

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

Spécialité : Physique des Particules

présentée

le 2 octobre 2008

par

Mathieu Plamondon

Étude du calorimètre électromagnétique d'ATLAS avec des muons cosmiques et du boson de Higgs par sa désintégration en 4 muons

Soutenue devant la Commission d'examen composée de :

M.	P.	BLOCH	Rapporteur
M.	E.	KAJFASZ	
M.	R.	MCPHERSON	Rapporteur
MME	R.	NIKOLAIDOU	
M.	L.	SERIN	Directeur de thèse
M.	G.	WORMSER	Président du jury



Table des matières

Résumé	2
Abstract	2
Introduction	3
1 Éléments de théorie	6
1.1 Modèle Standard	6
1.1.1 Constituants de la matière	6
1.1.2 Symétries et bosons de jauge	7
1.1.2.1 Interaction électromagnétique (QED)	8
1.1.2.2 Interaction forte (QCD)	8
1.1.2.3 Interaction faible	9
1.1.3 Modèle Standard et mécanisme de Higgs	9
1.2 Succès et faiblesses du Modèle Standard	12
1.3 Recherche du boson de Higgs	12
1.3.1 Contraintes théoriques	12
1.3.1.1 Trivialité	14
1.3.1.2 Stabilité du vide	14
1.3.2 Contraintes expérimentales	14
1.3.2.1 Recherche indirecte	15
1.3.2.2 Limites expérimentales	15
1.3.3 Modes de production	16
1.3.4 Désintégration du Higgs	17
2 L'expérience ATLAS au LHC	21
2.1 LHC (Large Hadron Collider)	21
2.2 Buts et contraintes de l'expérience ATLAS	22
2.2.1 Objectifs de l'expérience	23
2.2.2 Contraintes expérimentales	24
2.3 Description de l'expérience ATLAS	26
2.3.1 Détecteur interne	27
2.3.1.1 Détecteur à pixels	27
2.3.1.2 Trajectographe de semiconducteurs (SCT)	28
2.3.1.3 Trajectographe à transition de radiation (TRT)	29

2.3.1.4	Illustration des performances	29
2.3.2	Calorimètres	30
2.3.2.1	Calorimètre électromagnétique	31
2.3.2.2	Calorimètre hadronique	35
2.3.2.3	Illustration des performances	37
2.3.3	Spectromètres à muons	37
2.3.3.1	<i>Monitored Drift Tubes</i> (MDT) et <i>Cathode Strip Chambers</i> (CSC)	38
2.3.3.2	<i>Resistive Plate Chambers</i> (RPC) et <i>Thin-gap chambers</i> (TGC) .	38
2.3.3.3	Illustration des performances	39
2.3.4	Déclenchement et acquisition des données	40
2.3.5	Performance au démarrage du LHC	41
3	Fonctionnement et performance du calorimètre électromagnétique	44
3.1	Notions de calorimétrie	44
3.1.1	Passage des particules dans la matière	44
3.1.2	Particules chargées de grande masse	45
3.1.3	Électrons et photons	47
3.1.3.1	Gerbes électromagnétiques	48
3.2	Reconstruction de l'énergie d'une cellule	49
3.2.1	Chaîne électronique de lecture et calibration	50
3.2.2	Reconstruction de l'énergie et du temps	51
3.2.2.1	Conversion $\mu\text{A} \rightarrow \text{GeV}$	52
3.2.2.2	Méthode de filtre optimal	53
3.2.2.3	Sources de bruit	54
3.2.3	Prédiction de la forme du signal	55
3.2.3.1	Méthode RTM	56
3.2.3.2	Méthode FPM	56
3.2.3.3	Diaphonie	57
3.3	Tests en faisceaux	58
3.3.1	Reconstruction des électrons	59
3.3.2	Performances	59
3.3.3	Analyse des dépôts de muons	60
3.3.3.1	Reconstruction du temps	61
3.3.3.2	Reconstruction de l'énergie	61
3.3.3.3	Conclusions	64
3.4	Mise en service du calorimètre central	65
3.4.1	Température et pureté de l'argon	65
3.4.2	Haute tension	66
3.4.3	Performances de l'électronique	66
3.4.3.1	Bruit	67
3.4.3.2	Calibration	69

4	Étude des données cosmiques	71
4.1	Utilisation des cosmiques	71
4.1.1	Avantages	71
4.1.2	Difficultés de l'utilisation des cosmiques	72
4.2	Simulations Monte-Carlo	73
4.2.1	Simulation du flux cosmique et du déclenchement	73
4.2.1.1	Caractéristiques des événements déclenchés	74
4.2.2	Mesure de l'uniformité vs η	75
4.3	Prise de données	76
4.4	Détection des muons	78
4.4.1	Amélioration du rapport signal sur bruit	79
4.4.2	Algorithme TileMuonFitter	82
4.4.3	Détermination de la phase et biais dans la reconstruction	83
4.5	Analyse de l'uniformité	88
4.5.1	Signal 3×3	89
4.5.2	Signal 1×3	91
4.5.3	Corrections sur l'énergie	92
4.5.4	Résultats	93
4.5.5	Conclusions	95
5	Muons et calorimètres dans ATLAS	96
5.1	Reconstruction des muons dans ATLAS	96
5.1.1	Reconstruction avec le spectromètre seul	96
5.1.2	Reconstruction combinée	98
5.2	Apport des calorimètres	99
5.2.1	Correction de la quantité de mouvement avec les calorimètres	100
5.2.2	Identification des muons avec le calorimètre : CaloMuons	100
5.3	Isolation calorimétrique	102
5.3.1	Définition de l'isolation	102
5.3.2	Application au calo EM avec les cosmiques	103
5.3.2.1	Mesure du bruit	103
5.3.2.2	Calcul de l'isolation	104
6	Étude de l'isolation des muons pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$	109
6.1	Analyse du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ dans ATLAS	109
6.1.1	Caractéristiques du signal	109
6.1.2	Bruit de fond irréductible ZZ^*	110
6.1.3	Bruits de fond réductibles : $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$	110
6.1.4	Événements générés	111
6.1.5	Sélection des événements	113
6.1.6	Résultats	119
6.2	Optimisation de l'isolation	119
6.2.1	Isolation calorimétrique	120
6.2.2	Identification des dépôts d'énergie	120
6.2.3	Redéfinition du cône interne	120

