiment, amas $\Delta\eta_{cellule} \times \Delta\phi_{cellule} = 2 \times 5$ dans la roue externe et 2×3 dans la roue interne.

Hormis les corrections de haute tension, aucune correction n'a été appliquée dans cette zone.

L'un des principaux problèmes dans cette région vient du fait que les électrons ont toujours une partie de leur énergie après avoir passé le calorimètre, à cause du faible nombre de longueurs de radiation, et peuvent laisser un signal dans le scintillateur en aval

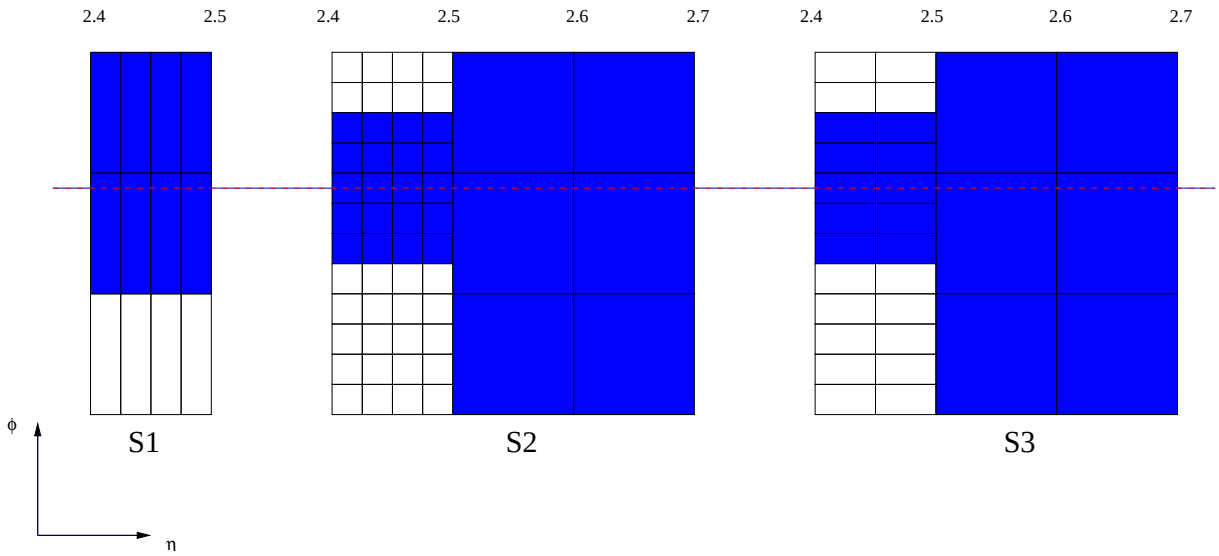

FIGURE 4.39 – *Schéma de l'amas utilisé dans les différents compartiments pour reconstruire l'énergie dans la région du crack. En bleu sont indiquées les cellules faisant partie de l'amas. La ligne pointillée correspond à la ligne où ont été prises les données ($\phi_{cellule} = 23$ en numéro de cellule dans S2 dans la roue externe. Le crack se situe à $\eta = 2.5$).*

du calorimètre. Si l'on effectue la même coupure sur ce scintillateur que dans une autre région du calorimètre, on risque d'éliminer ces électrons. Sur la figure 4.40 est représenté le nombre de coups dans le scintillateur en aval du détecteur pour différentes positions en pseudo-rapidité. Le pic d'électrons, clairement visible en dehors du crack, l'est beaucoup moins à $\eta = 2.50$. Le nombre d'évènements survivants après la coupure standard effectuée sur les pions est représenté pour chaque région. On peut remarquer que dans la région $2.49 < \eta < 2.53$, le nombre d'évènements restant est inférieur à 70%. Aucune coupure pour séparer les électrons des pions n'est donc réalisée dans cette région, ce qui diminue l'énergie moyenne reconstruite. La figure 4.41 montre l'évolution de l'énergie totale reconstruite en fonction du barycentre en η. On peut constater que la reconstruction de l'énergie des électrons est dégradée dans la zone entre $\eta = 2.48$ et $\eta = 2.54$. Dans la zone la plus centrale du crack, qui représente une zone d'environ 10 mm, environ 60% de l'énergie totale est perdue. Ceci est en bon accord avec l'étude menée sur le module de pré-production [21].

4.8 Comparaisons des données et de la simulation

Dans cette section sont présentées les comparaisons effectuées entre les données et une simulation Monte-Carlo basée sur `GEANT 4`. Cette simulation, encore en cours de développement [60], est destinée à remplacer la simulation `GEANT 3` utilisée lors des précédentes études, notamment lors des analyses menées sur le module de pré-production.

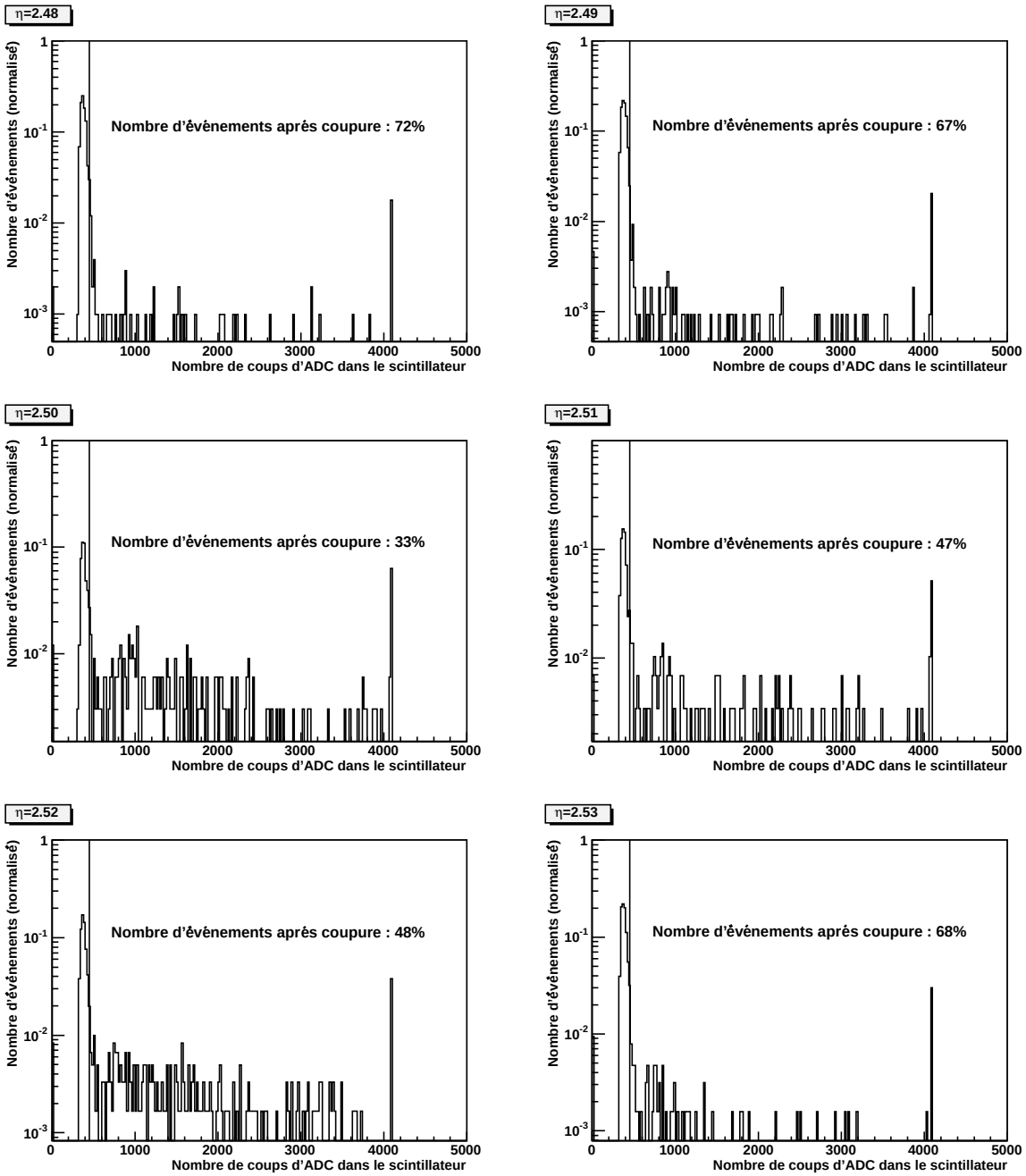

FIGURE 4.40 – *Évolution du nombre de coups dans le scintillateur en aval du détecteur pour différentes valeurs de η. Chaque graphe représente les évènements enregistrés dans une fenêtre de ± 0.001 autour de la valeur de η indiqué dans le coin supérieur gauche. Le nombre d'évènements restant après la coupure sur le scintillateur (ligne en trait plein) est indiqué sur chaque graphe.*

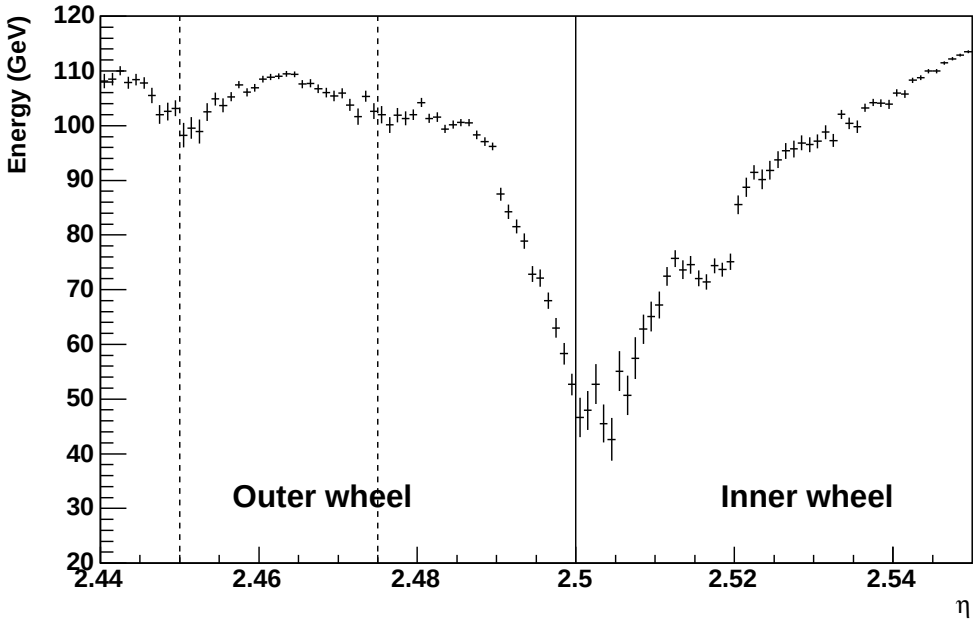

FIGURE 4.41 – *Énergie totale en fonction du barycentre en η dans la région du crack. Les lignes verticales hachurées correspondent aux limites des cellules du deuxième compartiment, et la ligne continue à $\eta = 2.5$ à la séparation entre la roue externe et la roue interne.*

4.8.1 Description de la simulation

4.8.1.1 Paramètres de la simulation

Le module et le cryostat ont été modélisés de manière à reproduire le mieux possible les observations. La structure du cryostat, notamment les structures du mur avant (cônes en G10, zig-zag), a été décrite de telle sorte que l'on peut extraire une carte précise de la quantité de matière devant le détecteur (voir figure 4.42). La description du module

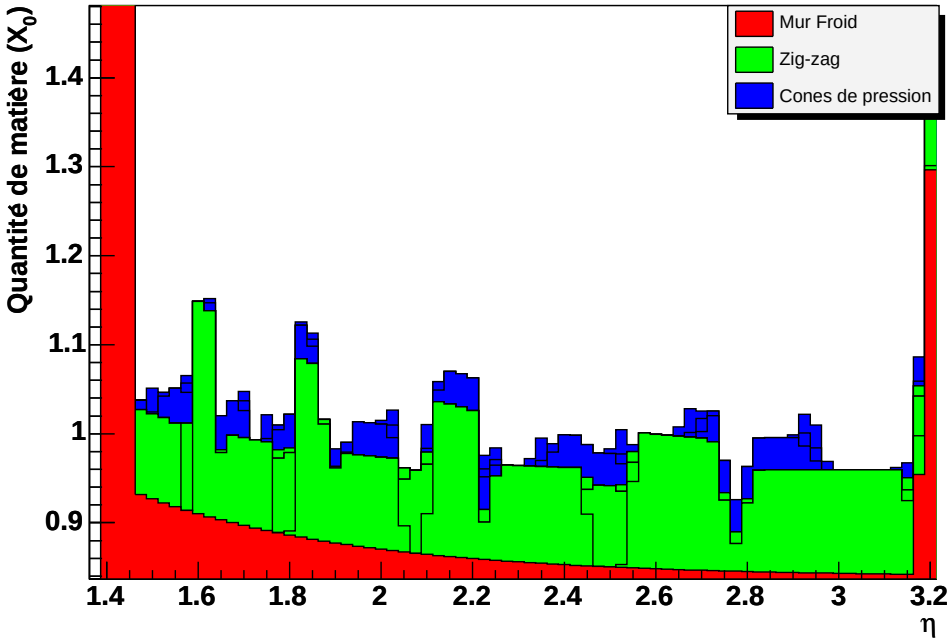

FIGURE 4.42 – *Évolution de la quantité de matière due au cryostat devant le détecteur. Les différentes contributions sont indiquées.*

reprend la description effectuée en `GEANT 3`. Cette description comprend les absorbeurs, les électrodes, la structure du module (différentes barres et anneaux). L'électronique froide (cartes de hautes tensions, cartes sommatrices, cartes mères...) a aussi été simulée [61] en rajoutant devant le détecteur une certaine quantité de matière estimée par les mesures sur ces différents objets. Les chambres à faisceau le long de la ligne de faisceau n'étaient pas encore modélisées pour les simulations présentées ici, mais elles le sont maintenant. De même, la simulation de la flèche, qui vise à reproduire les fluctuations du gap dans la direction ϕ, n'est pas encore totalement opérationnelle et n'est donc pas utilisée par la suite. Une différence notable entre la simulation et la réalité provient du fait que seule une valeur de haute tension est utilisée dans la simulation contre 9 pour les tests en faisceau (correspondant aux 9 secteurs de haute tension). De ce fait, des effets comme la recombinaison des ions (recombinaison des ions avec les électrons dans le gap d'argon liquide) qui dépendent de la valeur du champ électrique de façon non linéaire n'ont pas

pu être pris en compte.

Afin de comparer avec les données, des simulations à différents η à ϕ constant (ligne $\phi_{cellule} = 16$) ont été réalisées avec des électrons de 120 GeV. Le faisceau est constitué d'électrons parallèles, dont le point de départ est réparti uniformément sur une surface de $\pm 2 \times \pm 2$ cm^2. En moyenne, le faisceau pointe sur le centre de la cellule de S2 visée. Entre 3 000 et 5 000 électrons ont été simulés dans chaque cellule entre $\eta_{cellule} = 6$ et $\eta_{cellule} = 39$. Ces simulations ont été répétées avec différentes méthodes de reconstruction [20].

4.8.1.2 Reconstruction du signal

GEANT 4 génère le dépôt d'énergie dans l'argon et fournit la charge d'ionisation. Cette charge, sous l'effet du champ électrique dérive pour créer le signal triangulaire évoqué dans le chapitre précédent. Pour reconstruire l'amplitude de ce signal, deux méthodes peuvent être utilisées. La première nommée ajustement du gap (gapadj) ne tient compte que de

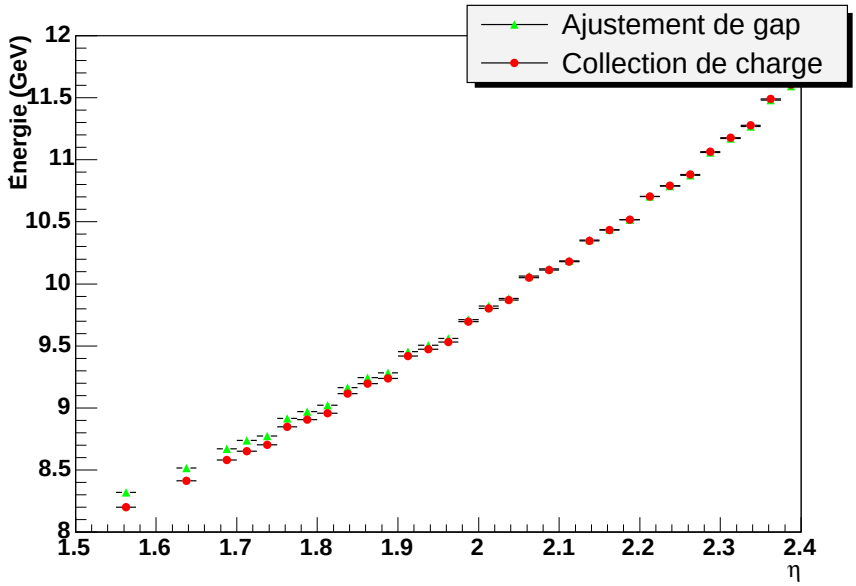

FIGURE 4.43 – *Comparaison de l'énergie totale reconstruite (énergie déposée dans l'argon liquide) pour les deux méthodes de reconstruction de l'énergie en fonction de η (ronds verts pour l'ajustement du gap et carrés bleus pour la collection de charge). Les particules simulées sont des électrons de 120 GeV.*

l'évolution du gap (signal généré proportionnel à $g^{-1.3}$). La seconde, nommée collection de charge (chcoll) tient compte de l'évolution du gap mais aussi de la non-uniformité du champ électrique dans les régions en coudes de l'accordéon, en utilisant des cartes de champ électrique calculées [61]. Cette deuxième méthode est censée reproduire plus fidèlement la réalité mais nécessite le calcul de nouvelles cartes de champ électrique lorsque l'on ajoute des effets comme la flèche.

20. Pour la simulation avec ajustement de gap, seule une cellule sur trois a été visée.

Une fois l'énergie déposée dans chaque cellule reconstruite[21], la même procédure de construction de l'amas que pour les données est employée. On obtient alors l'énergie totale déposée par l'électron dans l'argon liquide. La figure 4.43 montre l'évolution de cette énergie en fonction de η dans la grande roue pour les deux méthodes de reconstruction du signal. Les deux méthodes donnent des résultats très semblables. Cette augmentation de l'énergie avec η est en accord avec la relation (4.22) obtenue dans la section 4.5.1.1.

4.8.2 Comparaison des dépôts d'énergie dans les différents compartiments

L'une des premières comparaisons que l'on peut effectuer consiste à comparer les dépôts d'énergie dans les différents compartiments entre données et simulation. Cette comparaison donne une idée du développement longitudinal de la gerbe et peut permettre de vérifier que la quantité de matière devant le détecteur est bien décrite dans la simulation. Avant de pouvoir effectuer cette comparaison, comme la diaphonie capacitive dans le premier compartiment est assez importante (entre 2 et 5% sous le pic), et qu'elle n'a pas été corrigée dans la calibration des données (voir [63]), celle-ci doit être rajoutée au niveau de la simulation en utilisant les valeurs déterminées sur les modules [38]. Sur la figure 4.44 est représenté le pourcentage de l'énergie totale déposée dans chacun des trois compartiments pour la cellule $\eta_{cellule} = 30$, après prise en compte de cette diaphonie. On peut constater que la forme des dépôts d'énergie des données est bien reproduite par la simulation. Une différence de l'ordre du pourcent apparaît sur le troisième compartiment, qui peut s'expliquer par la non-prise en compte de la diaphonie inductive entre le deuxième et troisième compartiment (diaphonie sous le pic de 1% [38]).

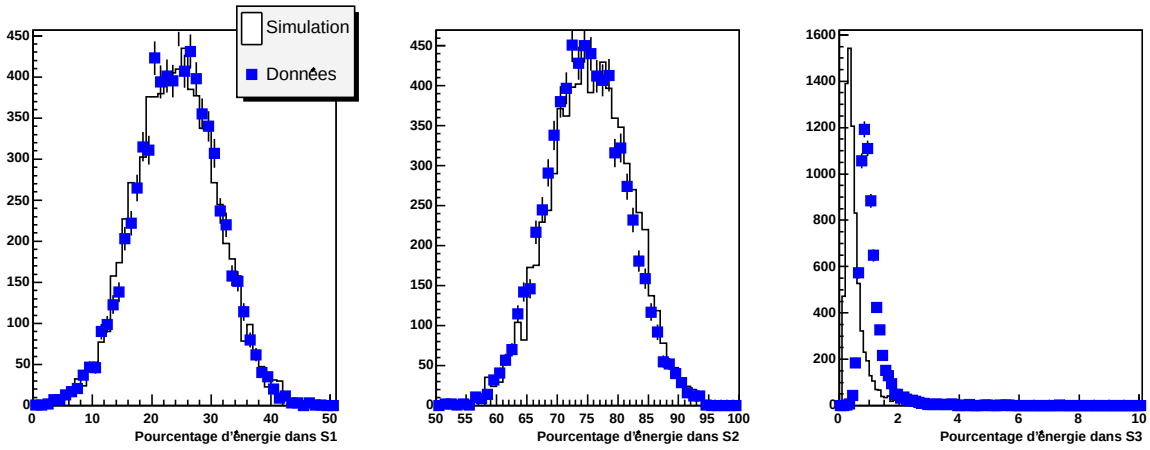

FIGURE 4.44 – *Comparaison données/Monte-Carlo du pourcentage de l'énergie déposée dans chaque compartiment pour la cellule $\eta = 30$. La diaphonie capacitive entre les cellules du premier compartiment est prise en compte dans la simulation.*

L'énergie déposée dans le troisième compartiment étant faible à 120 GeV, on va

21. Il s'agit en fait de l'énergie déposé dans l'argon liquide.

s'intéresser à l'énergie déposée dans les deux premiers compartiments, et plus particulièrement au rapport, de manière à s'affranchir des effets de haute tension. La figure 4.45 montre l'évolution du rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment par l'énergie déposée dans le deuxième en fonction de η pour les données et la simulation (avec collection de charge et avec et sans diaphonie). On peut constater que l'ajout de la diaphonie améliore l'accord entre les données et la simulation, puisque avec cette correction l'écart est inférieur à 3%. Cet accord est même meilleur que le pourcent dans certaines régions.

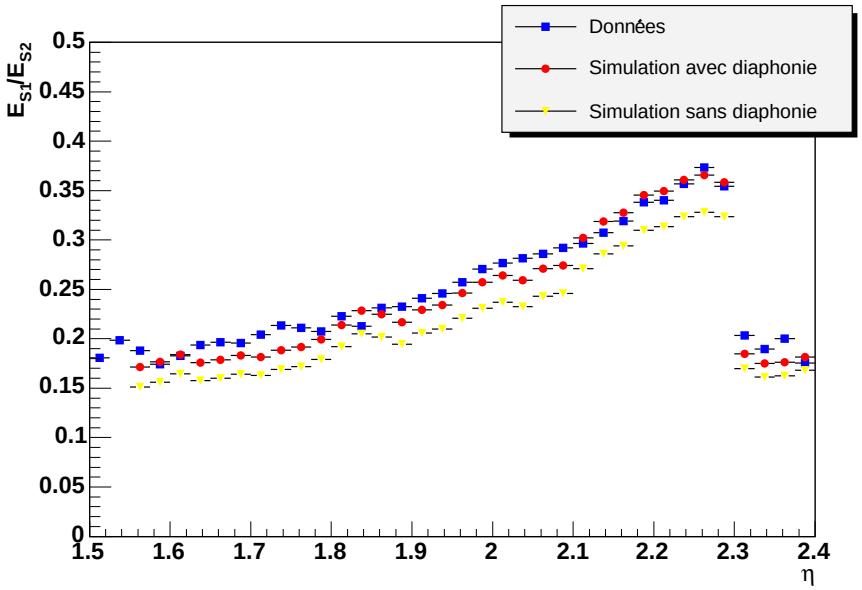

FIGURE 4.45 – *Rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment par l'énergie déposée dans le deuxième compartiment pour les données (carrés bleus), pour la simulation avec collection de charge avec prise en compte de la diaphonie capacitive dans le premier compartiment (ronds rouges) et sans (triangles jaunes). Le décrochement à $\eta = 2.3$ correspond à la réduction de la longueur des cellules du premier compartiment dans cette région.*

4.8.3 Comparaison des corrections

4.8.3.1 Effet des hautes tensions

Bien que les différentes zones de hautes tensions ne soient pas reproduites dans la simulation, on peut tenter d'évaluer ces corrections. En effet, à partir de la courbe de la figure 4.43, on peut reproduire l'effet des hautes tensions en multipliant chaque point par $U_i^{0.3}$, où U_i est la haute tension correspondant au secteur i. La courbe obtenue après normalisation (voir figure 4.46) permet d'évaluer les paramètres des corrections de hautes

tensions[22]. Elle est superposée à la courbe provenant des données avant correction des hautes tensions. Les valeurs des paramètres de correction des hautes tensions extraites de

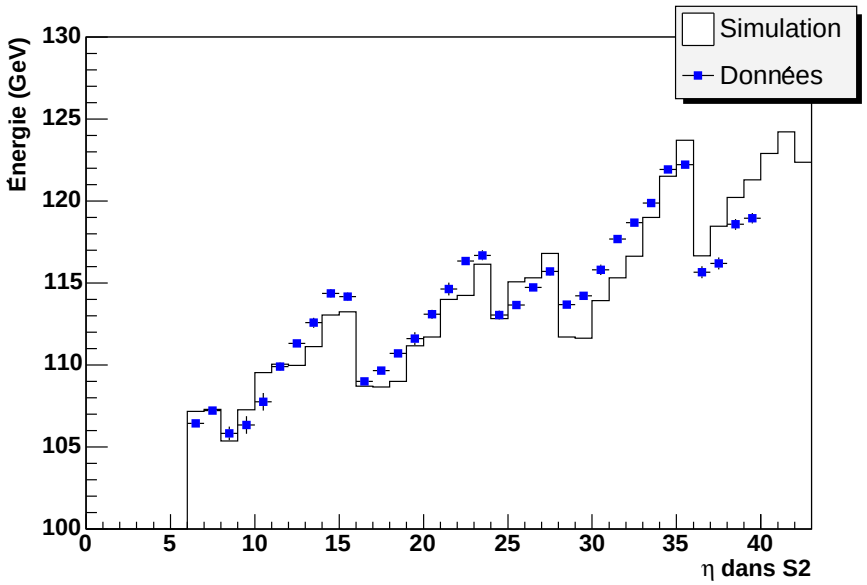

FIGURE 4.46 – *Comparaisons des modulations liées à la haute tension provenant des données et de la simulation.*

cette courbe sont reportées dans le tableau 4.10, où figurent aussi les résultats provenant de l'ajustement sur les données et les résultats de simulation avec `GEANT 3` réalisée lors de l'analyse des données du module 0.

On peut voir que le paramètre α déterminé à l'aide de la simulation en `GEANT 4` est en meilleur accord avec les données que celui extrait de la simulation en `GEANT 3`. Il en va de même pour le paramètre β dont l'évolution est mieux reproduite par `GEANT 4`. Le fait que tous les paramètres β soient égaux à 1 dans la simulation `GEANT 3` s'explique par le fait que les hautes tensions dans les différents secteurs ont justement été déterminées en utilisant cette simulation (On a déterminé les hautes tensions de telle sorte que les β soient égaux à 1). Les tensions appliquées durant le test en faisceau ne permettent pas de reproduire ce comportement pour les β, elles doivent donc être réajustées en utilisant les β provenant des données. Le tableau 4.11 donne un scénario possible de nouvelles valeurs de hautes tensions de manière à avoir une réponse uniforme en moyenne sur tous les η (tous les β sont alors égaux à 1).

22. En fait, la détermination des paramètres β n'est pas une détermination absolue, du fait de la normalisation arbitraire, mais seulement une détermination relative entre les différentes zones de hautes tensions.

Secteur de haute tension	Données		Simulation GEANT 4		Simulation GEANT 3	
	α	β	α	β	α	β
B1	0.46	1.12	0.45	1.12	-	-
B2	0.50	1.08	0.38	1.09	0.29	1
B3	0.47	1.055	0.44	1.07	0.31	1
B4	0.46	1.045	0.39	1.040	0.32	1
B5	0.49	1.01	0.46	1.025	0.33	1
B6	0.55	1.00	0.41	1.015	-	-

TABLEAU 4.10 – *Comparaison des paramètres de corrections des hautes tensions déterminées sur les données et sur la simulation (GEANT 3 et GEANT 4) pour les six secteurs de la roue externe où des données sont disponibles. Les erreurs sont inférieures à 0.03 pour le paramètre α et à 0.005 pour β. L'échelle des valeurs du paramètre β pour la simulation GEANT 4 n'est pas absolue, mais seulement relative (Normalisation de β du secteur B1 à 1.12).*

	Secteur haute tension	Anciennes valeurs de hautes tensions	Nouvelles valeurs de hautes tensions
Roue externe	F	2500 V	2900 V *
	B1	2300 V	2520 V
	B2	2100 V	2040 V
	B3	1700 V	1520 V
	B4	1500 V	1300 V
	B5	1250 V	970 V
	B6	1000 V	750 V

TABLEAU 4.11 – *Comparaison entre les anciennes valeurs de hautes tensions utilisées durant les tests en faisceaux, et un scénario possible avec de nouvelles valeurs de manière à avoir une réponse du détecteur plus uniforme. * Cette valeur est extrapolée (pas de données dans F).*

4.8.3.2 Fuites latérales et modulations en ϕ

Les modulations en ϕ obtenue avec la simulation peuvent être comparées avec celles obtenues sur les données. La figure 4.47 présente les modulations en ϕ provenant des données et de la simulation (avec et sans collection de charge) pour quatre positions en η différentes dans la roue externe. On peut constater que la simulation avec collection de

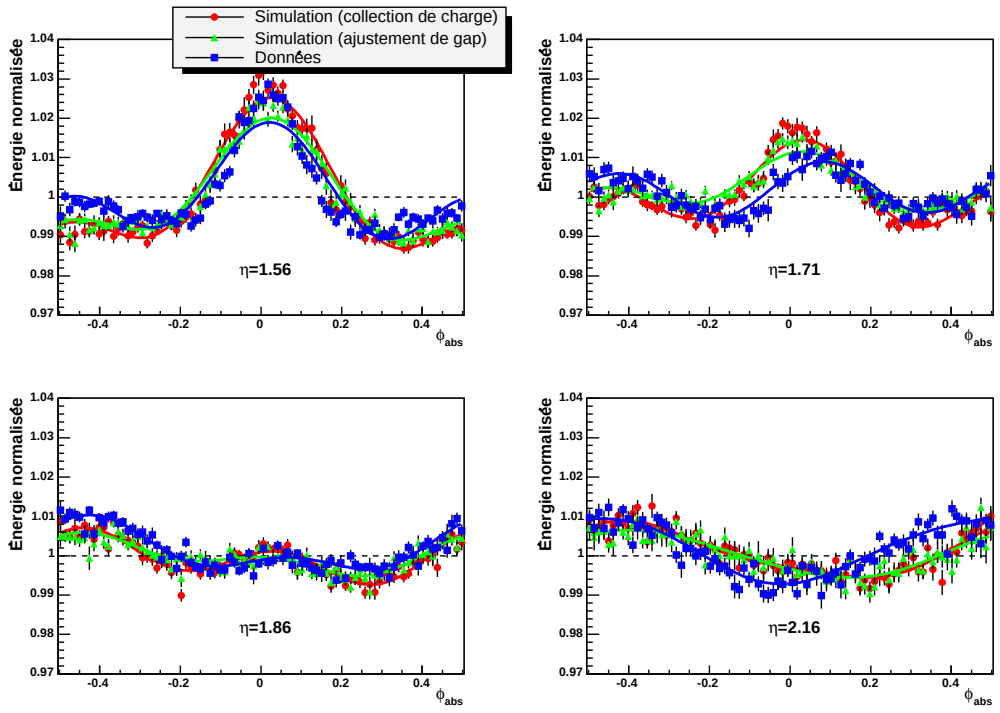

FIGURE 4.47 – *Comparaisons des modulations en ϕ provenant des données (carrés bleus), de la simulation avec ajustement de gap (triangles verts) et avec collection de charge (ronds rouges) pour différents η.*

charge donne une amplitude du pic central plus haute que celle avec ajustement de gap (jusqu'à environ 1% à $\eta \sim 1.5$). Cette dernière méthode donne une amplitude en meilleur accord avec les données. Ceci est confirmé par la figure 4.48 où sont représentés les coefficients obtenus à partir de ces modulations. On remarque que la variation des coefficients pairs (a_1 et a_2) avec η est assez bien reproduite par les deux méthodes de simulation jusqu'à $\eta = 2.3$, mais leur amplitude ne l'est pas. Pour la collection de charge, par exemple, les courbes sont translatées d'environ $+0.005$ pour a_1 et d'environ $+0.002$ pour a_2 par rapport aux données. Cette translation est moins importante pour l'ajustement de gap. En ce qui concerne le coefficient impair b_1, il reste compatible avec 0 sur tout l'intervalle en η pour les deux méthodes et ne reproduit pas l'augmentation observée sur les données à partir de $\eta = 2.0$. Enfin, le coefficient $\Delta\phi$ est en désaccord avec les données. Pour tous les coefficients, le comportement pour $\eta > 2.3$ est mal reproduit.

En ce qui concerne les fuites latérales, la figure 4.49 montre la comparaison entre les données et la simulation dans une zone où ces fuites commencent à devenir importantes.