6.2.4	Optimisations des paramètres	122
6.2.5	Amélioration de l'isolation des traces	123
6.3	Combinaison des variables	124
6.3.1	Implémentation de la méthode de discrimination	125
6.3.2	Résultats	127
6.3.3	Utilisation des CaloMuons	127
6.4	Conclusions	129
Conclusion		135
Remerciements		135
Appendices		138
A	Arbres de décisions et BDT	138
A.1	Entraînement d'un arbre	139
A.2	Création d'une forêt d'arbres (<i>boosting</i>)	139
A.3	Simplification des branches (<i>pruning</i>)	140
Glossaire		141
Références		143

Résumé

Le LHC est un collisionneur proton-proton avec une énergie de 14 TeV disponible dans le centre de masse qui est entré en fonction en septembre 2008. La haute luminosité qui sera atteinte permettra à l'expérience ATLAS de rechercher notamment le boson de Higgs et la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, mais lui impose un environnement difficile. Cette thèse porte sur deux aspects de cette expérience, le premier étant l'étude du calorimètre électromagnétique à argon liquide avant le démarrage. Ce détecteur joue un rôle prépondérant dans plusieurs analyses qui seront menées. Pendant cette période de mise en service qui a débuté en 2006, les muons cosmiques demeurent les seules particules qui permettent de le tester. Diverses méthodes ont été mises au point pour permettre un traitement adéquat de ces données. L'échelle d'énergie et l'uniformité de la réponse ont ainsi été vérifiées au niveau de 5%. L'autre partie de ce travail traite de l'isolation des muons dans la cadre du canal Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ qui est considéré comme l'un des plus prometteurs pour la découverte du boson de Higgs. Des modifications aux variables d'isolation calorimétrique et avec les traces permet d'accroître la robustesse de ces critères et d'améliorer leur efficacité, notamment en présence d'empilement. Une utilisation optimale de ces variables et tenant compte de la topologie des événements de bruit de fond améliorera de 10% l'efficacité du signal Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ et donc le potentiel de découverte d'ATLAS.

Mots-clés :

LHC
ATLAS
calorimètre à argon liquide
calorimètre électromagnétique
mise en service
muons cosmiques
boson de Higgs
Higgs en quatre leptons
isolation

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) operating since september 2008 will provide proton-proton collisions with a center of mass energy of 14 TeV. For experiments like ATLAS, the high luminosity delivered gives the opportunity to search for the Higgs boson and physics beyond the Standard Model. In the first part of this thesis, a study of the electromagnetic calorimeter of ATLAS is performed with cosmic muons. During the commissioning period which began in 2006, the cosmic data were used to measure the performance of this detector and several methods had to be developed in order to analyze them properly. The energy scale and the response uniformity could both be checked to the level of 5%. The second topic of the work is related to the Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ channel which is considered as one of the most promising for the Higgs boson discovery. Modifications applied to the isolation variables based on the calorimeter and tracker increase the efficiency of the criteria and make them more robust, in particular in the presence of pile-up at high luminosity. An optimal combination of the variables which takes into account the topology of the background events improves the efficiency of the Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ signal by 10% and hence increasing the discovery potential of ATLAS.

Key words :

LHC
ATLAS
liquid argon calorimeter
electromagnetic calorimeter
commissioning
cosmic muons
Higgs boson
Higgs to four leptons
isolation

Introduction

ATLAS est l'une des deux principales expériences auprès du *Large Hadron Collider* (LHC) qui est entré en fonction en septembre 2008. En tête de liste des recherches qui y seront effectuées figure le boson de Higgs et d'éventuelles manifestations de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Plusieurs de ces analyses requièrent d'excellentes performances de la part du calorimètre électromagnétique. Le travail de cette thèse porte d'une part sur la mise en service de ce détecteur, en particulier avec les données de muons cosmiques. L'isolation des muons dans le calorimètre est ensuite étudiée dans le but d'améliorer l'analyse du canal $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ qui est considéré comme l'un des plus prometteurs pour la découverte du boson de Higgs.

Le premier chapitre décrit le Modèle Standard, théorie de jauge décrivant avec un lagrangien simple les processus observés jusqu'à ce jour avec les collisionneurs. Pour expliquer la brisure de symétrie électrofaible, il s'appuie sur le mécanisme de Higgs qui fait intervenir un boson de Higgs léger qui n'a toujours pas été détecté. Le Modèle Standard comporte aussi diverses lacunes qui sont recensées, ne faisant de lui qu'une approximation à plus faible énergie d'une théorie plus générale. Seules les propriétés du Higgs standard sont rapportées ainsi que les derniers résultats des recherches qui ont été effectuées.

Le second chapitre traite d'abord du LHC, ce collisionneur proton-proton occupant le tunnel du LEP au CERN (Genève). Avec une énergie de centre de masse de 14 TeV et une luminosité de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, l'environnement du LHC est difficile pour les expériences : tenue aux radiations, temps de réponse courts, effets d'empilement, ... La description générale du détecteur ATLAS y est donnée en expliquant comment chaque composante répond à ces exigences.

La troisième partie est consacrée à la description du calorimètre électromagnétique qui joue un rôle essentiel pour plusieurs analyses. Cette section débute par un rappel des notions de calorimétrie pour comprendre le fonctionnement de ce détecteur. Les signaux recueillis et leur traitement par l'électronique sont décrits en détails. Les données de faisceaux tests, qui ont permis de vérifier les performances pour quelques modules, sont utilisées pour démontrer la capacité du calorimètre EM à observer les faibles signaux des muons. Finalement, l'état à ce jour du calorimètre est rappelé.

La mise en service des calorimètres avec des muons cosmiques fait l'objet du chapitre 4. Ce type de données comporte plusieurs difficultés : faibles dépôts d'énergie, événements asynchrones et non-projectivité. Basés sur des études de simulations, les objectifs ont été définis ainsi que certains aspects de l'analyse. Diverses méthodes doivent être cependant développées pour traiter adéquatement les données afin d'améliorer le rapport signal sur bruit des signaux. À partir d'un lot de muons de cosmiques, l'uniformité de la réponse en énergie du calorimètre

et l'échelle d'énergie sont extraites.

Le chapitre suivant introduit plusieurs notions relatives à la reconstruction et l'identification des muons dans ATLAS. La reconstruction est principalement basée sur l'utilisation combinée du trajectomètre interne et du spectromètre à muons. L'apport des calorimètres y est mentionné concernant les corrections pour les pertes d'énergie, l'identification et l'isolation des muons.

L'ensemble des propriétés décrites dans le dernier chapitre sur le dépôt des muons dans le calorimètre sont utilisées dans le cadre du canal Higgs $\rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$. Les critères d'isolation (calorimètre et traces) sont étudiés en détails avec pour but d'accroître leur efficacité mais aussi leur robustesse. Une combinaison optimale des variables conduit à la signification statistique présentée en conclusion de cette partie.

Chapitre 1

Éléments de théorie

Ce chapitre décrit d'abord les ingrédients grâce auxquels le Modèle Standard explique la nature des particules élémentaires et leurs interactions (section 1.1). La description de ce modèle mène toutefois à parler de ses insuffisances (section 1.2), car ce sont celles-ci qui animent la physique des particules actuelle. Une compréhension du mécanisme de brisure de symétrie doit précéder toute recherche vers la nouvelle physique et pour cette raison, la découverte du boson de Higgs (section 1.3) constitue une priorité de la physique des hautes énergies.

1.1 Modèle Standard

Résultat d'avancées tant expérimentales que théoriques survenues au cours des années 60 et 70, le Modèle Standard traite simultanément trois des quatre forces de la nature et parvient à en unifier deux. En premier lieu, sont présentés les outils qui ont mené à bien cette unification.

1.1.1 Constituants de la matière

Dans ce modèle élaboré par Glashow, Weinberg et Salam [1, 2, 3, 4], les constituants de la matière sont vus comme des fermions de spin demi-entier. Les interactions entre ceux-ci sont quant à elles décrites comme des échanges de bosons de spin entier obéissant à une statistique différente (table 1.1.1). Ainsi, le photon est le boson vecteur de l'interaction électromagnétique entre les particules chargées électriquement. Les bosons W^\pm et Z propagent la force faible responsable notamment de la désintégration β . Huit gluons véhiculent l'interaction forte entre les fermions qui possèdent une *couleur*, les quarks, contrairement aux leptons qui n'ont pas ce nombre quantique. La quatrième force de la nature, la gravité, n'est pas prise en compte dans ce modèle : sa faible intensité la rend négligeable aux énergies atteintes dans les collisionneurs et aucune théorie viable (renormalisable) de la gravitation n'a pu être élaborée jusqu'à ce jour.

Le tableau 1.1.1 résume le contenu fermionique du Modèle Standard. Il est à noter qu'à chacune de ces particules est associée une antiparticule de charge électrique opposée qui correspond à la seconde solution de l'équation de Dirac. Les fermions sont classés en trois générations,

interaction	boson associé	masse (GeV)	spin
électromagnétique	photon γ	nulle	1
faible	W^\pm et Z^0	80.4 et 91.2	1
forte	8 gluons	nulle	1
gravitation	graviton	nulle	2

TAB. 1.1 – Bosons associés aux interactions du Modèle Standard.

la première suffisant à construire le monde que nous connaissons. Les deux autres générations demeurent des copies de celle-ci mais instables et plus massives.

Génération	LEPTONS			QUARKS		
	saveur	masse (GeV)	charge	saveur	masse (GeV)	charge
1ère	ν_e	$< 3 \times 10^{-9}$	0	u (up)	$(1.5 - 4) \times 10^{-3}$	2/3
	e	0.000511	-1	d (down)	$(4 - 8) \times 10^{-3}$	-1/3
2ième	ν_μ	< 0.00019	0	c (charm)	1.15 – 1.35	2/3
	μ	0.106	-1	s (strange)	$(80 - 130) \times 10^{-3}$	-1/3
3ième	ν_τ	< 0.018	0	t (top)	172.5	2/3
	τ	1.777	-1	b (bottom)	4.1-4.4	-1/3

TAB. 1.2 – Les fermions fondamentaux du Modèle Standard.

À toutes ces particules, le Modèle Standard nécessite l'ajout d'un boson supplémentaire, le boson de Higgs, afin d'expliquer la génération des masses. Jusqu'à ce point, aucune organisation de ces constituants n'a été mentionnée. Ce seront les symétries de jauge qui permettront de faire la liaison entre ces diverses particules.

1.1.2 Symétries et bosons de jauge

La présence de symétries au sein d'un système lui confère des quantités physiques invariantes selon le théorème de Noethers. C'est ainsi que l'invariance par rapport aux translations temporelles ($t \rightarrow t + \Delta t$), aux translations spatiales ($x \rightarrow x + \Delta x$) et aux rotations engendrent respectivement la conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et du moment angulaire. L'apparition des bosons de spin 1 qui correspondent aux interactions découle directement de symétries dites de *jauge*. Elles sont reliées aux transformations de jauge définies par l'application d'une phase arbitraire à la fonction d'état du système :

$$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \tag{1.1}$$

Une telle transformation est dite *locale* si elle varie en chaque point de l'espace.

1.1.2.1 Interaction électromagnétique (QED)

L'électrodynamique quantique (QED) a été la première théorie à utiliser ce concept avec succès. Le lagrangien de Dirac pour une particule de masse m et de spin $\frac{1}{2}$

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi \quad (1.2)$$

n'est pas invariant sous la transformation locale 1.1 où α est un scalaire. En effet, le terme $\partial^\mu\psi$ n'est pas invariant sous $U(1)$. En rendant la dérivée covariante par l'ajout d'un champ compensateur A^μ qui se transforme sous ce groupe :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ieQA^\mu \quad (1.3)$$

le lagrangien devient invariant de jauge locale^a et la conservation de la charge Q en découle. Le champ de jauge A^μ associé au photon ne peut avoir de terme de masse $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ car la symétrie $U(1)_Q$ l'en empêche. Un terme cinétique doit néanmoins apparaître afin de lui permettre de se propager. Finalement, le lagrangien QED s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{cin} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - m)\psi + eQ\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.4)$$

où $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ est également invariant. QED est une théorie perturbative qui a été vérifiée expérimentalement à l'ordre de 4 boucles dans la mesure de $g - 2$ de l'électron [5].