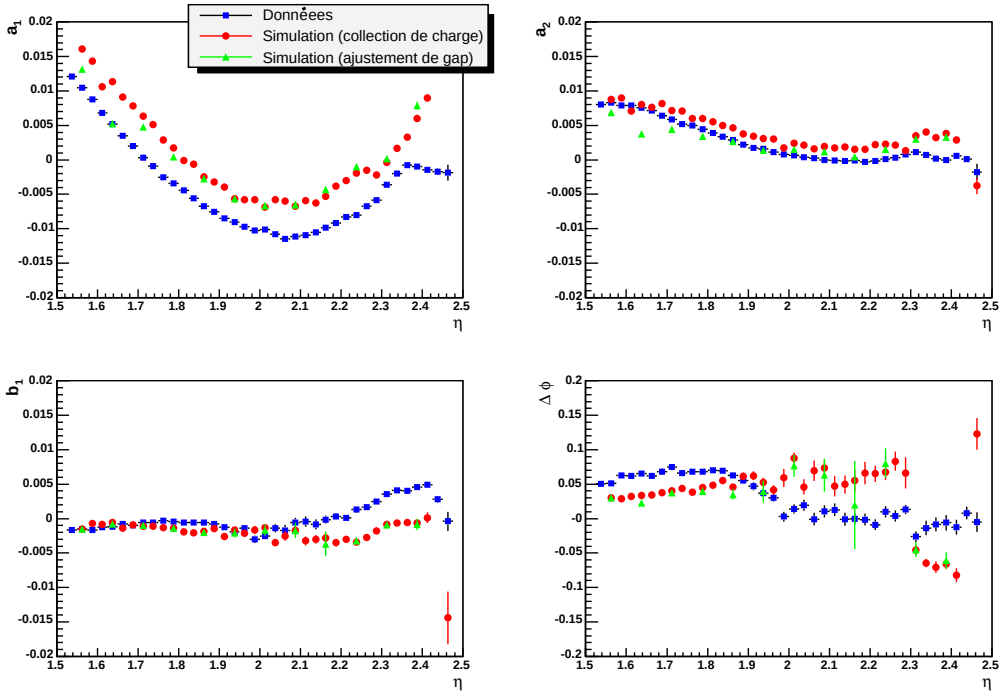

FIGURE 4.48 – *Comparaisons des coefficients des modulations en ϕ provenant des données (carrés bleus), de la simulation avec ajustement de gap (triangles verts) et avec collection de charge (ronds rouges) pour différents η.*

Sur cette figure n'est représentée que la simulation avec collection de charge, la simulation avec ajustement de gap n'étant réalisée que pour une cellule sur trois. On peut constater que la simulation sous-estime les fuites latérales. Si l'on essaye d'ajuster ces modulations par des paraboles, les paramètres obtenus ne sont pas bons (grandes barres d'erreurs) du fait du manque de statistique.

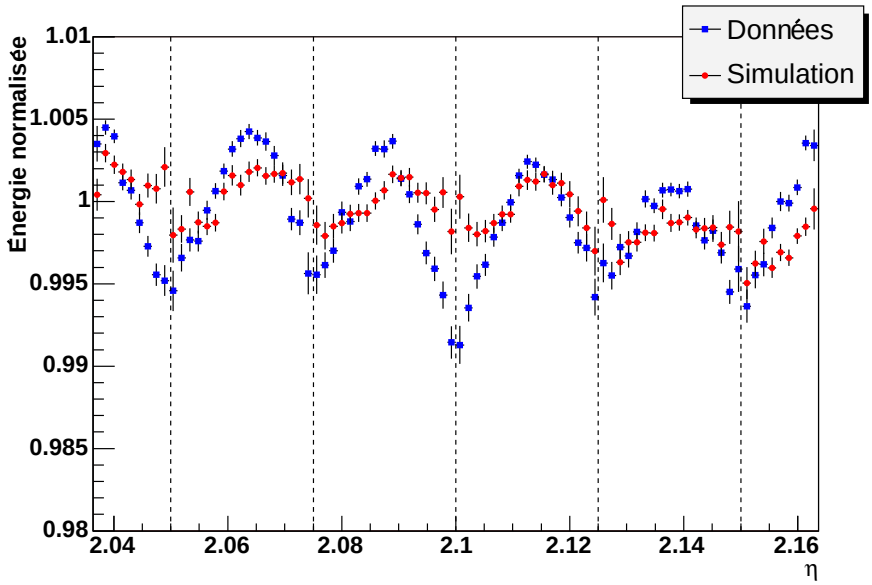

FIGURE 4.49 – *Comparaisons des fuites latérales provenant des données (carrés bleus) et de la simulation (ronds rouges). Les traits en pointillés représentent les bords des cellules.*

4.8.4 Résolution en énergie

La figure 4.50 présente l'évolution de la résolution en énergie en fonction de η, après les corrections de hautes tensions, mais avant toute correction au niveau de l'amas (ni corrections de fuites latérales, ni corrections des modulations en ϕ). Les données sont celles de ECC5, moyennées sur toutes les lignes en ϕ.

Sur la partie gauche de la figure 4.50 les données sont comparées avec la simulation avec collection de charge. La plus grande différence s'observe pour $\eta < 1.9$ ($\eta_{cellule} < 20$). Dans cette région, la résolution est beaucoup moins bonne pour la simulation que pour les données (jusqu'à 0.3%). Ceci peut s'expliquer par le fait que dans le cas de la collection de charge, les modulations en ϕ sont surestimées, ce qui dégrade la résolution en énergie. Dans la région intermédaire ($20 \leq \eta_{cellule} < 36$), l'accord est meilleur, et la différence entre données et simulation reste inférieur à 0.1%. Enfin, dans la zone à grand η ($\eta > 2.3$ ou $\eta_{cellule} > 36$), le désaccord avec les données (la résolution est jusqu'à 0.1% meilleure avec la simulation par rapport aux données) peut s'expliquer par la sous-estimation des fuites latérales par la simulation comme évoqué dans la section précédente.

Sur la partie droite de la figure 4.50 les données sont comparées avec la simulation avec ajustement de gap. Comme déjà évoqué plus haut, la simulation n'a été effectuée

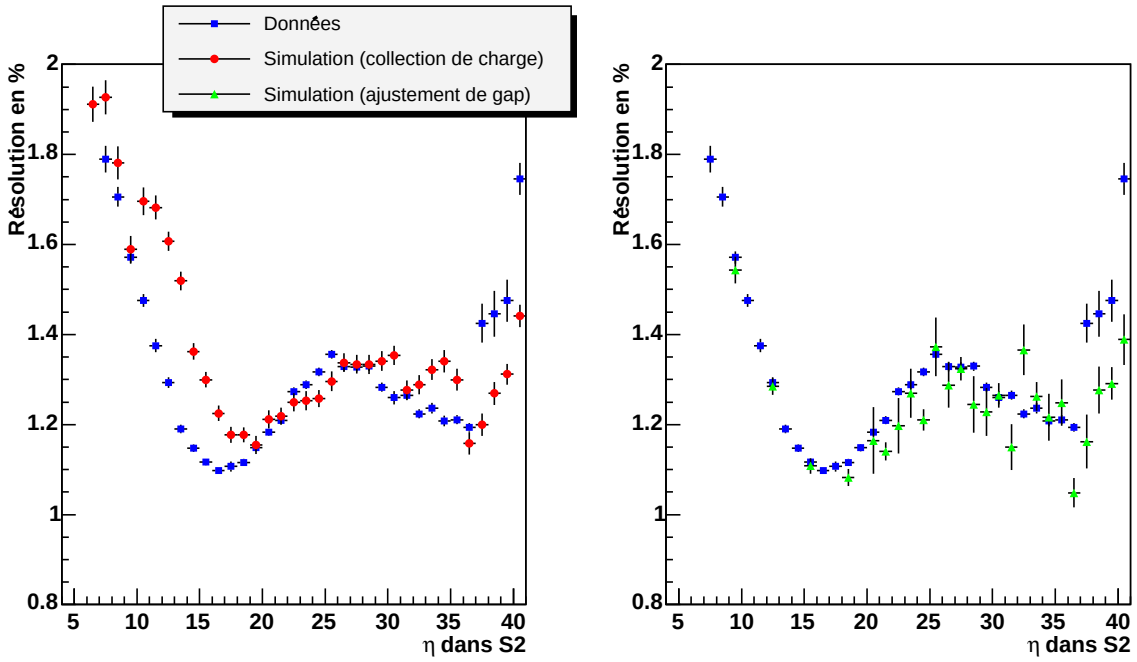

FIGURE 4.50 – *Comparaisons de la résolution en énergie avant corrections des fuites latérales et des modulations en ϕ pour les données (carrés bleus) pour la simulation avec collection de charge (ronds rouges) et avec ajustement de gap (triangles verts).*

que dans une cellule sur trois, ce qui explique le nombre moins important de points. On constate néanmoins que l'accord avec les données est très bon dans la zone ($\eta_{cellule} < 20$) où la collection de charge donnait de mauvais résultats. Pour la zone intermédaire, la comparaison est plus difficile qu'avec la collection de charge étant donnée la statistique moins importante, mais là encore, l'accord est bon. Enfin, à grand η, le comportement est le même que pour la collection de charge.

4.9 Conclusions

L'uniformité de la réponse du bouchon du calorimètre à des électrons de 119 GeV a été étudiée. Afin d'obtenir ce résultat, des corrections de l'effet des hautes tensions, des modulations en ϕ et des fuites latérales ont été appliquées. Toutes ces corrections ont été paramétrées en fonction de η sur tout l'acceptance du détecteur ($1.375 < \eta < 3.2$). Pour les corrections de hautes tensions, appliquées au niveau de la cellule, seul un paramètre est nécessaire, ainsi que neuf coefficients d'intercalibration qui seront déterminés dans ATLAS en utilisant les évènements de physique comme $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Pour les corrections au niveau de l'amas (modulation en ϕ et fuites latérales), le nombre de paramètres est de 12 (9) pour la grande (petite) roue. Cette paramétrisation pourra être utilisée au démarrage d'ATLAS pour tous les modules.

Lors de l'analyse de ces faisceaux tests est apparue une non-uniformité selon ϕ inattendue de l'ordre du pourcent, qui a été reliée aux non-uniformités du gap. Des mesures de capacités ont alors été menées sur la plupart des modules, et ont été utilisées pour corriger cet effet. En outre, des traitements spécifiques pour les canaux à problèmes (problèmes d'alimentation de hautes tensions, de forme de signal étrange) ont été déterminés.

En excluant seulement les régions en bordure des roues et la région du crack aux alentours de $\eta = 2.5$, la non-uniformité de la réponse obtenue est autour, ou en dessous de 0.6% pour les roues externes des trois modules testés ($1.5 < \eta < 2.4$) et pour la roue interne de ECC5 ($2.6 < \eta < 3.1$). Le terme constant global résultant est d'environ 0.7% dans tous les cas. En combinant les résultats des trois modules, sans normalisation de l'échelle d'énergie, un terme constant global de $0.70 \pm 0.04\%$ a pu être déduit sur une surface d'environ 3 m^2 contenant 2455 cellules. Ce résultat est en accord avec les spécifications d'ATLAS.

Par ailleurs, un travail de comparaison entre les données et une simulation Monte-Carlo basée sur `GEANT 4` a été entrepris. Les premiers résultats montrent que certains aspects, comme les modulations dues à la haute tension sont mieux reproduits par cette nouvelle simulation que par l'ancienne basée sur `GEANT 3`. Sur ce point, la simulation `GEANT 4` donne des résultats compatibles avec les données. En ce qui concerne les modulations en ϕ et les fuites latérales, l'accord entre la simulation et les données est beaucoup moins bon, en particulier pour la méthode avec collection de charge, qui doit être améliorée.

Chapitre 5

Séparation électrons/jets

Sommaire

5.1 Motivations 121
5.2 Description de l'analyse 123
5.2.1 Description du détecteur et des changements 123
5.2.2 Lots de données utilisés 124
5.3 Critères de sélection 126
5.3.1 Sélection au niveau du système de déclenchement 126
5.3.2 Sélection "offline" 128
5.4 Résultats 137
5.4.1 Identification des électrons 137
5.4.2 Réjection des jets 139
5.4.3 Comparaison avec les études précédentes 143
5.5 Conclusions 143

5.1 Motivations

L'identification des électrons isolés de grand p_T (typiquement $p_T > 25$ GeV/c) est essentielle dans ATLAS. Ci-dessous est détaillée une liste (non exhaustive) des canaux de production et de désintégration faisant intervenir des électrons :

- Production du boson de Higgs avec désintégration en quatre électrons $H \to ZZ^{(*)} \to 4e$. La section efficace de ce processus est d'environ 0.2 fb pour un boson de Higgs de 130 GeV/c^2.
- Production de W avec désintégration $W \to e\nu_e$. Section efficace : 15 000 pb.
- Production de Z avec désintégration $Z \to e^+e^-$. Section efficace : 1 500 pb.
- Production de paires $t\bar{t}$ avec désintégration en $e\nu_e$ d'au moins un des W. Section efficace : $\sim$130 pb
- Recherche de bosons de jauge (Z' ou W') supplémentaires.

Ces sections efficaces sont plusieurs ordres de grandeur plus faibles que la section efficace de production de jets (voir figure 5.1) : le rapport du nombre d'électrons produits par le nombre de jets produits est d'environ 10^{-5} au LHC [64]. Par ailleurs, les jets possédant une grande composante électromagnétique (due à la présence de nombreux π^0) peuvent être identifiés comme des électrons.

Aussi, afin de pouvoir reconstruire un signal inclusif d'électrons, une réjection sur les jets de l'ordre de 10^5 est nécessaire. Cette réjection est calculée à partir d'un échantillon de jets, dans l'acceptance du détecteur interne ($|\eta| \leq 2.5$), avec une énergie supérieure à un certain seuil (ce seuil sera explicité dans la section 5.2.2). Le nombre total de jets de cet échantillon est calculé en utilisant l'algorithme de simulation rapide `ATLFAST` [65]. La réjection est alors définie comme le quotient du nombre total de jets, par le nombre de jets passant tous les critères de sélection des électrons. Le but de cette analyse est de montrer qu'une réjection sur les jets de l'ordre de 10^5 est atteignable en conservant une bonne efficacité sur les électrons.

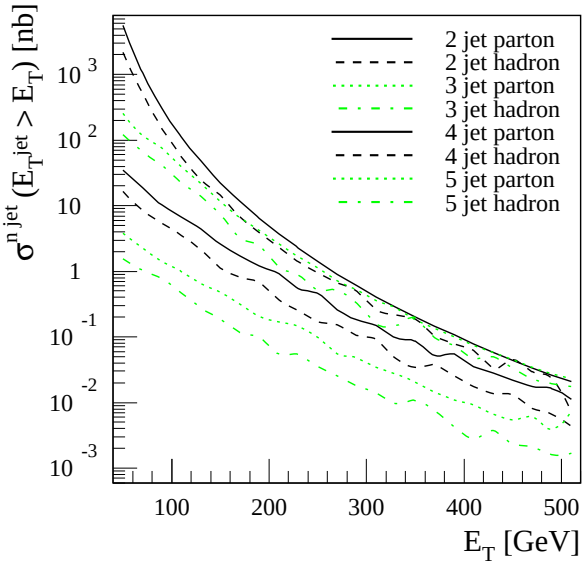

FIGURE 5.1 – *Section efficace de production exclusive de n jets (n=2,3,4,5 avec $|\eta|$ <3.2) en fonction de l'énergie transverse minimale de chaque jet considéré au niveau partonique ou au niveau hadronique.*

Cette analyse a déjà été menée à plusieurs reprises [66, 68], mais depuis ces études, de nombreux changements (géométrie du détecteur, système de déclenchement...) sont intervenus et sont détaillés dans la section 5.2.1. L'analyse menée ici utilise les données simulées provenant du "data challenge" DC1 [67]. Ce "data challenge" consiste en une simulation de grande ampleur de divers lots de données afin d'étudier les performances du détecteur et du software.

5.2 Description de l'analyse

5.2.1 Description du détecteur et des changements

Par rapport à l'étude menée pour le TDR[68, 69], de nombreux changements pouvant avoir une incidence sur les performances ont été apportés :

– La géométrie du détecteur a changé, notamment en ce qui concerne les détecteurs internes. Cette géométrie, nommée géométrie DC1, est censée représenter le détecteur final. Les changements par rapport au TDR sont résumés dans [70, 67]. Tout d'abord, les bouchons des calorimètres ont été éloignés de quatre centimètres par rapport au point d'interaction, de manière à laisser plus de place pour les câbles passant entre le tonneau et les bouchons. Cet éloignement entraine une faible non-projectivité des cellules des bouchons des calorimètres. En outre, la quantité de matière due aux détecteurs internes est plus importante que précédemment. Cet apport de matière supplémentaire, spécialement dans les bouchons, génère plus de bremsstrahlung. Le

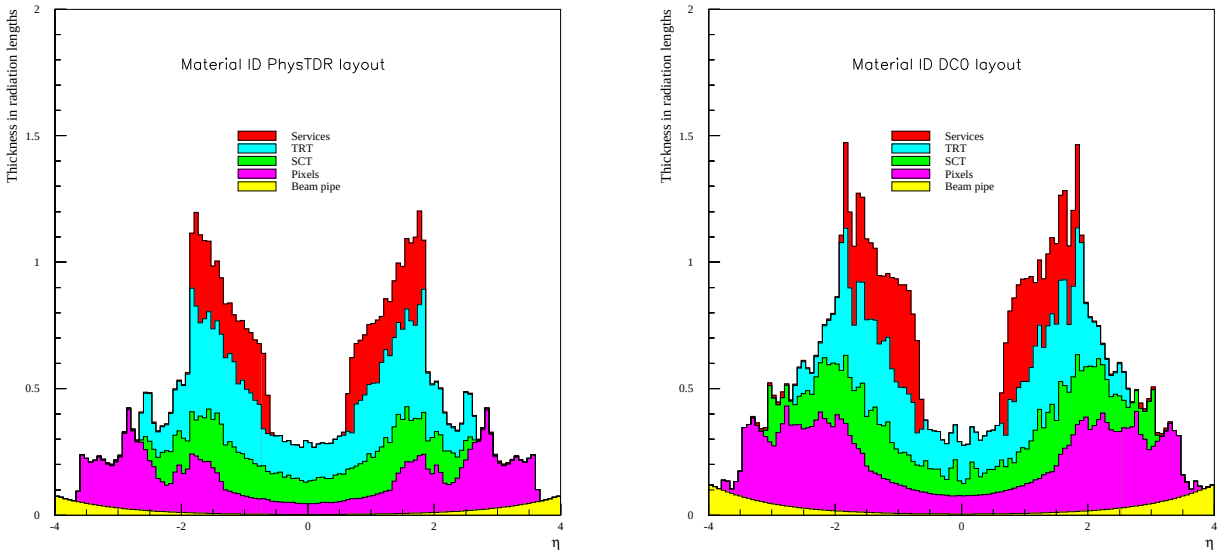

FIGURE 5.2 – *Quantité de matière en nombre de X_0 représentée par les détecteurs internes pour les analyses sur le TDR (à gauche) et sur DC1(à droite).*

champ magnétique, quant à lui, est décrit plus précisément : dans la précédente étude, un champ constant de 2 T était pris dans tout le volume des détecteurs internes. Dans cette étude, une carte de champ correcte est utilisée : le champ magnétique décroît de B=2 T à $\eta \sim 0$ à 1 T au bout de l'aimant solénoïdal, et jusqu'à 0.4 T à $\eta \sim 2.5$. Ceci affecte la forme des gerbes qui tendent à être plus larges que par le passé.

– Les menus du système de déclenchement ont changé. À cause de la réduction des capacités de calcul au niveau du filtre d'évènement, les seuils de déclenchement ont été réhaussés. Le menu utilisé à faible luminosité pour sélectionner un électron isolé a maintenant un seuil à 25 GeV, contre 20 GeV précédemment.

– La définition de basse luminosité n'est pas la même. Dans l'analyse menée pour le TDR, la basse luminosité signifiait sans empilement. Dans l'étude présentée ici, la basse luminosité est à $2 \cdot 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}. Sur chaque évènement est donc ajouté un certain nombre d'évènements de biais minimum comme décrit dans la section suivante.

L'objet de la présente étude est donc de mettre à jour les performances obtenues précédemment.

5.2.2 Lots de données utilisés

Les lots de données utilisés ont été produits pour le data challenge DC1. Ils ont été générés en utilisant le générateur `PYTHIA 6.203`, simulés avec le programme `ATLSIM/DICE` basé sur `GEANT3`, et finalement reconstruits avec `ATHENA 6.0.4`. Pour cette étude, le bruit électronique et l'empilement ont été pris en compte. Pour l'empilement, un nombre moyen de 4.6 (23) évènements de biais minimum a été additionné à basse (haute) luminosité suivant une loi de Poisson.

Les lots utilisés sont de deux sortes. D'une part des lots d'électrons uniques avec une impulsion transverse donnée pour étudier l'efficacité de sélection des électrons. D'autre part des lots de dijets QCD avec une impulsion transverse supérieure à un certain seuil (p_T >17 GeV ou 25 GeV), incluant les radiations dans l'état initial et l'état final, pour étudier la réjection des jets. Le fait de n'utiliser que des dijets vient du fait que les sections efficaces de production de 3 jets, 4 jets, ou plus, sont beaucoup plus faibles (voir figure 5.1). Dans ces lots de dijets ont par ailleurs été autorisés des processus comme des photons prompts, des productions de W et Z, et des productions de quarks top suivant leur section efficace de production données par `PYTHIA` [71]. Le tableau 5.1 détaille les différents processus considérés pour le lot de dijets 002000 (voir tableau 5.2) ainsi que leurs sections efficaces.

Ces évènements permettent notamment de vérifier que l'on sélectionne bien les électrons provenant de W ou Z. Le tableau 5.2 résume les lots de données générés.

On ne considère des dijets qu'au-dessus d'une valeur seuil de l'énergie transverse qui est la valeur de la coupure effectuée par le filtre d'évènement. Pour le TDR, cette coupure était à 17 GeV à basse luminosité et à 25 GeV à haute luminosité. Comme indiqué précédemment, le chiffre de réjection à basse (haute) luminosité était donc calculé en normalisant par rapport aux jets avec E_T >17 GeV(E_T >25 GeV) reconstruits par `ATLFAST`. Comme les menus du système de déclenchement ont été changés, les seuils de coupure en énergie ont été relevés. Le calcul de la réjection à basse (haute) luminosité dans cette étude est donc fait en normalisant par rapport au nombre de jets avec E_T >22 GeV (E_T >27 GeV) reconstruits par `ATLFAST`.

Pour les électrons, le choix consistant à prendre des électrons de 25 GeV (30 GeV) à basse (haute) luminosité vient du fait que ces valeurs sont au seuil de déclenchement des menus e25i (e30i). Les efficacités obtenues pour ces électrons seront donc moins bonnes que pour des électrons de plus haute énergie.

Processus	Processus PYTHIA	Section efficace de production
$f_i f_j \to f_i f_j$	11	1.5 mb
$f_i \overline{f}_i \to f_k \overline{f}_k$	12	
$f_i \overline{f}_i \to gg$	13	
$f_i g \to f_i g$	28	
$gg \to f_k \overline{f}_k$	53	
$gg \to gg$	68	
$f_i \overline{f}_i \to g\gamma$	14	$3.0{\cdot}10^{-4}$ mb
$f_i g \to f_i \gamma$	29	
$f_i \overline{f}_i \to Z^*/\gamma^*$	1	$4.4{\cdot}10^{-5}$ mb
$f_i \overline{f}_j \to W^\pm$	2	$1.4{\cdot}10^{-4}$ mb
$f_i \overline{f}_j \to t\overline{t}$	81	$4.8{\cdot}10^{-7}$ mb
$gg \to t\overline{t}$	82	

TABLEAU 5.1 – *Processus générés dans le lot de dijets 002000 (p_T >17 GeV/c et $|\eta| <$ 2.7).*

Données	Luminosité ($\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$)	p_T (GeV/c)	Numéro de lot	Nombre d'évènements
Électrons	$2 \cdot 10^{33}$	$= 25$	002026	5 000
Dijets	$2 \cdot 10^{33}$	≥ 17	002000	13 750 000
Électrons	10^{34}	$= 30$	002021	10 000
Dijets	10^{34}	≥ 25	002001	4 416 150

TABLEAU 5.2 – *Lots de données utilisés en fonction de la luminosité. Les valeurs ou seuils de p_T sont indiquées, de même que les numéros de lots et le nombre d'évènements générés.*

En fait, le nombre d'évènements indiqués dans le tableau 5.2 représente seulement le nombre d'évènements générés, c'est-à-dire le nombre d'évènements en sortie de PYTHIA. Pour économiser du temps de calcul, seule une partie des évènements dijets qui passait un filtre a été simulée et reconstruite. Ce filtre a pour but de rejeter les évènements qui ne passeraient pas le système de déclenchement. Il consiste à ne simuler que ceux dont la somme des énergies transverses des particules stables (exceptés muons et neutrinos) dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.12 \times 0.12$ est au-dessus d'un certain seuil fixé à 17 GeV. Cette taille correspond à une fenêtre d'environ 5×5 cellules dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Après ce filtre, seul 1 évènement sur 11.99 (9.8) survit pour les dijets à 17 GeV (25 GeV). Ces évènements sont alors simulés par GEANT et reconstruits.

5.3 Critères de sélection

La sélection des électrons est faite en plusieurs étapes. Une première sélection est effectuée par les systèmes de déclenchement, puis celle-ci est raffinée par une sélection dite "offline". Les critères utilisés pour choisir les électrons sont des critères calorimétriques, la recherche d'une trace de bonne qualité pointant sur l'amas de cellules dans le calorimètre et l'utilisation du TRT.

5.3.1 Sélection au niveau du système de déclenchement

La sélection par le système de déclenchement se fait en trois niveaux comme indiqué dans la section 2.2.4. Au niveau 1, l'information des détecteurs internes, nécessaire à la reconstruction des traces n'est pas encore disponible. En ce qui concerne les calorimètres, seule une granularité correspondant à la taille des tours de déclenchement ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) est accessible. La sélection s'effectue donc seulement au niveau calorimétrique en utilisant les variables suivantes :

- Énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique dans une fenêtre de 1×2 tours de déclenchement, notée par la suite $L1_EmClus$.
- Énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique, dans les 10 tours de déclenchement autour des 2×2 tours centrales, notée par la suite $L1_em_RingIsol$.
- Énergie transverse déposée dans le calorimètre hadronique, dans les 2×2 tours derrière l'amas de cellules dans le calorimètre électromagnétique, notée par la suite $L1_had_CoreIsol$.
- Énergie transverse déposée dans le calorimètre hadronique, dans les 10 tours de déclenchement autour des 2×2 tours centrales, notée par la suite $L1_had_RingIsol$.

Les coupures sur ces différentes variables sont décrites dans le tableau 5.3. Elles sont identiques à celles utilisées dans [72].

La figure 5.3 représente la distribution en énergie transverse de tous les amas dans chaque évènement ayant passé le niveau 1 du système de déclenchement. Pour les jets, deux pics sont visibles. Le premier (aux alentours de 5 GeV) correspond à des jets provenant de radiations dans l'état initial ou final, alors que le second (aux alentours de 20 GeV) est produit par les coupures effectuées au niveau 1 qui ont enrichi l'échantillon avec

Variable	Coupures	
	Basse luminosité	Haute luminosité
L1_em_RingIsol	19 GeV	20 GeV
L1_em_RingIsol	3 GeV	5 GeV
L1_had_CoreIsol	2 GeV	2 GeV
L1_had_RingIsol	2 GeV	3 GeV

TABLEAU 5.3 – *Valeurs des coupures relatives au niveau 1 du système de déclenchement.*

des évènements qui ont au moins un amas à haut E_T.

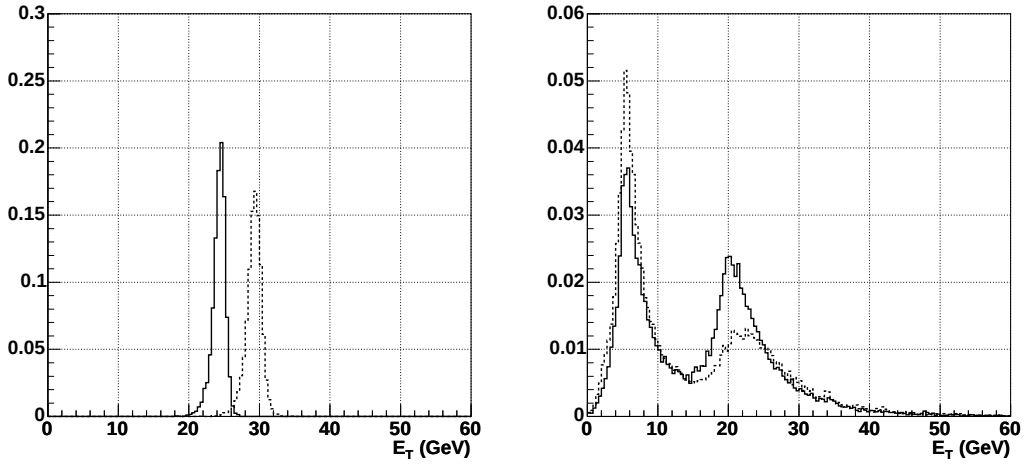

FIGURE 5.3 – *Distribution de E_T pour tous les amas dans chaque évènement ayant passé le filtre de niveau 1. À gauche, pour les électrons de $E_T = 25$ GeV à basse luminosité (ligne pleine) et pour les électrons de $E_T = 30$ GeV à haute luminosité (ligne pointillée). À droite, pour les jets à basse (ligne pleine) et à haute (ligne pointillée) luminosité.*

La sélection par le niveau 2 n'a pas pu être appliquée. En effet, dans la version d'`ATHENA` utilisée pour la reconstruction, l'algorithme de niveau 2 utilisé pour reconstruire les traces (`IDSCAN`) a un problème[72, 73]. Environ 3% des évènements à basse luminosité, qui ont une trace reconstruite par d'autres algorithmes, n'ont pas de traces reconstruites par `IDSCAN`. La sélection de niveau 2 n'est donc pas appliquée dans la suite de cette analyse.

La sélection par le filtre d'évènements est réalisée en effectuant des coupures sur les mêmes variables (voir section 5.3.2) que pour la sélection "offline", mais les coupures sont plus lâches. Par ailleurs, seuls les évènements avec une énergie transverse supérieure à 22 GeV (27 GeV) à basse (haute) luminosité sont conservés. Le tableau 5.4 détaille l'efficacité obtenue sur les électrons après application des coupures de niveau 1 et du filtre d'évènements détaillées dans [74]. Au final, l'efficacité de sélection des électrons de 25 GeV à basse luminosité est de $82.0 \pm 0.6\%$, soit une efficacité de sélection par rapport au

niveau 1 de $85.6 \pm 0.7\%$. À haute luminosité, pour des électrons de 30 GeV, l'efficacité est de $81.9 \pm 0.5\%$, soit $86.6 \pm 0.5\%$ par rapport au niveau 1.

Niveau de sélection	Efficacité de sélection des électrons (%)	
	Basse luminosité	Haute luminosité
Système de déclenchement niveau 1	95.8 ± 0.3	94.6 ± 0.2
FE calo	92.5 ± 0.4	91.7 ± 0.3
FE détecteurs internes	89.3 ± 0.5	91.0 ± 0.4
FE correspondance calo/détecteurs internes	85.5 ± 0.5	83.7 ± 0.4
FE TRT	82.0 ± 0.6	81.9 ± 0.5

TABLEAU 5.4 – *Performance des menus de système de déclenchement e25i et e30i à basse et haute luminosité. Les efficacités de sélection sont données pour des électrons seuls de $E_T = 25$ GeV ($E_T = 30$ GeV) à basse (haute) luminosité sur l'intervalle en pseudo-rapidité $|\eta| < 2.47$, en excluant la région $1.37 < |\eta| < 1.52$, qui correspond au crack entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique. FE désigne le filtre d'évènements.*

5.3.2 Sélection "offline"

La sélection "offline" utilise à la fois les calorimètres et les détecteurs internes. Elle se déroule en trois étapes :

- Utilisation des variables calorimétriques pour sélectionner les évènements contenant une gerbe électromagnétique. Cette sélection utilise le fait que les gerbes électromagnétiques sont plus fines que les gerbes hadroniques.
- Sélection d'une trace de bonne qualité qui est en bon accord en direction (η et ϕ) avec le dépôt calorimétrique dans le calorimètre électromagnétique, et dont l'impulsion est telle que le rapport E/p (où E est le dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique) soit proche de 1 [1].
- Utilisation de la fonction rayonnement de transition du TRT détaillée dans la section 2.2.1.3.

Comme signalé précédemment, l'échantillon de dijets contient également des évènements W, Z, $q\gamma$, $g\gamma$ et $t\bar{t}$. Dans cette analyse, un véto est appliqué sur ces évènements, de telle sorte à ne garder que les "jets QCD". Par ailleurs, les évènements contenants des électrons provenant de désintégrations de quarks b ou c sont aussi étiquetés. Pour rejeter ces électrons, une procédure faisant appel à la vérité Monte-Carlo est utilisée : les évènements ayant un électron dont le vertex de production a un rayon inférieur à 10 mm ne sont pas pris en compte dans le calcul de la réjection. Les conversions de photons en paires électrons-positrons sont gardées dans l'analyse. En effet, ces conversions sont produites par l'interaction des photons avec les parois du tube à vide ou des couches de pixels, et

1. Pour les électrons et les hadrons stables, on a $\frac{E_{total}}{p} = \sqrt{1 - \frac{m^2}{p^2}} \sim 1$ car m$\ll$ p. Si on note E le dépôt dans le calorimètre électromagnétique, on a $E_{total} \sim E$ pour les électrons et $E_{total} > E$ pour les hadrons, et donc $E/p \sim 1$ pour les électrons et $E/p < 1$ pour les hadrons.

les électrons résultants sont donc dus à un effet de détecteur. Ces conversions pourraient être partiellement rejetées en utilisant l'algorithme d'identification des conversions, mais celui-ci n'a pas été utilisé durant la reconstruction de ces évènements DC1.

5.3.2.1 Utilisation de variables calorimétriques

Afin de sélectionner les électrons, et rejeter les jets, on utilise la segmentation longitudinale et transversale des différents calorimètres. Grâce à celles ci, on peut calculer des variables caractérisant le développement longitudinal ou transversal des gerbes. Ces variables sont détaillées ci-dessous.

Fuites hadroniques

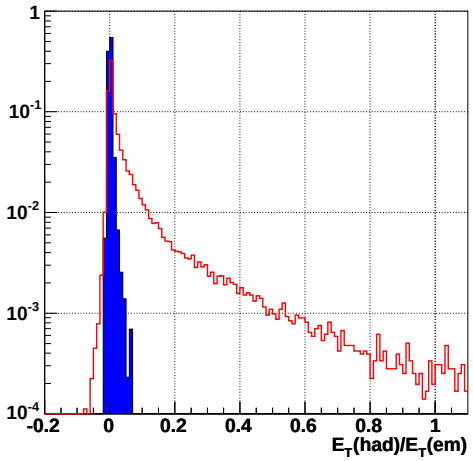

FIGURE 5.4 – *Fuites hadroniques, définies comme le rapport entre l'énergie transverse déposée dans une fenêtre* $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ *du premier compartiment du calorimètre hadronique par l'énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

Les gerbes électromagnétiques ne déposent qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre hadronique (typiquement moins de 2 ou 3%). Pour caractériser ces fuites hadroniques, on utilise le rapport de l'énergie transverse déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique dans une fenêtre $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$, par l'énergie transverse déposée dans le calorimètre électromagnétique. La figure 5.4 représente ce rapport pour les électrons et les jets à basse luminosité. Les valeurs négatives de ce rapport sont dues au bruit électronique dans le calorimètre hadronique pour les évènements ne déposant pas d'énergie dans ce calorimètre.