1.1.2.2 Interaction forte (QCD)

L'interaction forte est basée sur la symétrie $SU(3)_c$, les quarks formant des triplets alors que les leptons demeurent des singlets. Ce groupe fait intervenir un nombre quantique nommé *couleur* (d'où l'indice c de $SU(3)_c$) prenant comme valeur rouge, vert ou bleu. Cette physique des couleurs ou chromodynamique n'est pas unifiée aux deux autres forces (voir section 1.1.3). Elle constitue une théorie de jauge à part entière et issue d'un raisonnement équivalent à celui montré dans la section précédente. Les champs de jauge G_μ^a sont introduits pour chacun des 8 générateurs T_a du groupe et sont identifiés aux gluons. La dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{T_a}{2} G_\mu^a$ permet d'écrire le lagrangien de la chromodynamique quantique (QCD) :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}(i\gamma_\mu D_\mu - m)q - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

avec

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.6)$$

où f^{abc} sont les constantes de structures du groupes $SU(3)_c$. La troisième partie du terme cinétique (eq. 1.6) rend cette théorie non-abélienne et autorise des interactions entre les bosons vecteurs, les gluons. Deux propriétés de la force forte en découlent et ont des répercussions importantes :

^acar $\alpha = \alpha(x)$ peut varier en chaque point de l'espace

Liberté asymptotique Similairement à la QED, la polarisation du vide introduit une modification de la constante de couplage $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ avec l'énergie. Cependant, compte tenu du couplage précédemment présenté, les corrections décrivent l'échange par boucle de quarks et de gluons. Alors que les quarks virtuels engendrent un accroissement de α_s avec l'énergie (comme α_{QED}), la contribution des gluons qui va dans une direction opposée est dominante : α_s décroît avec l'énergie, signifiant qu'à haute énergie, les quarks peuvent être décrits comme des particules quasiment libres dans les hadrons et un développement perturbatif peut être utilisé pour faire les prédictions.

Confinement À large distance, de l'ordre de 1 fm (faible énergie), la constante de couplage α_s est de l'ordre $\mathcal{O}(1)$ et donc ce n'est plus une théorie perturbative. Ce phénomène de confinement implique que des quarks isolés ne sont jamais observés. Les quarks ou gluons de haute énergie rayonnent des gluons jusqu'à ce que leur énergie soit de l'ordre du GeV. À ce stade, les sous-produits s'hadronisent pour donner naissance à des mésons (combinaisons quark-antiquark) ou des baryons (formés de trois quarks). L'état final rencontré est alors un jet de hadrons avec la direction et l'énergie du quark ou gluon initial, qui devra être identifié dans le détecteur.

1.1.2.3 Interaction faible

L'interaction faible impliquée dans la désintégration β a d'abord été décrite par Fermi en 1934 comme un terme de contact entre quatre fermions donné par le lagrangien :

$$-\frac{G_F}{\sqrt{2}}\bar{\psi}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi\bar{\psi}'\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi' \quad (1.7)$$

Bien que violant l'unitarité et non renormalisable, il s'agit d'une théorie effective à basse énergie du Modèle Standard. Ce dernier permet de rendre compte des deux propriétés suivantes qui ont été observées expérimentalement :

- Comme son nom l'indique, cette force est faible en comparaison aux autres. Elle est propagée par des courants chargés (W^\pm) et neutres (Z). Ces bosons étant massifs, elle est de courte portée ($< 10^{-18} m$).
- Elle n'agit que sur les fermions de *chiralité* gauche qui apparaissent en doublets $\begin{pmatrix} f_u \\ f_d \end{pmatrix}_L$, violant ainsi la symétrie de parité P (et même CP , où C est la conjugaison de charge).

1.1.3 Modèle Standard et mécanisme de Higgs

Le Modèle Standard est élaboré selon le produit direct de trois théories de jauge :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.8)$$

L'idée consiste à construire un lagrangien de fermions libres sans masse en faisant une distinction entre les particules gauches, organisées en doublets, et droites en singlets, reposant sur une

symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ où Y est l'hypercharge^b. Pour rendre cette symétrie locale, il est nécessaire d'introduire des dérivées covariantes et donc des bosons de jauge : un boson de jauge B_μ pour $U(1)_Y$ et 3 bosons W_μ pour $SU(2)_L$ qui satisfont les formules suivantes :

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \bar{f}_L i\gamma^\mu (\partial_\mu - ig\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a - i\frac{g'}{2}B_\mu)f_L + \bar{f}_R i\gamma^\mu (\partial_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu)f_R \quad (1.9)$$

avec

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \quad (1.10)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.11)$$

Ce lagrangien décrit cependant des fermions et des bosons de jauge sans masse (terme qui ne respecte pas la symétrie), alors que les observations expérimentales montrent la courte portée de l'interaction faible, nécessitant donc des bosons de jauge massifs. Le mécanisme de Higgs [6, 7, 8, 9, 10] apporte une solution à ce problème en gardant le lagrangien invariant de jauge mais en modifiant son état fondamental. La symétrie sera brisée par l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes

$$\Phi_H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

où Φ^+ est chargé positivement et Φ^0 est neutre. Ce champ Φ_H d'hypercharge unité est invariant de $SU(2)_L$ et contribue au lagrangien par

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D^\mu \Phi_H) - V(\Phi_H) \quad (1.13)$$

où

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\tau_a}{2}W_\mu^a - i\frac{g'}{2}B_\mu \quad (1.14)$$

et

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.15)$$

avec $\mu^2 > 0$ et λ arbitraire. La figure 1.1 montre la forme que prend ce potentiel dans le plan $\mathcal{R}e(\Phi_H) - \mathcal{I}m(\Phi_H)$. La théorie vérifie toujours la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dans le cas où le champ $|\Phi_H|$ se situe au minimum secondaire à $\mu = \lambda = 0$. Son état fondamental correspond en revanche à une des solutions au minimum du potentiel

$$\langle \Phi_H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.16)$$

définissant le vide comme étant non-chargeé ($\Phi^+ = 0$) ayant une composante Φ^0 réelle. Le choix d'une direction particulière de l'espace signifie que le système a *spontanément* brisé la symétrie^c. Les fluctuations du champ de Higgs autour du vide peuvent se paramétrer en fonction de quatre champs réels $\theta_i (i = 1, 2, 3)$ et h

$$\Phi_H = e^{i\frac{\tau \cdot \theta(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

^bL'hypercharge s'écrit $Y = 2(Q - T_3)$ où Q est la charge électrique de la particule et T_3 , la troisième composante de l'isospin faible.

^cLe choix de 1.16 avec $T = \frac{1}{2}$, $T_3 = -\frac{1}{2}$ et $Y = 1$ brise les deux symétries à la fois : $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$. Cependant, comme Φ^0 est neutre, la symétrie $U(1)_{em}$ est conservée et donc le photon reste sans masse.

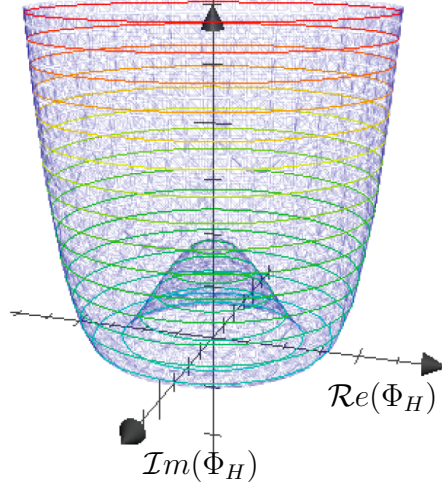


FIG. 1.1 – Représentation du potentiel de Higgs dans le plan $\mathcal{R}e(\Phi_H) - \mathcal{I}m(\Phi_H)$.

L'invariance locale du lagrangien fait disparaître les trois champs θ_i après une transformation de jauge unitaire. Les degrés de liberté de ces champs non massifs, appelés bosons de Goldstone [11], sont absorbés par les trois champs de jauge W_i^μ . La brisure de symétrie confère une masse aux bosons de jauge W^\pm, Z^0, γ , définis comme une combinaison des champs W_μ et B_μ via leurs couplages avec le champ de Higgs.

$$W^{\mu\pm} = \frac{W_1^\mu \mp iW_2^\mu}{\sqrt{2}} \quad (1.18)$$

$$Z^\mu = \frac{gW_3^\mu - g'B^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.19)$$

$$A^\mu = \frac{g'W_3^\mu + gB^\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{2}, \quad M_{Z^0} = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad M_\gamma = 0 \quad (1.21)$$

Masse des fermions L'invariance de jauge électromagnétique permet des couplages entre fermions et scalaires (en l'occurrence le boson de Higgs Φ) de la forme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = (\bar{e}, \bar{\nu})_L \Phi e_R + (\bar{u}, \bar{d})_L \Phi d_R + (\bar{u}, \bar{d})_L \tilde{\Phi} u_R + \text{h.c.} + \text{autres générations} \quad (1.22)$$

où $\tilde{\Phi} = i\sigma^2 \Phi^*$ et les termes des autres générations sont ajoutés. Si l'on développe de nouveau le lagrangien autour de son minimum, il en résulte l'apparition de termes de masse aussi pour les fermions :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \left(1 + \frac{H}{v} \right) [m_e \bar{e}e + m_d \bar{d}d + m_u \bar{u}u] \quad (1.23)$$

Les masses des fermions sont cependant de nouveaux paramètres libres, fixés à partir des couplages de Yukawa λ_f et de la valeur moyenne dans le vide, v , du champ de Higgs :

$$m_f = \frac{\lambda_f v}{\sqrt{2}} \quad \text{où} \quad v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (1.24)$$

Si tous les couplages du Higgs aux autres particules sont parfaitement définis, sa masse ($\sqrt{2\lambda}v$) est un paramètre libre aussi dont les contraintes actuelles, tant théoriques qu'expérimentales, seront présentées dans la section 1.3.

1.2 Succès et faiblesses du Modèle Standard

Le Modèle Standard parvient, à l'aide d'un lagrangien simple, à décrire parfaitement l'ensemble des mesures aux énergies jusqu'à présent accessibles dans les différents accélérateurs (voir figure 1.2). Il présente toutefois un certain nombre d'insuffisances prédictives ou faiblesses conceptuelles :

- Il repose sur 19 paramètres libres (un pour QCD, un pour la phase de violation CP forte, 4 pour le secteur de jauge électrofaible et 13 pour les couplages de masses de Yukawa aux fermions) complètement arbitraires.
- La dynamique de brisure spontanée de symétrie électrofaible demeure une énigme.
- La réplification des familles et la hiérarchie de masses sont inexpliquées. Il existe 4 ordres de grandeurs entre la masse des quarks les plus légers et celle du quark *top* de ~ 175 GeV. Pourquoi les neutrinos ont-ils une si petite masse ?
- Le modèle impose une distinction entre particules de chiralité droite et gauche et ne donne pas de masse aux neutrinos^d.
- Le Modèle Standard n'explique ni la matière noire, ni la constante cosmologique, et n'inclut pas la gravitation.
- Pour conserver une masse de Higgs faible (< 1 TeV), comme largement suggéré par les mesures expérimentales, il est nécessaire d'ajuster finement les paramètres du modèle, ce qui ne semble pas naturel. Ce problème de naturalité constitue un argument fort pour penser que le Modèle Standard n'est que l'apparition aux énergies < 1 TeV d'une théorie plus générale.

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard essaient de pallier à ces défauts. La Supersymétrie résout le problème de hiérarchie par l'introduction de nouveaux champs qui engendrent des corrections compensant les divergences quadratiques. Cette théorie prédit un spectre important de nouvelles particules dont la plus légère et stable (e.g. le neutralino) contribuerait à expliquer la matière noire. La découverte de résonances à haute énergie (e.g. le boson Z') ou la manifestation de dimensions supplémentaires sont d'autres voies qui seront étudiées avec le LHC.

1.3 Recherche du boson de Higgs

1.3.1 Contraintes théoriques

La masse du Higgs dans le Modèle Standard est contraint faiblement par des arguments théoriques.

^dUne extension simple du Modèle Standard permet cependant aux neutrinos d'acquérir une masse.

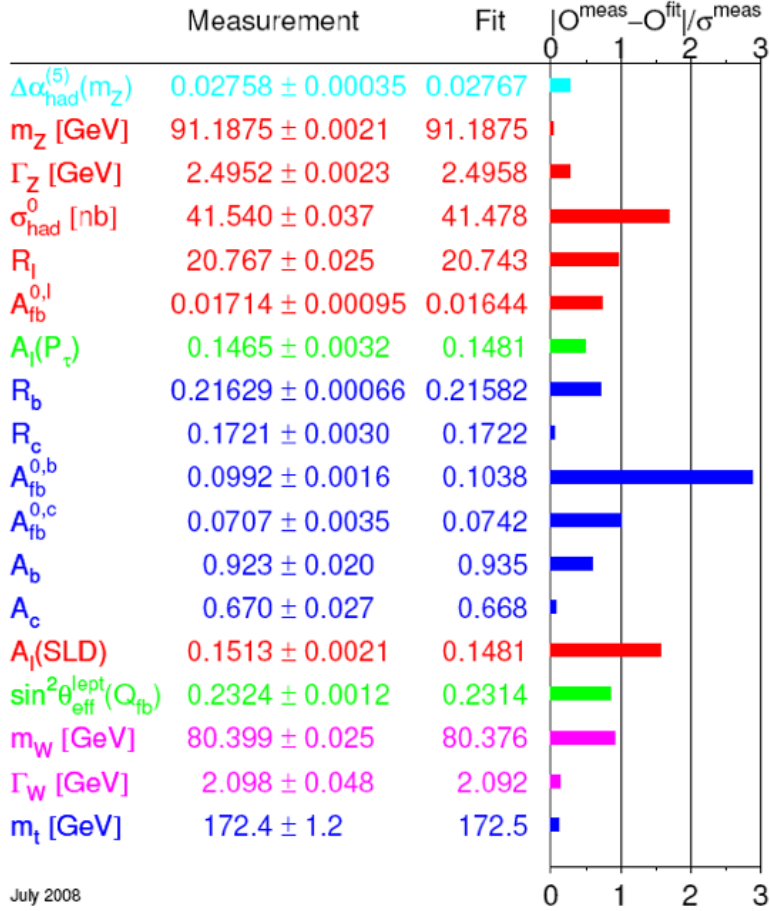


FIG. 1.2 – Compatibilité entre diverses observables expérimentales et les prédictions du Modèle Standard en Juillet 2008 [12].