Utilisation du second compartiment du calorimètre électromagnétique

Les gerbes électromagnétiques déposent la majorité de leur énergie dans le deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique. Afin de rejeter les gerbes hadroniques, qui sont plus larges que les gerbes électromagnétiques, deux variables caractérisant la forme latérale des gerbes dans ce compartiment sont utilisées :

- La forme latérale de la gerbe dans la direction η nommée $R_\eta(37)$. Cette variable est donnée par le rapport entre l'énergie déposée dans un amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ par celle déposée dans un amas 7×7. Comme les électrons déposent la plus grande partie de leur énergie dans un amas 3×7, ce rapport, pour des électrons est proche de 1 (figure 5.5 gauche), alors que pour les jets il présente une large queue pour les valeurs inférieures à 1.
- La largeur latérale de la gerbe dans la direction η définie dans un amas 3×5 par $\omega_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum E_c \times \eta^2}{\sum E_c} - \left(\frac{\sum E_c \times \eta}{\sum E_c}\right)^2}$. Cette largeur est montrée sur la figure 5.5 droite. On peut constater que les gerbes générées par les électrons sont moins larges que pour les dijets.

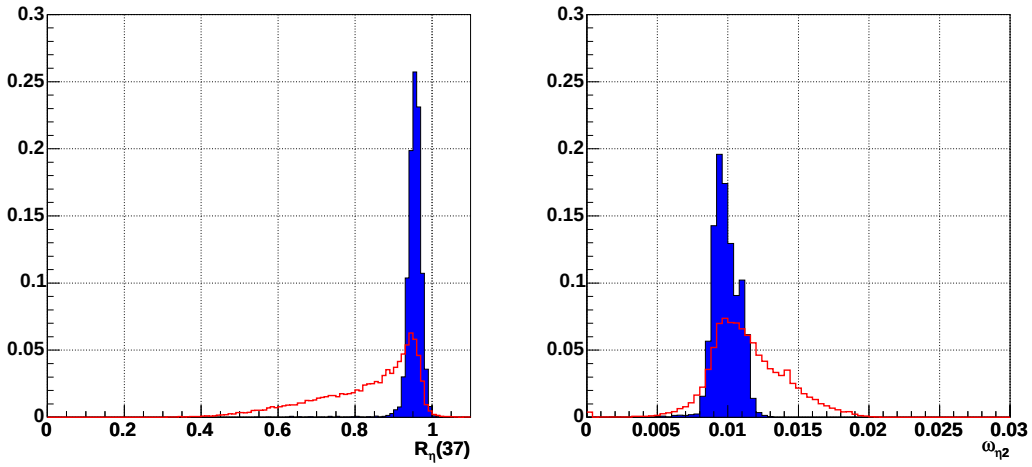

FIGURE 5.5 – *Forme latérale de la gerbe $R_\eta(37)$ (à gauche) et largeur latérale $\omega_{\eta 2}$ (à droite). Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

Utilisation du premier compartiment du calorimètre électromagnétique

L'utilisation des variables provenant du calorimètre hadronique et du deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique permet de rejeter les gerbes hadroniques larges et de sélectionner celles possédant une grosse composante électromagnétique, due

aux η et aux π^0. Les π^0 se désintègrent en effet dans plus de 98% des cas en deux photons qui engendrent une gerbe électromagnétique. Ces π^0 peuvent être détectés en utilisant le premier compartiment du calorimètre électromagnétique, là où la granularité est suffisamment fine, c'est à dire dans les zones où les cellules de ce compartiment sont plus fines que celle du deuxième ($0 \leq |\eta| \leq 1.4$ et $1.5 \leq |\eta| \leq 2.4$)[2], et lorsque le dépôt dans ce compartiment est suffisamment important (au moins 0.5%). On peut par ailleurs calculer dans ce compartiment des formes de gerbe, ou des largeurs latérales comme dans le second compartiment. Les variables utilisées sont donc :

- $\Delta E = E_{max2} - E_{min}$, qui représente la différence entre E_{max2} (énergie associée au second maximum dans S1) et E_{min} (énergie de la cellule avec le minimum d'énergie située entre le premier et le second maximum) (figure 5.7 gauche). Dans le cas d'un électron, le premier et le second maximum seront très proches l'un de l'autre, voire voisins, et ΔE sera très proche de 0, alors que pour les π^0, le second maximum sera plus éloigné du premier, et la différence entre le second maximum et le minimum pourra être importante comme le montre la figure 5.6. E_{max2}, de façon à ne pas être

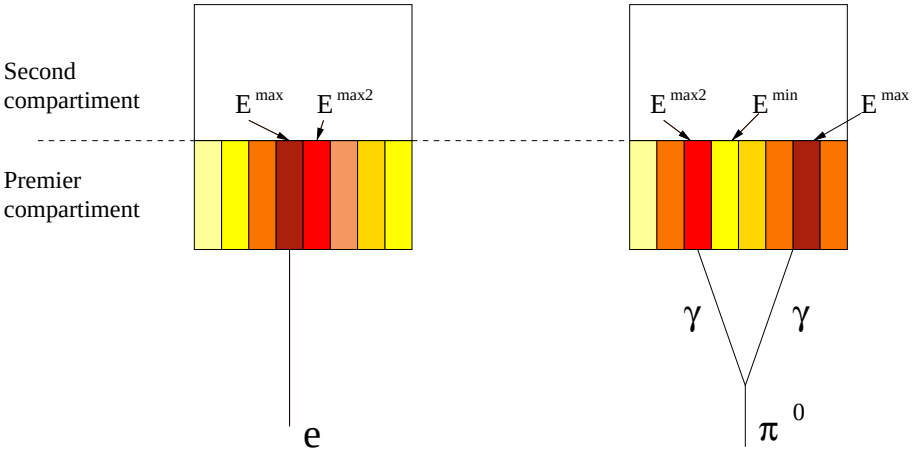

FIGURE 5.6 – *Principe de la séparation entre e et π^0. Les cellules les plus sombres sont celles avec le dépôt d'énergie le plus important.*

sensible aux fluctuations doit être plus grand qu'un seuil qui dépend linéairement de l'énergie. On définit pour cela une variable nommée $\Delta E_{max2} = E_{max2}/(1+9(5)\times 10^{-3}E_T)$ où la valeur 9 (5) est utilisée pour la basse (haute) luminosité (figure 5.7 droite).

- La largeur totale de la gerbe en nombre de cellules ω_{tot1} estimée dans une fenêtre $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0.0625\times 0.2$ (figure 5.8). Cette largeur est calculée en utilisant la relation $\omega_{tot1} = \sqrt{\sum E_i \times (i - i_{max})^2 / \sum E_i}$, où i décrit l'ensemble des numéros de cellules dans le premier compartiment dans la fenêtre utilisée, et i_{max} est le numéro de la cellule avec le dépôt maximal d'énergie.

2. En fait, pour les zones en bordure $1.37 \leq |\eta| \leq 1.4$, $1.5 \leq |\eta| \leq 1.52$ et $2.35 \leq |\eta| \leq 2.4$, l'information provenant de S1 n'est pas utilisée dans l'analyse, pour ne pas biaiser le calcul de certaines grandeurs comme ω_{tot1}.

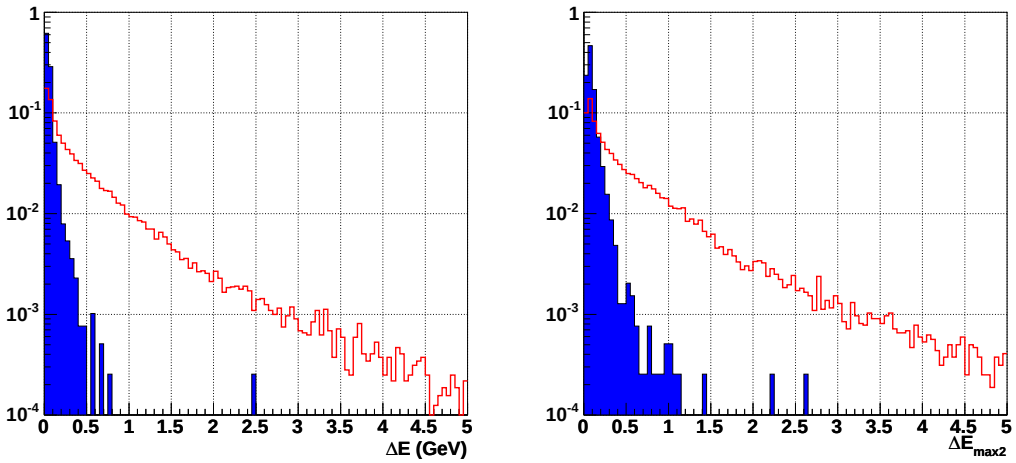

FIGURE 5.7 – *À gauche : Différence ΔE entre l'énergie du second maximum E_{max2} et l'énergie de la cellule d'énergie minimum située entre les premier et second maximum E_{min}. À droite : ΔE_{max2}. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

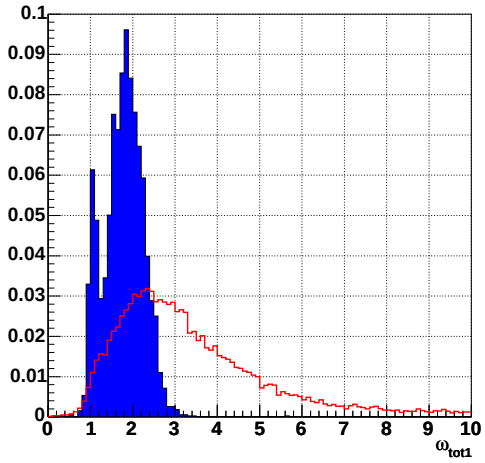

FIGURE 5.8 – *Largeur totale de la gerbe dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique ω_{tot1}. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

- F_{side} donne la forme du cœur de la gerbe (figure 5.9 gauche). Cette variable est définie par $F_{side} = [E(\pm 3) - E(\pm 1)]/E(\pm 1)$, où $E(\pm n)$ représente l'énergie déposée dans $\pm n$ cellules autour de la cellule avec le plus haut dépôt d'énergie.
- $\omega_{3strips}$, la largeur de la gerbe en utilisant seulement les trois cellules autour de celle avec le maximum d'énergie, donnée par la même relation que ω_{tot1} (figure 5.9 droite).

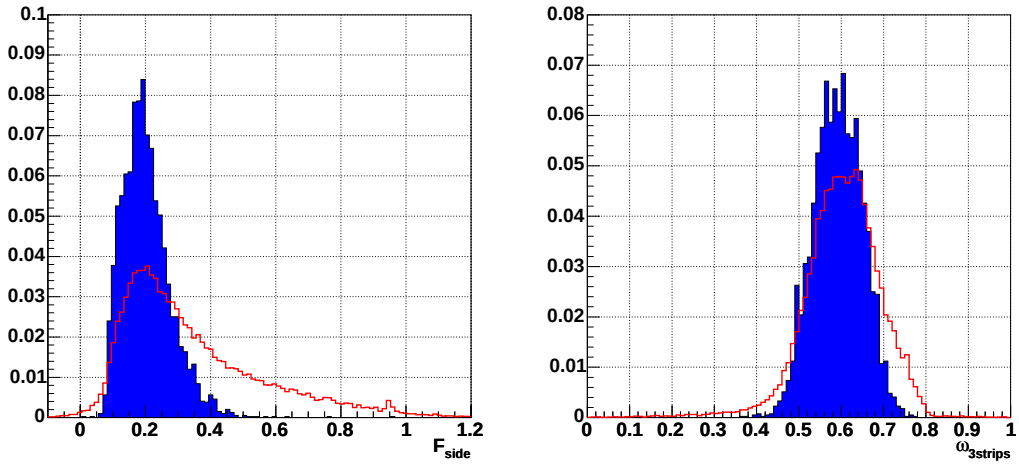

FIGURE 5.9 – *Forme du signal F_{side} dans le cœur de la gerbe (à gauche) et largeur de la gerbe calculée en utilisant trois cellules $\omega_{3strips}$ (à droite). Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

Il faut souligner qu'étant donné la variation de différents paramètres du calorimètre électromagnétique avec η (changement d'épaisseur de plomb dans le tonneau à $|\eta| = 0.8$, changements de granularité du premier compartiment à $\eta = 1.5$, $\eta = 1.8$, $\eta = 2.0$ et $\eta = 2.4$), les coupures sur ces différentes variables doivent être ajustées pour chacune de ces régions. Elles l'ont été de manière à conserver une efficacité d'environ 95% par rapport au niveau 1 du système de déclenchement sur tout l'intervalle en pseudo-rapidité. Le tableau 5.5 résume les valeurs des coupures effectuées sur les différentes variables détaillées précédemment. Dans ce tableau, les régions $1.37 < |\eta| \leq 1.52$ et $|\eta| > 2.47$ ne sont pas prises en compte, car proches du crack entre le tonneau et les bouchons pour la première, et proche du crack entre la roue externe et la roue interne pour la seconde.

5.3.2.2 Utilisation des détecteurs internes

Les coupures effectuées sur les calorimètres permettent de réduire grandement le nombre de candidats électrons parmi les jets (voir tableau 5.10). Pour augmenter encore cette réjection, l'utilisation des détecteurs internes est nécessaire. En effet, parmi les évènements restants, on trouve notamment des jets contenant des π^0, qui contrairement aux électrons ne laissent pas de traces dans les détecteurs internes. On cherche donc une

Région en η	$Hadr$ $<$	$R_\eta(37)$ $>$	ω_{η^2} $<$	ΔE_{max2} $\leq$	ΔE $\leq$	ω_{3strips} $\leq$	ω_{tot1} $\leq$	F_{side} $\leq$
	Basse luminosité							
$0 < \lvert\eta\rvert \leq 0.80$	0.030	0.920	0.0115	0.37	0.19	0.72	2.7	0.35
$0.80 < \lvert\eta\rvert \leq 1.37$	0.025	0.910	0.0120	0.48	0.30	0.75	3.3	0.50
$1.52 < \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	0.040	0.900	0.0120	0.90	0.40	0.75	3.4	0.60
$1.8 < \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	0.030	0.920	0.0120	0.90	0.33	0.70	2.5	0.35
$2.0 < \lvert\eta\rvert \leq 2.35$	0.025	0.900	0.0130	0.40	0.60	0.64	1.8	0.20
$2.35 < \lvert\eta\rvert \leq 2.47$	0.015	0.900	0.0120	-	-	-	-	-
	Haute luminosité							
$0 < \lvert\eta\rvert \leq 0.80$	0.055	0.90	0.011	0.65	0.40	0.70	2.8	0.30
$0.80 < \lvert\eta\rvert \leq 1.37$	0.060	0.90	0.012	0.80	0.40	0.75	3.3	0.50
$1.52 < \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	0.065	0.90	0.013	1.10	0.50	0.76	3.1	0.50
$1.8 < \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	0.085	0.90	0.013	1.10	0.80	0.66	2.4	0.25
$2.0 < \lvert\eta\rvert \leq 2.35$	0.075	0.89	0.013	1.10	0.75	0.64	1.8	0.225
$2.35 < \lvert\eta\rvert \leq 2.47$	0.070	0.91	0.012	-	-	-	-	-

TABLEAU 5.5 – *Coupures appliquées au niveau "offline" sur les calorimètres à basse et à haute luminosité. Les zones près des cracks (*$1.37 < \lvert\eta\rvert \leq 1.52$ *et* $\lvert\eta\rvert > 2.47$*) sont exclues de l'analyse.*

trace de bonne qualité associée aux amas passant la sélection calorimétrique. L'association est effectuée en cherchant les traces avec $p_T > 5$ GeV/c dont le η et le ϕ extrapolés jusqu'à la surface du calorimètre sont dans une fenêtre de $\Delta\eta = \pm 0.05$ et $\Delta\phi = \pm 0.1$ par rapport à la position de l'amas électromagnétique. Dans le cas où plus d'une trace est trouvée, celle avec le plus grand p_T est gardée. Si le rapport E/p satisfait la condition $E/p < 4$, l'association est faite entre la trace et l'amas. Les variables utilisées sont les suivantes :

- Le nombre de points de mesure dans les pixels+SCT. La coupure utilisée revient à demander au moins 9 points.
- Le nombre de points de mesure dans les pixels. La coupure utilisée revient à demander au moins 2 points.
- Le nombre de points de mesure dans la couche du b. La coupure utilisée revient à demander 1 point.
- Le paramètre d'impact a_0. Cette variable désigne la distance de plus petite approche d'une trace par rapport au vertex primaire (figure 5.10). Dans le cas d'un électron produit au vertex primaire, ce paramètre d'impact est nul. Dans le cas d'un jet, la valeur de ce paramètre peut être beaucoup plus grande. La coupure effectuée est $\lvert a_0\rvert < 0.1$ cm.