Unitarité Certains processus, comme la diffusion élastique de W longitudinaux, ont une section efficace qui croît avec l'énergie de centre de masse :

$$\sigma(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) \propto s \quad (1.25)$$

et la violation de l'unitarité est possible. En décomposant en ondes partielles et choisissant $J = 0$ pour $s \gg M_W^2$, le coefficient a_0 du premier terme de l'expansion s'écrit :

$$a_0 = \frac{G_F M_H^2}{8\sqrt{2}\pi} \left[2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left(1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right] \quad (1.26)$$

Pour que l'unitarité soit satisfaite, la condition $|Re(a_0)| < \frac{1}{2}$ implique que $M_H \lesssim 870$ GeV pour $s \gg M_H^2$. Pour un Higgs très massif ($s \ll M_H^2$) ou absent, la relation $\sqrt{s} \lesssim 1.2$ TeV indique l'échelle où la théorie des perturbations cesse d'être valide et où de la nouvelle physique doit régulariser la diffusion.

1.3.1.1 Trivialité

Les auto-couplages λ du Higgs croissent avec l'énergie. Leur évolution suit à l'ordre des arbres l'équation du groupe de renormalisation :

$$\frac{d\lambda(Q^2)}{\lambda^2} = \frac{3}{4\pi^2} \frac{dQ}{Q} \implies \lambda(Q^2) = \frac{\lambda(\nu^2)}{1 - \frac{3\lambda(\nu^2)}{4\pi^2} \ln \frac{Q^2}{\nu^2}} \quad (1.27)$$

où Q et ν sont respectivement les échelles de renormalisation et de référence. Pour $Q^2 \ll \nu^2$, $\lambda(Q^2) \rightarrow 0^+$ et la théorie devient *triviale*, c'est-à-dire que les particules se découplent et n'interagissent plus avec les autres champs. Pour pallier à ce problème, il faut supposer que le potentiel de Higgs est valable jusqu'à l'échelle de Planck ($\simeq 10^{19}$ GeV). Ceci implique que $M_H < 180$ GeV.

1.3.1.2 Stabilité du vide

Le quark top et les bosons de jauge contribuent principalement aux ordres supérieurs à l'évolution de λ compte tenu de leur fort couplage au Higgs. L'équation 1.27 à une boucle est donnée par :

$$\lambda(Q^2) = \lambda(\nu^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.28)$$

Si λ est petit, les boucles de quark top peuvent conduire à $\lambda(0) < \lambda(\nu)$. Ceci signifie que ν n'est pas le minimum du potentiel et que le vide électrofaible est instable. Il faut donc imposer que λ demeure toujours positif :

$$\lambda(Q^2) > 0 \implies M_H^2 > \frac{\nu^2}{8\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{\nu^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \ln \frac{Q^2}{\nu^2} \quad (1.29)$$

À l'échelle d'énergie de 1 TeV, cela se traduit par une limite inférieure extrêmement contraignante $Q = \Lambda_c \sim 1$ TeV $\implies M_H \gtrsim 70$ GeV. La combinaison de ces deux contraintes (trivialité et stabilité du vide) est présentée sur la figure 1.3 en fonction de l'énergie Λ au-delà de laquelle de la nouvelle physique doit apparaître.

1.3.2 Contraintes expérimentales

Deux approches sont possibles pour mettre en évidence le Higgs, soit une recherche directe dans lequel on le reconstruit dans l'état final, soit en mesurant ses contributions par des boucles à différents processus électrofaibles ^e.

^eSes contributions sont de l'ordre de $\ln(M_H)$ et donc nécessitent des mesures très précises, contrairement aux contributions quartiques du top qui ont permis de mesurer sa masse à LEP.

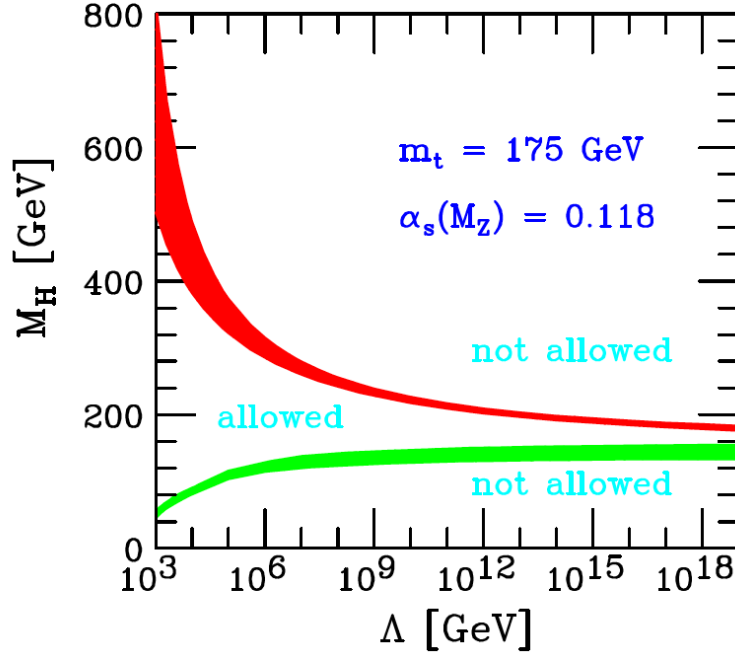


FIG. 1.3 – Contraintes théoriques en fonction de Λ : la limite supérieure est donnée par la trivialité et celle inférieure par la stabilité du vide.

1.3.2.1 Recherche indirecte

L’ajustement simultané de nombreux observables (principalement à LEP et au TeVatron) présenté sur la figure 1.2 permet d’extraire un intervalle de masse autorisé pour le Higgs^f. La valeur du χ^2 en fonction de la masse du Higgs est présentée sur la figure 1.4 ainsi que le contour dans le plan m_{top} et M_W . La valeur la plus probable de l’ajustement est[12] :

$$M_H = 84^{+34}_{-26} \text{ GeV} \quad \chi^2 = 17.3/13 \quad \text{prob} = 18\% \quad (1.30)$$

Ces mesures favorisent donc un Higgs de faible masse $M_H < 154 \text{ GeV}$ (95%CL).