5.3.2.3 Correspondances entre amas et traces

La réjection des jets peut encore être augmentée en demandant un bon accord entre l'information reconstruite par les calorimètres et celle reconstruite par les détecteurs in-

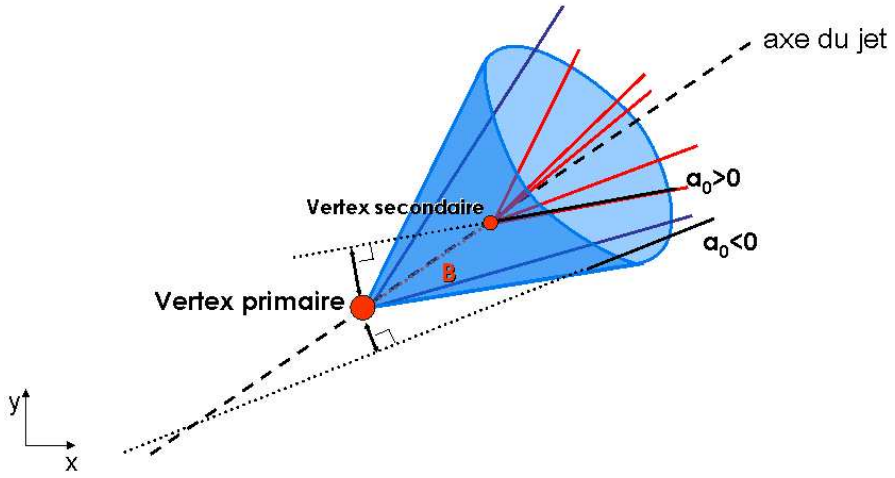

FIGURE 5.10 – *Illustration de la définition du paramètre d'impact dans le cas d'un jet. Ce paramètre désigne la distance de plus petite approche d'une trace par rapport au vertex primaire.*

ternes. On cherche tout d'abord une correspondance angulaire entre la trace et l'amas en utilisant les variables (figure 5.11) :

- $|\Delta\eta| = |\eta^{S1}_{cluster} - \eta_{trace}|$, où $\eta^{S1}_{cluster}$ correspond à la position de l'amas dans le calorimètre électromagnétique calculée dans le premier compartiment, et η_{trace} est la position de la trace extrapolée jusqu'au calorimètre.

- $|\Delta\phi| = |\phi^{S2}_{cluster} - \phi_{trace}|$ où $\phi^{S2}_{cluster}$ correspond à la position de l'amas dans le calorimètre électromagnétique calculée dans le deuxième compartiment, et ϕ_{trace} est la position de la trace extrapolée jusqu'au calorimètre.

Outre cette correspondance angulaire, on recherche aussi un bon accord en E/p (voir figure 5.12). Pour un électron, ce rapport doit être proche de 1. Les queues observées sont dues aux radiations de bremsstrahlung dans les détecteurs internes. Les coupures sont résumées dans le tableau 5.6. On peut remarquer que la coupure haute est plus élevée dans la région des bouchons que dans celle du tonneau. Ceci s'explique par le fait que la quantité de matière représentée par les détecteurs internes est plus importante dans la région des bouchons, ce qui produit plus de bremsstrahlung, et donc un rapport E/p plus important (figure 5.14).

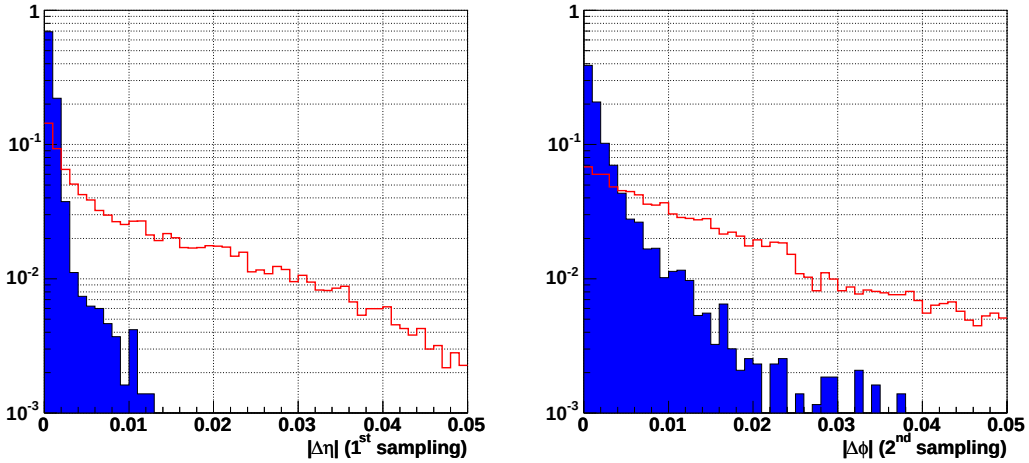

FIGURE 5.11 – *Correspondance angulaire entre les traces chargées extrapolées jusqu'au calorimètre électromagnétique et les amas dans le calorimètre électromagnétique ($|\Delta\eta|$ à gauche et $|\Delta\phi|$ à droite). Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

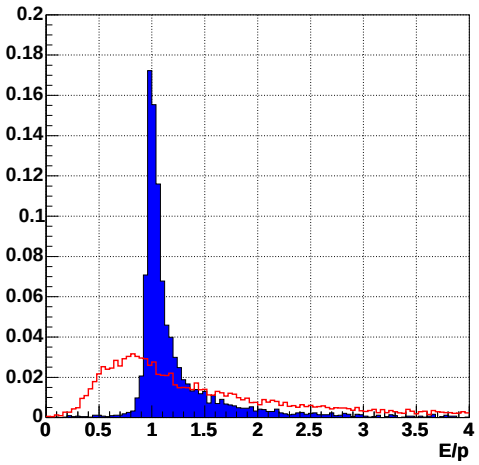

FIGURE 5.12 – *Rapport E/p entre l'énergie des amas dans le calorimètre électromagnétiques et l'impulsion des traces reconstruites. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

	$\lvert\Delta\eta\rvert$	$\lvert\Delta\phi\rvert$	E/p		N_{TR}/N_{str}
	$<$	$<$	$>$	$<$	$>$
	Basse luminosité				
$0 < \lvert\eta\rvert \leq 0.80$	0.005	0.02	0.9	2.5	0.10
$0.80 < \lvert\eta\rvert \leq 1.37$	0.005	0.02	0.9	2.5	0.08
$1.52 < \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	0.005	0.02	0.9	3.5	0.12
$1.8 < \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	0.005	0.02	0.9	3.5	0.10
$2.0 < \lvert\eta\rvert \leq 2.35$	0.005	0.02	0.9	3.5	0.10
$2.35 < \lvert\eta\rvert \leq 2.47$	0.011	0.025	0.9	4.0	0.10
	Haute luminosité				
$0 < \lvert\eta\rvert \leq 0.80$	0.01	0.02	0.7	1.7	0.10
$0.80 < \lvert\eta\rvert \leq 1.37$	0.01	0.02	0.7	1.7	0.08
$1.52 < \lvert\eta\rvert \leq 1.8$	0.01	0.02	0.7	2.6	0.10
$1.8 < \lvert\eta\rvert \leq 2.0$	0.01	0.02	0.7	2.6	0.12
$2.0 < \lvert\eta\rvert \leq 2.35$	0.01	0.02	0.7	2.6	0.10
$2.35 < \lvert\eta\rvert \leq 2.47$	0.01	0.02	0.7	2.6	0.10

TABLEAU 5.6 – *Coupures appliquées sur les variables de comparaison entre détecteurs internes et calorimètre et sur le TRT à basse et haute luminosité. La région du crack du calorimètre électromagnétique (*$1.37 < \lvert\eta\rvert \leq 1.52$*) n'est pas prise en compte dans l'analyse.*

5.3.2.4 Utilisation du TRT

Pour améliorer encore la réjection des jets, l'utilisation du TRT est nécessaire. Comme détaillé dans la section 2.2.1.3, le TRT possède une fonction rayonnement de transition qui permet d'identifier les électrons. Les électrons auront des points de mesure dépassant un haut seuil en nombre beaucoup plus important que les pions. Une coupure est donc effectuée sur le rapport N_{TR}/N_{straw} (voir figure 5.13) où N_{TR} représente le nombre de points de mesure de haut seuil et N_{straw} le nombre de pailles touchées. Les valeurs des coupures utilisées ici sont les mêmes que pour le filtre d'évènement et sont indiquées dans le tableau 5.6

5.4 Résultats

5.4.1 Identification des électrons

Une particule est sélectionnée comme électron, une fois que tous les critères de sélection décrits plus haut ont été satisfaits. L'efficacité de sélection des électrons provenant du lot d'électrons est simplement donnée par le rapport du nombre d'évènements survivant après toute la chaîne de sélection par le nombre d'évènements initiaux. Le tableau 5.7 détaille cette efficacité, intégrée sur tout l'intervalle en pseudo-rapidité considéré (crack non compris), après différentes étapes de la sélection. L'efficacité relative entre chaque étape de la sélection est supérieure à 90%, que ce soit pour la basse ou la haute luminosité. Au final, l'efficacité de sélection des électrons est de $\sim$79% pour des électrons de

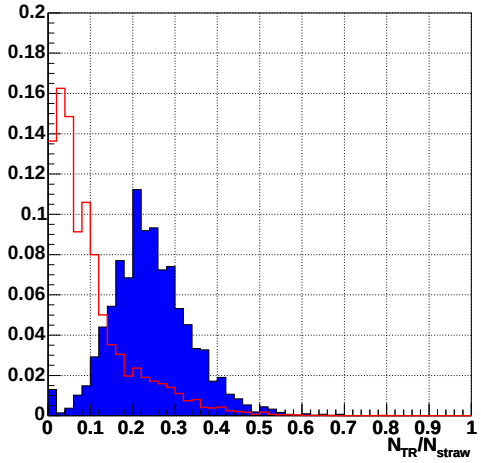

FIGURE 5.13 – *Rapport $N_{\mathrm{TR}}/N_{\mathrm{straw}}$ entre le nombre de points de mesure de haut seuil et le nombre de pailles touchées. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité.*

Efficacité (en %)	Basse luminosité	Haute luminosité
LVL1	95.8 ± 0.3	94.6 ± 0.2
Calo	91.0 ± 0.4	90.6 ± 0.3
ID	86.9 ± 0.5	85.5 ± 0.4
ID-Calo	82.1 ± 0.6	79.3 ± 0.4
TRT	79.0 ± 0.6	77.4 ± 0.4

TABLEAU 5.7 – *Efficacité de sélection des électrons après les différentes coupures effectuées. La région du crack entre le tonneau et les roues $1.37 < |\eta| < 1.52$ n'est pas prise en compte.*

25 GeV à basse luminosité et de ∼77% pour des électrons de 30 GeV à haute luminosité.

Le tableau 5.8, quant à lui, détaille l'évolution de cette efficacité pour les différentes régions en η considérées précédemment. On peut constater que dans chacune des régions,

Efficacité en % à basse luminosité						
η	Nombre d'amas initiaux	LVL1	Calo	ID	ID-Calo	TRT
$0 < \|\eta\| \leq 0.80$	1490	95.4	91.1	86.0	82.3	78.7
$0.80 < \|\eta\| \leq 1.37$	1073	96.7	90.7	88.3	83.5	80.9
$1.37 < \|\eta\| \leq 1.52$	256	68.8	38.3	35.9	28.1	25.4
$1.52 < \|\eta\| \leq 1.8$	556	93.0	88.5	84.7	79.3	76.6
$1.8 < \|\eta\| \leq 2.0$	355	97.7	90.4	87.0	81.1	80.5
$2.0 < \|\eta\| \leq 2.35$	620	96.1	92.3	87.4	81.9	77.6
$2.35 < \|\eta\| \leq 2.47$	229	93.4	94.8	89.5	82.1	78.6
Efficacité en % à haute luminosité						
η	Nombre d'amas initiaux	LVL1	Calo	ID	ID-Calo	TRT
$0 < \|\eta\| \leq 0.80$	3013	94.6	90.4	85.3	81.6	80.0
$0.80 < \|\eta\| \leq 1.37$	2193	96.8	89.3	85.1	78.2	76.4
$1.37 < \|\eta\| \leq 1.52$	548	74.8	33.2	39.8	35.8	33.2
$1.52 < \|\eta\| \leq 1.8$	967	96.1	90.3	85.6	80.8	77.8
$1.8 < \|\eta\| \leq 2.0$	724	97.2	90.9	84.2	77.8	76.1
$2.0 < \|\eta\| \leq 2.35$	1232	96.3	92.1	86.0	78.6	76.3
$2.35 < \|\eta\| \leq 2.47$	392	97.5	95.4	88.5	69.1	68.9

TABLEAU 5.8 – *Nombre d'amas initiaux dans les lots d'électrons, et efficacités de sélection de ces électrons à basse et haute luminosité. Les résultats sont donnés pour les différentes régions en η utilisées précédemment. Les incertitudes statistiques sont de l'ordre de 1% à 1.5% dans le tonneau et de 2% à 2.5% dans les bouchons.*

l'efficacité après toutes les coupures est supérieure à 76%, hormis dans la zone du crack, et dans la zone $2.35 < |\eta| \leq 2.47$ à haute luminosité, où les coupures ID-Calo sont trop fortes. Pour cette région, la coupure est la même que pour le filtre d'évènements, il semble nécessaire de les relâcher à ce niveau.

L'efficacité de sélection des évènements peut être vérifiée en étudiant l'efficacité de sélection des électrons provenant des W/Z, ou des désintégrations semi-leptoniques de hadrons contenant des quarks b ou c. Pour les évènements W/Z, l'efficacité à basse (haute) luminosité est de $67.9 \pm 6.2\%$ ($68.8 \pm 5.2\%$), et pour les seconds, elle est de $18.5 \pm 2.6\%$ ($15.8 \pm 2.9\%$).

5.4.2 Réjection des jets

5.4.2.1 Définition de la réjection

Comme indiqué précédemment, le chiffre de réjection est donné par rapport aux jets QCD (on exclut les évènements W, Z, qγ, gγ et $\gamma\gamma$) au-dessus d'un certain E_T (22 GeV

pour la basse luminosité et 27 GeV pour la haute luminosité) reconstruits par ATLFAST. Le nombre de jets initiaux à basse (haute) luminosité est estimé à partir d'un sous-échantillon de 2×10^6 (6×10^5) évènements dijets avant filtre. Le tableau 5.9 donne le nombre de jets au-dessus d'une certaine énergie transverse après estimation sur le sous-échantillon. À partir de ce nombre de jets calculé sur un échantillon réduit, on déduit un nombre total

η	N_{jets}			
	Basse luminosité		Haute luminosité	
	$E_T > 17$ (GeV)	$E_T > 22$ (GeV)	$E_T > 25$ (GeV)	$E_T > 27$ (GeV)
$\eta \leq 0.80$	407546	186543	126680	97735
$0.80 < \eta \leq 1.37$	272738	142704	94506	76020
$1.37 < \eta \leq 1.52$	65658	31365	20000	1629
$1.52 < \eta \leq 1.8$	123606	58978	37070	31488
$1.8 < \eta \leq 2.0$	88604	42149	26212	21643
$2.0 < \eta \leq 2.35$	48304	69275	44198	35888
$2.35 < \eta \leq 2.47$	89760	23037	14720	11882

TABLEAU 5.9 – *Nombre de jets reconstruits par ATLFAST au-dessus d'un certain seuil en E_T pour un sous-échantillon de 2×10^6 (6×10^5) évènements dijets à basse (haute) luminosité, avant filtrage.*

de jets N_{jets}^{total} pour l'ensemble des évènements dijets QCD générés. La réjection est alors donnée par :

$$R = \frac{N_{jets}^{total}}{N_{jets}^{restant}} \tag{5.1}$$

où $N_{jets}^{restant}$ est le nombre de jets QCD restants après les coupures, auquel on a enlevé les jets contenant de vrais électrons provenant de désintégrations de hadrons charmés ou beaux.