1.3.2.2 Limites expérimentales

Le Higgs a été recherché à LEP principalement par production Higgsstrahlung et en utilisant l’état final $b\bar{b}$. L’absence de signal significatif a conduit à la limite inférieure $M_H > 114.4 \text{ GeV}$ [13]. Le Higgs est aussi recherché au TeVatron, collisions proton-antiproton, avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Les modes de production utilisés sont essentiellement WH et ZH pour les basses masses ($H < 135 \text{ GeV}$) avec un état final $b\bar{b}$ pour le Higgs. Pour les hautes masses, la production $gg \rightarrow H$ est incluse et l’état final du $H \rightarrow WW$ est aussi recherché. L’exclusion par les expériences CDF et D0 avec 3 fb^{-1} en combinant de nombreux canaux est montré sur la figure 1.5. Uniquement pour la région de haute masse, les analyses des deux expériences sont

^fLes paramètres de l’ajustement sont : $G_F, M_Z, \alpha(M_Z), \alpha_s(M_Z), m_{\text{top}}$ et M_H .

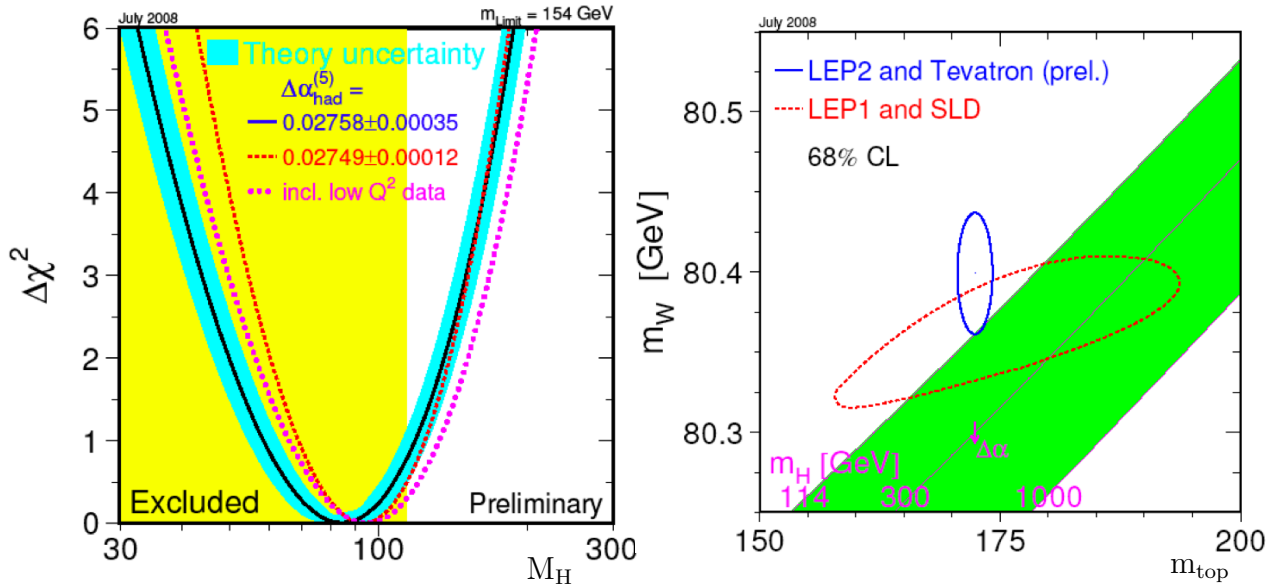


FIG. 1.4 – Contraintes du secteur électrofaible sur la masse du Higgs : χ^2 en fonction de M_H (gauche) et contour d'exclusion dans le plan $(m_{\text{top}} - M_W)$. La zone en jaune correspond à l'exclusion de la recherche directe du Higgs à LEP[12].

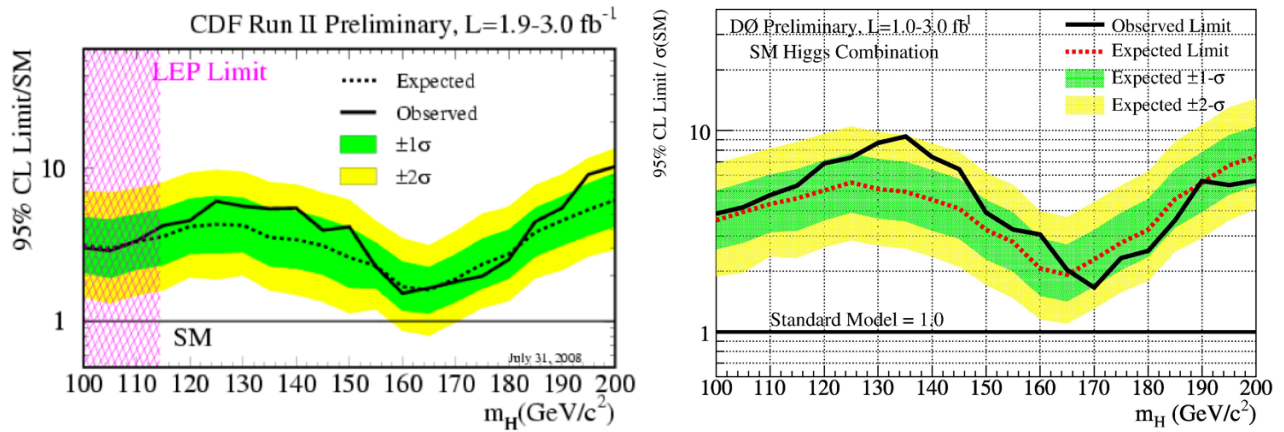


FIG. 1.5 – Exclusion par l'expérience CDF et D0 au Tevatron.

combinées, excluant une valeur de 170 GeV [14]. À basse masse, la combinaison d'environ 70 analyses différentes est délicate à extraire. Une observation d'un Higgs standard de basse masse par ces expériences reste peu probable.