5.4.2.2 Résultats

Le tableau 5.10 donne les facteurs de réjection sur les jets pour le tonneau et pour les bouchons après chacune des coupures. On peut constater, à basse luminosité une grande différence entre la réjection dans le tonneau et la réjection dans les bouchons. Ce facteur est de $(367.4 \pm 150) \times 10^3$ (soit 6 amas restants) pour le tonneau et de $(66.9 \pm 15.0) \times 10^3$ (soit 20 amas restants) pour les bouchons. Cette différence apparaît lors des coupures sur le E/p et celles sur le TRT, et provient du fait que la queue de distribution pour E/p pour les électrons dans la région des bouchons est importante (figure 5.14). Les coupures doivent donc être plus lâches dans cette zone, afin de conserver une efficacité de sélection des électrons à peu près identique à celle dans le tonneau, ce qui explique la réjection moindre sur les jets. Pour la haute luminosité, le nombre d'évènements restants est de 35 dont 21 dans le tonneau et 14 dans les bouchons. La réjection qui en découle est de

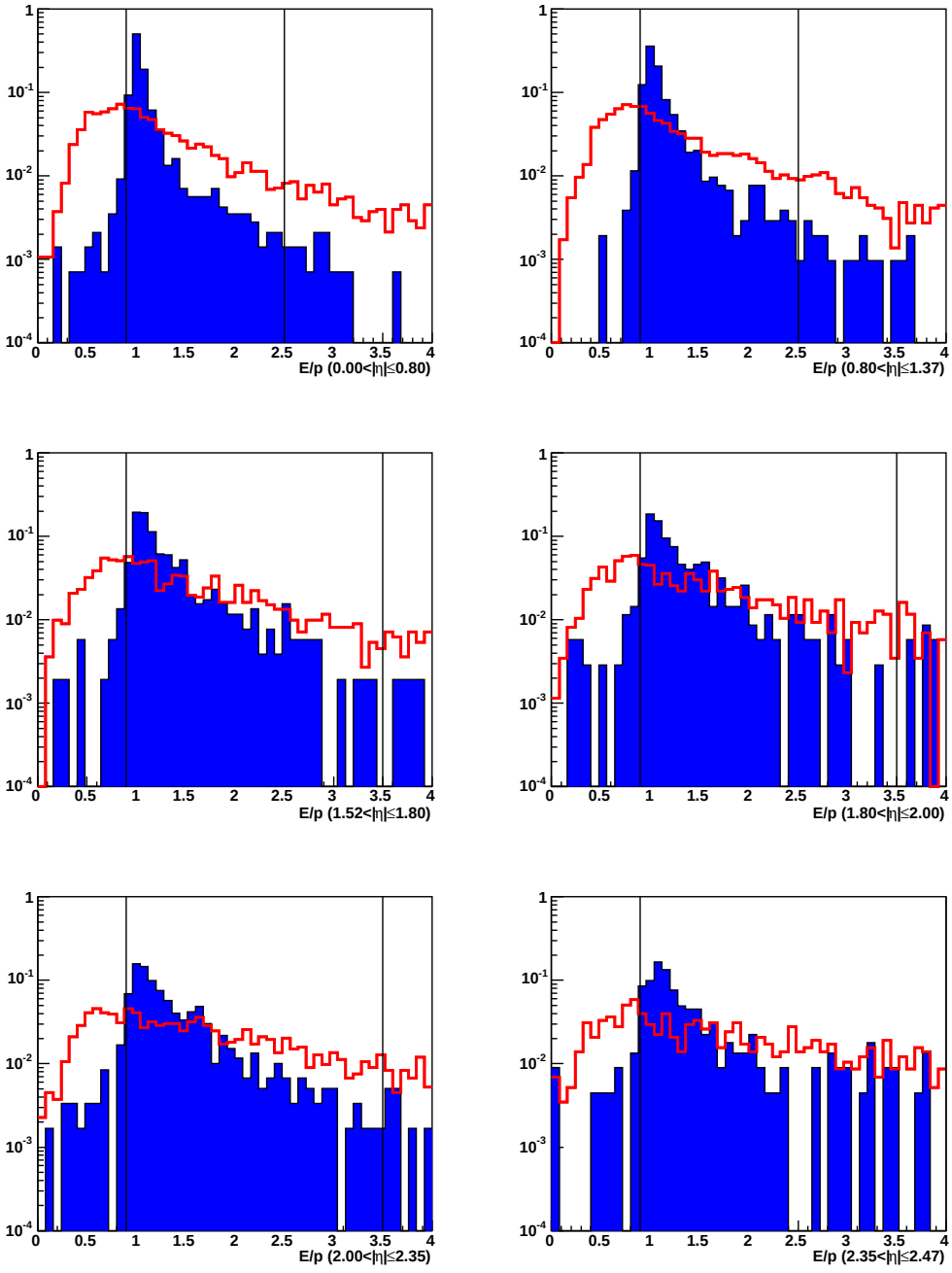

FIGURE 5.14 – *Rapport E/p entre l'énergie des amas électromagnétiques et l'impulsion des traces reconstruites pour les différentes régions en η considérées dans l'analyse. Les distributions sont montrées pour les jets (histogramme vide) et pour les électrons (histogramme plein) à basse luminosité. Seule la sélection de niveau 1 est appliquée. Les distributions sont normalisées à l'unité et les lignes continues indiquent les coupures effectuées.*

Réjection des jets à basse luminosité ($\times 10^3$)					
η	LVL1	Calo	ID	ID-Calo	TRT
Tout	0.059 ± 0.001	1.27 ± 0.02	19.1 ± 1.4	54.7 ± 6.8	134.6 ± 26.4
Tonneau	0.055 ± 0.001	1.32 ± 0.02	18.4 ± 1.7	68.9 ± 12.2	367.4 ± 150.0
Bouchons	0.066 ± 0.001	1.20 ± 0.03	20.7 ± 2.6	40.8 ± 7.2	66.9 ± 15.0
Réjection des jets à haute luminosité ($\times 10^3$)					
η	LVL1	Calo	ID	ID-Calo	TRT
Tout	0.025 ± 0.001	1.37 ± 0.04	16.6 ± 1.5	34.2 ± 4.5	56.6 ± 9.6
Tonneau	0.022 ± 0.001	1.47 ± 0.05	15.9 ± 1.8	36.9 ± 6.3	59.7 ± 13.0
Bouchons	0.030 ± 0.001	1.23 ± 0.05	18.2 ± 2.9	30.3 ± 6.2	52.0 ± 14.0

TABLEAU 5.10 – *Détail des réjections obtenues après les différentes coupures. Les réjections sont normalisées au nombre de jets avec $E_T \geq 22$ GeV à basse luminosité et $E_T \geq 27$ GeV à haute luminosité. Les résultats sont indiqués pour toute l'acceptance en η (crack exclu), pour le tonneau ($|\eta| < 1.37$) et pour les bouchons ($1.52 < |\eta| < 2.47$) à basse et à haute luminosité.*

$(56.6 \pm 9.6) \times 10^3$, avec peu de différences entre le tonneau et les bouchons.

Dans le tableau 5.11 sont détaillés tous les candidats électrons provenant des lots dijets qui survivent à toutes les coupures. Les évènements de signal rejetés par la coupure sur le rayon du vertex (voir section 5.3.2) sont aussi indiqués. On peut constater que ces évènements constituent la majorité des candidats passant toutes les coupures.

	Basse luminosité	Haute luminosité
Signal (vrais électrons)		
Issus de bosons W/Z	52	41
Issus de hadrons b ou c	42	25
Issus de Dalitz de π^0 ou η	6	2
Évènements considérés pour le calcul de la réjection		
Conversions	21	13
Hadrons bien identifiés	3	20
Collection de hadrons	0	2
Autre		
Conversions issues d'évènements $q\gamma$ ou $g\gamma$	11	8

TABLEAU 5.11 – *Nombre et composition des candidats électrons restants provenant des lots de dijets à basse et à haute luminosité. La catégorie autre regroupe les jets non-QCD ne contenant pas de signal.*

Sur les 24 évènements restants à basse luminosité, 21 proviennent d'une conversion, et 3 proviennent d'un hadron bien identifié (1 π^- et 2 K^+) dont la trace porte plus de 33%

de l'énergie de l'amas. Pour la haute luminosité, le nombre de conversions est de 13. On dénombre par ailleurs 20 hadrons bien identifiés (14 $\pi^{\pm}$ et 6 $K^{\pm}$) et 2 collections de traces hadroniques dont aucune n'a une contribution supérieure à 33% à l'énergie de l'amas.

On peut constater que pour la haute luminosité, le nombre de hadrons restant par rapport au nombre de conversions est plus important. L'explication de cette différence est donnée par le tableau 5.10. En effet les facteurs de réjection à basse et à haute luminosité sont à peu près équivalents jusqu'aux coupures ID-Calo. À partir de ces coupures, la réjection est moins bonne à haute luminosité, qu'à basse. Du fait des coupures plus lâches effectuées notamment sur la variable E/p, pour conserver une efficacité supérieure à 75%, la réjection des hadrons est moins bonne.

5.4.3 Comparaison avec les études précédentes

La comparaison des résultats obtenus dans cette étude avec ceux obtenus dans le TDR n'est pas immédiate. Dans cette étude, l'efficacité de sélection des électrons était de 68.5% à basse luminosité pour une réjection $> 150 \times 10^3$ (limite à 90% de niveau de confiance). Les électrons utilisés étaient des électrons de 20 GeV contre 25 GeV actuellement. Dans le TDR, la réjection était calculée en se normalisant aux jets avec $E_T > 17$ GeV. Cette normalisation n'est pas la même que celle utilisée dans notre analyse où la normalisation est faite par rapport aux jets avec $E_T > 22$ GeV. Ce changement de normalisation provient du fait que le seuil de déclenchement du menu simple électron isolé a changé entre les deux études (la coupure sur l'énergie transverse passe de 17 GeV à 22 GeV). Normaliser par rapport aux jets avec $E_T > 17$ GeV n'est donc plus pertinent puisque tous les jets entre 17 et 22 GeV ne peuvent être sélectionnés. Une autre différence provient de la différence de luminosité. Pour l'étude du TDR, aucun empilement n'était ajouté à basse luminosité. Malgré ces différences, la réjection obtenue sur les jets QCD est toujours de l'ordre de 10^5, en accord avec les spécifications.

5.5 Conclusions

L'étude présentée ici, réalisée avec une simulation complète du détecteur ATLAS, quantifie le pouvoir de réjection des jets par rapport aux électrons. Cette analyse, menée à basse et haute luminosité utilise les données provenant de DC1 (géométrie finale du détecteur).

L'utilisation combinée des calorimètres ainsi que des détecteurs internes permet d'aboutir à une grande réjection sur les jets tout en conservant une bonne efficacité pour des électrons au seuil de déclenchement. En effet, après toutes les coupures réalisées, une réjection de l'ordre de 10^5 pour les jets a été obtenue, tout en gardant une efficacité de sélection des électrons à peu près constante ($\sim$78%) sur l'acceptance $|\eta| < 2.5$, crack exclus. Les résultats obtenus ici sont en accord avec l'étude précédente menée dans le cadre du TDR de performances du détecteur, même si plusieurs différences existent entre les deux études.

La réjection obtenue pourrait être améliorée en reconstruisant les conversions qui constituent une grande partie des candidats électrons restants. Cette étude pourra être reconduite avec les données provenant de DC2 reproduisant la géométrie initiale d'ATLAS.

Conclusion

La construction d'ATLAS est actuellement dans un état bien avancé : une partie du tonneau de l'aimant toroïdal, ainsi que l'ensemble constitué par le tonneau du calorimètre électromagnétique, et du calorimètre hadronique sont déjà dans la caverne d'ATLAS. Les deux bouchons des calorimètres, sont eux aussi assemblés et insérés dans leur cryostat. Le premier de ces bouchons est en ce moment même (Février 2005) en cours de test à froid, et il devrait être descendu dans la caverne avant la fin de l'année. Le second sera lui aussi testé à froid, une fois le test sur le premier terminé.

Dans cette thèse ont été exposés les résultats obtenus sur l'analyse des tests en faisceau pratiqués en 2001 et 2002 sur trois modules des bouchons du calorimètre électromagnétique. Le but principal de ces tests était de caractériser l'uniformité des modules et de mesurer le terme constant global de résolution en énergie. On a pu montrer que les différentes corrections nécessaires à l'obtention d'une uniformité et d'un terme constant en accord avec les spécifications sont bien reproductibles d'un module à l'autre et ont pu être paramétrées. Par ailleurs, l'étude de ces tests a permis de constater une source de non-uniformité non prévue relative aux fluctuations de l'intervalle électrode-absorbeur. Cette fluctuation a pu être corrigée en utilisant les mesures de capacités effectuées sur certains modules, et a amené à reproduire ces mesures sur le plus grand nombre de modules. En utilisant les paramétrisations des corrections ainsi que les mesures de capacités, une non-uniformité meilleure que 0.6% a pu être calculée sur chacun des modules, ainsi qu'un terme constant de 0.7%. Ces résultats sont en conformes avec les spécifications d'ATLAS.

Par ailleurs, une étude sur la séparation entre électrons et jets déjà menée il y a quelques années a été reproduite avec une version plus à jour du détecteur. Elle vise à montrer qu'il est possible d'obtenir un facteur de réjection de l'ordre de 10^5 sur les jets de façon à pouvoir obtenir des lots inclusifs d'électrons. Cette étude a pu montrer que cet objectif pouvait être atteint en conservant une efficacité d'environ 78% sur des électrons avec une énergie au seuil du système de déclenchement.

Annexe A

La diaphonie

La diaphonie [37] est un effet parasite dû au fait que deux canaux proches l'un de l'autre peuvent se coupler par le biais d'une résistance, d'une inductance, ou d'une capacité. Ce couplage agit sur la forme du signal et amène un biais dans la reconstruction de l'énergie. La figure A.1 donne un exemple de diaphonie capacitive entre deux cellules du premier compartiment.

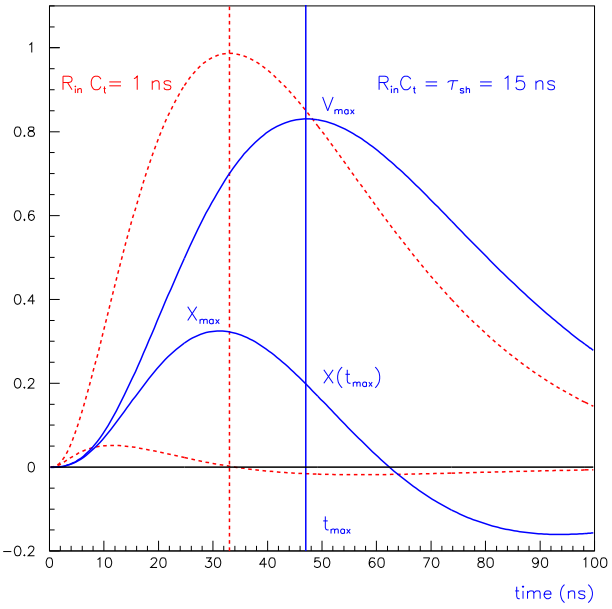

FIGURE A.1 – *Comparaison du signal direct et du signal de diaphonie capacitif pour deux cellules du premier compartiment correspondant à deux valeurs différentes du produit $R_{inj}C_t$ (où R_{inj} est la résistance d'injection, et C_t la somme de la capacité du détecteur et de la capacité de couplage.).*

La valeur de la diaphonie peut être caractérisée de deux façons différentes :

– La diaphonie sous le pic X_{max} : il s'agit du maximum de l'amplitude du signal de diaphonie $X(t)$ normalisé au maximum du signal direct V_{max} : $X_{max} = \max(X(t)/V_{max})$.

– La diaphonie au temps t_{max} : il s'agit de la diaphonie au temps t_{max} du maximum du signal direct normalisé par V_{max}.

La figure A.2 détaille les différentes valeurs de la diaphonie mesurées dans chacun des trois compartiments des roues interne et externe. Ces données proviennent des modules de série [38] On peut constater que la plus grosse contribution de diaphonie provient

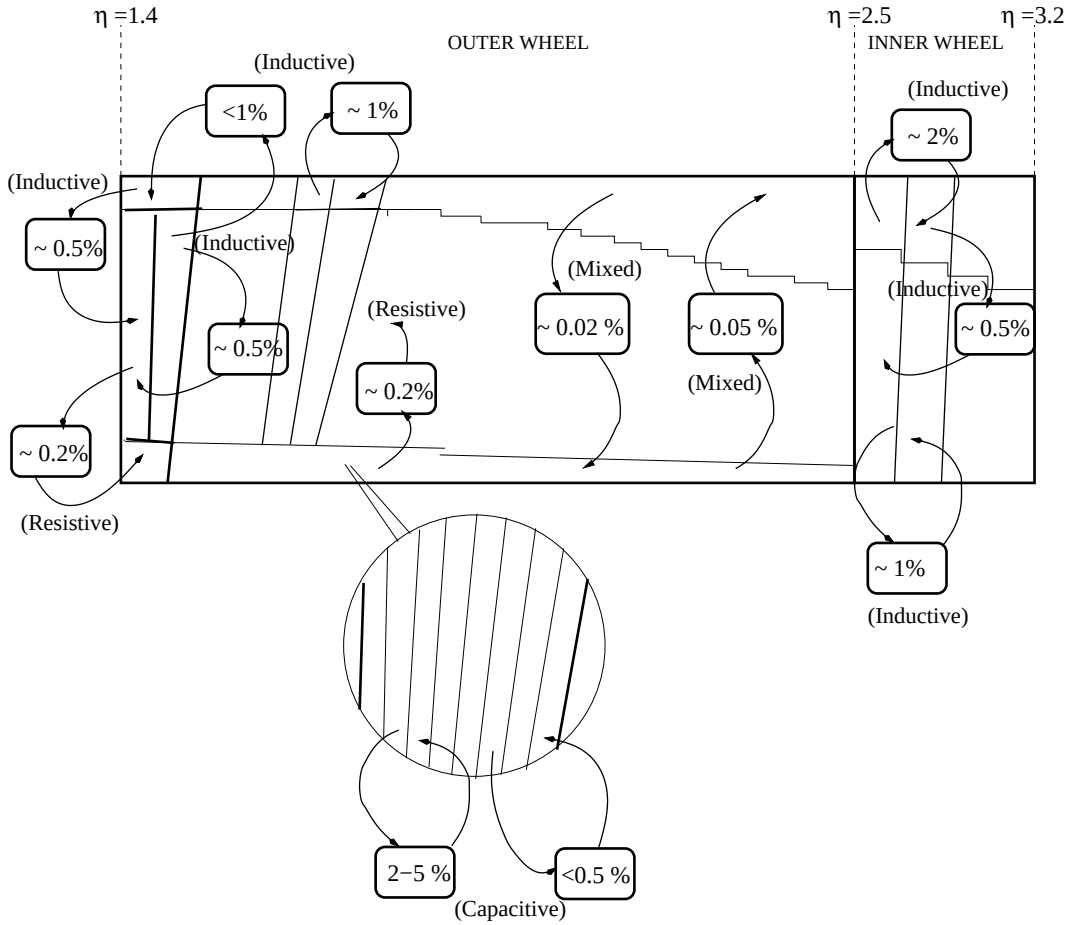

FIGURE A.2 – *Vue schématique de la diaphonie sous le pic mesurée dans les deux roues (interne et externe) pour les trois compartiments.*

de la diaphonie capacitive entre deux cellules du premier compartiment (jusqu'à 5% de diaphonie sous le pic).

Annexe B

Le filtrage optimal

Cette méthode consiste à exprimer A_{max} (amplitude du signal) et $A_{max}\Delta T$ (où ΔT est le décalage par rapport à la position attendue) comme des combinaisons linéaires des différents échantillons S_i :

$$A_{max} = \sum_{i=1}^{N} a_i S_i \tag{B.1}$$

$$A_{max}\Delta T = \sum_{i=1}^{N} b_i S_i \tag{B.2}$$

Ces expressions sont valables dans le cas où l'on ne tient pas compte du bruit (électronique et empilement). Si maintenant, on prend en compte le bruit n_i associé à chaque échantillon S_i, on peut définir les variables u et v :

$$u = \sum_{i=1}^{N} a_i (S_i + n_i) \tag{B.3}$$

$$v = \sum_{i=1}^{N} b_i (S_i + n_i) \tag{B.4}$$

qui en moyenne seront égales respectivement à A_{max} et $A_{max}\Delta T$ (on suppose un bruit de moyenne nulle).

Si l'on désigne par g la fonction normalisée qui décrit le signal, l'échantillon S_i peut s'écrire sous la forme :

$$S_i = A_{max} g(t_i - \Delta T) + n_i = A_{max}\Big(g(t_i) - g'(t_i)\Delta T\Big) + n_i \tag{B.5}$$

$$= A_{max} g_i - g'_i A_{max}\Delta T + n_i \tag{B.6}$$

en développant $g(t_i - \Delta T)$ au premier ordre, et en notant $g(t_i) = g_i$ et $g'(t_i) = g'_i$

On en déduit alors :

$$A_{max} = < u >= \sum_{i=1}^{N} \left(A_{max} a_i g_i - A_{max} \Delta T a_i g'_i \right) \tag{B.7}$$

$$A_{max} \Delta T = < v >= \sum_{i=1}^{N} \left(A_{max} b_i g_i - A_{max} \Delta T b_i g'_i \right) \tag{B.8}$$

Ces équations sont satisfaites si les quatre contraintes suivantes sont vérifiées :

$$\sum_{i=1}^{N} a_i g_i = 1 \qquad \sum_{i=1}^{N} a_i g'_i = 0 \tag{B.9}$$

$$\sum_{i=1}^{N} b_i g_i = 0 \qquad \sum_{i=1}^{N} b_i g'_i = -1 \tag{B.10}$$

On peut aussi calculer la variance de u et v. On a pour u :

$$\sigma_u^2 = < \sum_{i,j} a_i a_j (S_i S_j + 2 n_i S_j + n_i n_j) > - \left(\sum_i S_i \right)^2 \tag{B.11}$$

$$= 2 \sum_{i,j} a_i a_j < n_i S_j > + \sum_{i,j} a_i a_j < n_i n_j > \tag{B.12}$$

$$= \sum_{i,j} a_i a_j < n_i n_j > \tag{B.13}$$

De même pour v. Ainsi, en posant $R_{ij} =< n_i n_j >$ (éléments de la matrice d'autocorrélation du bruit), on a:

$$\sigma_u^2 = \sum_{i,j} a_i a_j R_{ij} \tag{B.14}$$

$$\sigma_v^2 = \sum_{i,j} b_i b_j R_{ij} \tag{B.15}$$

On cherche à minimiser l'influence du bruit. On va déterminer les (a_i) et (b_i) en utilisant la méthode des multiplicateurs de Lagrange :

$$I_u = \sum_{i,j} a_i a_j R_{ij} - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \tag{B.16}$$

$$I_v = \sum_{i,j} b_i b_j R_{ij} - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \tag{B.17}$$

Les coefficients du filtrage optimal sont les solutions des équations :

$$\frac{\partial I_u}{\partial a_i} = \sum_j R_{ij} a_j - \lambda g_i - \kappa g'_i = 0 \tag{B.18}$$

$$\frac{\partial I_v}{\partial a_i} = \sum_j R_{ij} b_j - \mu g_i - \rho g'_i = 0 \tag{B.19}$$

$$\tag{B.20}$$

soit, sous forme matricielle :

$$a = \lambda R^{-1} g + \kappa R^{-1} g' \tag{B.21}$$

$$b = \mu R^{-1} g + \rho R^{-1} g' \tag{B.22}$$

En utilisant les relations (B.9) et (B.10), on peut déterminer la valeur de multiplicateurs de Lagrange. Au final, on obtient :

$$a = \frac{({}^t g R^{-1} g') R^{-1} g - ({}^t g' R^{-1} g) R^{-1} g'}{({}^t g' R^{-1} g')({}^t g R^{-1} g) - ({}^t g' R^{-1} g)^2} \tag{B.23}$$

$$b = \frac{({}^t g' R^{-1} g) R^{-1} g' - ({}^t g R^{-1} g') R^{-1} g}{({}^t g' R^{-1} g')({}^t g R^{-1} g) - ({}^t g' R^{-1} g)^2} \tag{B.24}$$

La détermination des coefficients de filtrage optimal ne nécessite que la connaissance de la matrice d'autocorrélation du bruit (R), et la forme du signal normalisée (g) ainsi que de sa dérivée.

Bibliographie

[1] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, (1967), 1264; A. Salam, p. 367 of *Elementary Particle Theory*, ed. N Svartholm (Almquist and Wiksells, Stockholm, 1969).

[2] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, *Phys. Rev. Lett.* **12**, (1964), 132-133.

[3] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, (1963), 531 ; M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys **49**, 652 (1973).

[4] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51**, (1983), 1945.

[5] The Super-Kamiokande Collaboration, *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, (1998), 1562-1567.

[6] S. P. Martin, *A Supersymmetry primer*, HEP-PH/9709356.

[7] D. I. Kazakov, *Beyond the standard model (In search of supersymmetry)*, HEP-PH/0012288.

[8] The LEP working Group for Higgs Boson Searches, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, *Phys. Rev. Lett.* **B 565**, (2003), 61-75.

[9] The ALEPH Collaboration, *Final results of the search for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$ up to 209 GeV*, *Phys. Rev. Lett.* **B 526**, (2002), 191-205.

[10] The LEP Working Group for Higgs Boson Searches, *Search for neutral MSSM Higgs Bosons at LEP*, LHWC-Note 2004-01.

[11] The ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-17, p.30-32.

[12] The ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-17, p.615.

[13] Maxim Titov, *Radiation damage and long-term aging in gas detector*, ICFA Instrum.Bull. 26 002 (2004).

[14] S. Tisserant, *La calorimétrie*, École "De la physique au détecteur", 2002.

[15] F. Fleuret, B. Laforge, Ph. Schwemling, *Constant Term Evolution with Lead Plate Thickness fluctuations in EM Module 0*, ATL-LARG-2000-002.

[16] The ATLAS Collaboration, *ATLAS calorimeter performance Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-40, p.62.

[17] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, CERN/LHCC 99-15, p.137-138.

[18] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, CERN/LHCC 99-15, p.872-873.

[19] T. Lari, *Inner Detector Test Beam Results*, Présentation au workshop de physique d'Athènes (2003).

[20] B. Aubert et al., *Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter Barrel Module 0*, *Nucl. Instrum. Methods* **A500**, (2003), 202-231.

[21] B. Aubert et al., *Performance of the ATLAS Electromagnetic Calorimeter End-cap Module 0*, *Nucl. Instrum. Methods* **A500**, (2003), 178-201.

[22] V. Castillo, S González, *Analysis of the 1998 test of the TILECAL barrel prototype*, ATL-TILECAL-99-020.

[23] J.A. Budagov, Y.A. Kulchitsky, M.V. Kuzmin, V.B Vinogradov, *The e/h ratio of the ATLAS Hadronic Tile calorimeter*, ATL-TILECAL-2001-001.

[24] D. Fortin, M. Lefebvre, *Performance of the ATLAS Hadronic End-Cap Calorimeter Modules to Electrons and Pions from 1999 Beam Test Data*, ATL-LARG-2001-010.

[25] C. Cojocaru et al., *Hadronic calibration of the ATLAS liquid argon end-cap calorimeter in the pseudorapidity region 1.6< $|\eta|$ <1.8 in beam tests*, *Nucl. Instrum. Methods* **A531**, (2004), 481-514.

[26] C. de la Taille, L. Serin, *Temperature dependance of the ATLAS electromagnetic calorimeter signal. Preliminary drift time measurement*, ATL-LARG-95-029.

[27] S. Rodier, *The ATLAS Liquid Argon Electromagnetic EndCap Calorimeter: Construction and Tests*, CERN-THESIS-2004-001 (2003).

[28] F. Djama, L Hervas and C.P. Marin, *Copper-Polyimide Multi-Layer Electrodes for the End-Cap Electromagnetic calorimeter*, ATL-LARG-98-088.

[29] P. Dargent, F. Djama, *Bending of End-Cap Electrodes*, ATL-LARG-98-108.

[30] L. Labarga, P. Romero, *Analysis of the Quality Control Measurements performed on the Absorbers produced for the Module 0 of the ATLAS Electromagnetic EndCap Calorimeter*, ATL-LARG-99-004.

[31] J. Colas et al., *The LARG Calorimeter Calibration Board*, ATL-LARG-2000-006.

[32] P. Barrillon, J. Delpeso, F. Djama, E. Monnier, P. Pralavorio, S. Rodier, D. Sauvage, *Electrical tests for the validation of the electromagnetic end-cap calorimeter modules*, ATL-LARG-2003-004.

[33] A.F. Barfuss, P. Pralavorio, *Analysis of electrical measurements of ATLAS Electromagnetic End-Cap Calorimeter*, Présentation à la semaine Argon Liquide de Septembre 2004.

[34] F. Hubaut, C. Serfon, *Response uniformity of ATLAS electromagnetic endcap calorimeter*, ATL-LARG-2004-015.

[35] L. Hinz, *Étude expérimentale des performances du module 0 du calorimètre électromagnétique bouchon d'ATLAS*, Thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée, Juin 2001.

[36] P. Barrillon, *Construction du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et études de ses performances*, Thèse de doctorat de l'Université Claude Bernard Lyon 1, Septembre 2002.

[37] J. Colas et al., *Crosstalk in the ATLAS Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-2000-004.

[38] B. Dekhissi, J. Derkaoui, A. El-Kharrim, F. Hubaut, F. Maaroufi, P. Pralavorio, *Crosstalk in production modules of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2003-012.

[39] P. Pralavorio et D. Sauvage, *Review of the crosstalk in the module 0 of the Electromagnetic Endcap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-006.

[40] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, *Uniformity scan in the Outer Wheel*, ATL-LARG-2001-012.

[41] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, *Uniformity scan in the Inner Wheel and the crack between the two wheels (η=2.5) of the Electromagnetic End-cap Calorimeter*, ATL-LARG-2001-014.

[42] P. Barrillon, F. Djama, L. Hinz, P. Pralavorio, *Signal Reconstruction in Module 0 of the End-Cap Electromagnetic Calorimeter and presampler*, ATL-LARG-2001-022.

[43] K. Elsener, *Short Introduction to the use of the H6 beam*, SL/EA/KE Version 3.0, 2 May 2000, http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/GENERAL/TESTBEAM/references/H6manual.pdf.

[44] J.Spanggaard, *Delay wire chamber*, SL-Note-98-023-BI.

[45] R. Lafaye et al., *EMTB user guide, Version 1.9*, ATLAS documentation.

[46] W.E. Cleland and E.G. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, *Nucl. Instrum. Methods* **A338**, (1994), 467-497.

[47] L. Neukermans, P. Perrodo, R Zitoun, *Understanding the ATLAS electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute electronic calibration*, ATL-LARG-2001-008.

[48] J-P. Meyer, *Status of the uniformity studies done at Saclay*, Présentation à la semaine Argon Liquide de Juin 2003.

[49] *http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/LIQARGON/EM_Calo/TestBeam/www_emtb/ec_diagnostic/* .

[50] L. Di Ciaccio, *Status of the resistive X-talk corrections in FT-1*, Présentation à la semaine Argon Liquide de Novembre 2003.

[51] L. Di Ciaccio, *Correction of HV accidents in EMB and EMEC*, Présentation à la semaine argon liquide de Septembre 2004.

[52] A. Chekhtman, D. Fouchez, E. Monnier, *The Accordion in the end-cap : geometry and characteristics*, ATL-LARG-94-004.

[53] O. Martin, E. Monnier, S. Tisserant, *Update of some Geometrical Parameters for the ATLAS E.M. End-Cap Calorimeter*, ATL-LARG-96-047.

[54] A. Chekhtman, *The endcap accordion calorimeter prototype simulation*, ATL-LARG-96-041.

[55] F. Djama, *Using $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ for Electromagnetic Calibration*, ATL-LARG-2004-008.

[56] J. Delpeso, *Capa measurement on ECA1*, Présentation à la semaine Argon Liquide d'Avril 2003.

[57] M. Boonekamp, N. Kerchen, *Towards intercalibration of the electromagnetic calorimeter*, Présentation à la semaine Argon Liquide de Février 2005.

[58] G. Garcia, *The ATLAS liquid argon electromagnetic end cap and the ZEUS Forward Plug Calorimeter*, DESY-THESIS-2000-010 (2000).

[59] Grindhammer et al., *The Fast Simulation Of Electromagnetic And Hadronic Showers, Nucl. Instrum. Methods* **A290**, (1990), 469.

[60] A. Soukharev, Communication privée.

[61] C. Serfon, A. Soukharev, J. Toth, *EMEC simulation*, Présentation à la semaine argon liquide de Novembre 2004.

[62] D. Benchekroun et al., *Comparisons of the Electron and Muon Testbeam Response of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters with GEANT4 Simulations*, ATL-LARG-2004-003.

[63] M. Kado, *Strips cross-talk treatment and weighting for uniformity studies*, Présentation à la semaine Argon Liquide de Mars 2004.

[64] D. Froidevaux, M. Nessi, P. Nevski, *Electron identification in the ATLAS inner tracker*, ATL-INDET-92-017; ATL-I-PN-17.

[65] E. Richter-Was, D. Froidevaux, L. Poggioli, *ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS*, ATL-PHYS-98-131.

[66] J. Beringer, R. Clifft, D. Froidevaux, T. Pal, A. Poppleton, P. Nevski, *Inclusive electron identification and QCD-jet rejection in the ATLAS detector*, ATL-INDET-96-127; ATL-I-PN-127.

[67] ATLAS DC1 Task Force, ATLAS Data Challenge DC1, http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/DC/DC1/ Data_Challenge1_030425.pdf.

[68] P. Pralavorio, *Electron/Jet Separation with the ATLAS detector*, ATL-PHYS-99-015.

[69] The ATLAS Collaboration, *ATLAS detector and physics performance*, CERN/LHCC 99-15, p.208-214.

[70] S. Correard, V. Kostyukhin, J. Lévêque, A. Rozanov, J.B. De Vivie de Régie, *b-tagging with DC1 data*, ATL-PHYS-2004-006

[71] E. Richter-Was, *Samples from the DC1 production:dataset2000, dataset2001, dataset2003; few items from physics content evaluation*, ATL-COM-PHYS-2003-026.

[72] M. Diaz-Gomez, E. Moyse, C. Padilla, V. Pérez-Réale, A. Wildauer, *The eγ Analysis Framework* ATL-COM-DAQ-2004-010.

[73] J. Baines et al., *Performance study of the High Level electron Trigger*, ATL-COM-DAQ-2003-020.

[74] *http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DAQTRIG/PESA/egamma/performance.html*

[75] A. Dell'Acqua, D. Froidevaux, T. Hansl-Kozanecka, S. O'Neale, G. Poulard, E. Richter-Was, M. Stavrianakou, *1997 ATLAS Jet Production* ATL-PHYS-97-102; ATL-GE-PN-102.

[76] F. Derue, C. Serfon, *Electron/jet separation with DC1 data*, ATL-COM-PHYS-2004-074.

Résultats des tests en faisceau sur les bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS - Séparation électrons-jets

ATLAS est une quatre des expériences en cours de construction sur le futur collisionneur proton-proton du CERN, le LHC. Cette expérience a un programme de physique généraliste allant du Modèle Standard à la recherche de nouvelle physique. La recherche d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons ou quatre électrons, ou celle de Z' ou W' nécessite une bonne résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Cette thèse décrit les tests en faisceau réalisés sur trois des modules des bouchons du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Une non-uniformité de 0.6% est obtenue sur ces trois modules, ainsi qu'un terme constant global de résolution en énergie de 0.7% (terme dominant à haute énergie). Par ailleurs, une étude sur la séparation entre électrons et jets est également menée. Cette étude montre qu'un facteur de rejet sur les jets d'environ 10^5 peut être atteint en conservant une efficacité de sélection des électrons supérieure à 78%.

Mots-clés : *ATLAS, calorimètre électromagnétique, bouchon, tests en faisceau, uniformité, résolution en énergie, terme constant, séparation électrons-jets.*

Testbeam results on ATLAS electromagnetic end-cap calorimeter - Electrons-jets separation

ATLAS is one of the four experiments being built on the future proton-proton collider at CERN : the LHC. This experiment has a large physics program, from Standard Model to new physics. The search for the Higgs boson in two photons or in four leptons, or the search of Z' or W' needs a good energy resolution for the electromagnetic calorimeter. This thesis describes the beam tests performed on three modules of the electromagnetic end cap calorimeter. A 0.6% non-uniformity, and a 0.7% energy resolution global constant term (dominant at high energy) has been obtained. Moreover, a study on the separation between electrons and jets is also performed. This study shows that a jets rejection factor of 10^5 can be obtained keeping an electron efficiency better than 78%.

Keywords : *ATLAS, electromagnetic calorimeter, end cap, beam tests, uniformity, energy resolution, constant term, electrons-jets separation.*