1.3.3 Modes de production

Dans le cadre du LHC avec des collisions proton-proton d'une énergie de centre de masse $\sqrt{s} = 14$ TeV, les diagrammes des principaux modes de production du Higgs sont ceux illustrés sur la figure 1.7. Leurs sections efficaces sont paramétrisées en fonction de la masse du Higgs

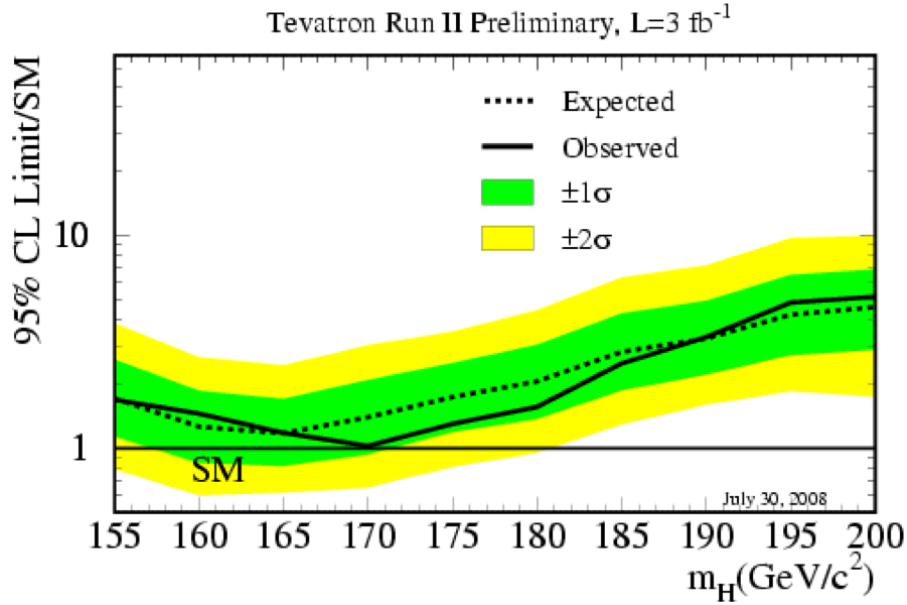


FIG. 1.6 – Exclusions à haute masse par la combinaison des canaux des deux expériences au TeVatron.

sur la courbe 1.8[15]. Le processus par fusion de gluons est le processus dominant sur toute la gamme d'énergie, typiquement un ordre de grandeur au dessus de la fusion de quarks qqH . Ce dernier diagramme ainsi que les productions associées sont cependant utilisées pour des analyses exclusives dans lesquelles des états finaux tels que $\tau^+\tau^-$ ou $b\bar{b}$ peuvent être étudiés. À titre d'exemple, la section efficace à 130 GeV est de l'ordre de 40 pb, 8 ordres de grandeurs plus basse que la production de quarks b .

1.3.4 Désintégration du Higgs

Les rapports d'embranchements du Higgs en fonction de sa masse sont entièrement calculables (voir fig. 1.8) [16]. Seuls ceux conduisant à un état final intéressant au LHC sont tracés sur la figure. Plusieurs observations sont à faire [17] :

- Le mode de désintégration dominant pour $M_H < 130$ GeV est $b\bar{b}$, alors qu'à haute masse, l'état final WW est majoritaire. Ces deux modes conduisent cependant à une signature avec un bruit de fond QCD important ou difficile à reconstruire, et donc d'autres états finaux devront être utilisés.
- Dans le cadre de la recherche inclusive, deux états finaux sont utilisés principalement à basse masse avec une signature très claire. Le Higgs en $\gamma\gamma$ permet de couvrir la zone $115 < M_H < 140$ GeV à condition de réduire efficacement les bruits de fond $jet - jet$ et $\gamma - jet$ dans lequel un jet est identifié comme un photon. Le canal ZZ^* avec des leptons ou muons dans l'état final comporte un bruit de fond très faible qui sera décrit au chapitre 6. Il est compétitif avec le canal précédent pour une masse de 130 GeV. Ces deux analyses reposent très fortement sur les performances du calorimètre électromagnétique.
- La présence de quarks top (ttH) ou de jets à l'avant (qqH) réduit fortement les bruits de

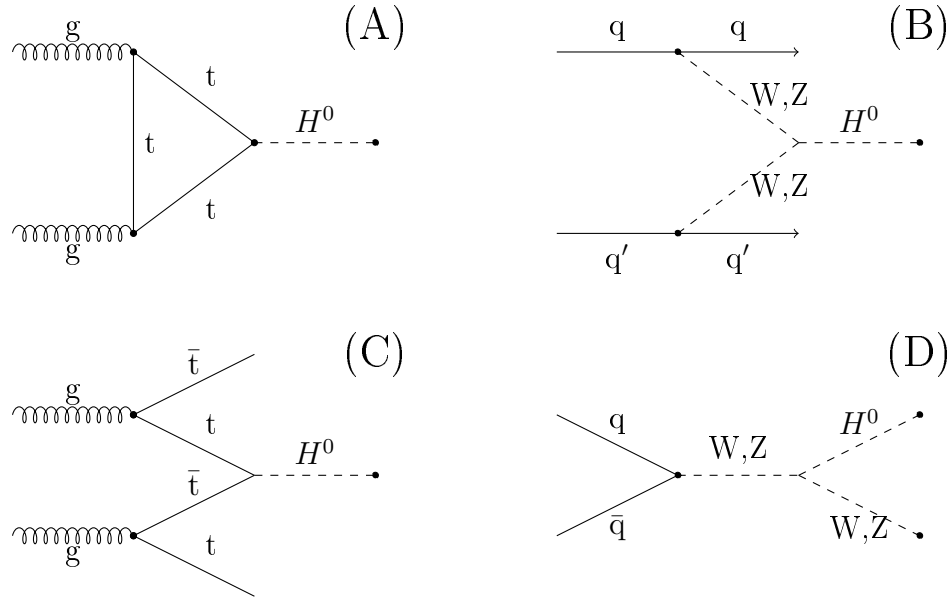


FIG. 1.7 – Différents mécanismes de production du Higgs : par fusion de gluons (A), fusion de bosons vecteurs (B) et production associée $t\bar{t}$ (C) et W, Z (D).

fond. Ainsi, l'état final $b\bar{b}$ peut être utilisé à très basse masse en production associée avec une paire de quarks top ou les états finaux WW et $\tau\tau$ en fusions de quarks.

- La recherche inclusive $H \rightarrow WW^*$ compense à 170 GeV la faiblesse du rapport d'embranchement du ZZ^* .

La signification statistique attendue avec l'expérience ATLAS pour une luminosité de 30 fb^{-1} est montrée sur la figure 1.9. La combinaison de ces canaux doit permettre la découverte du Higgs sur l'intervalle de masse $115 < M_H < 200 \text{ GeV}$ [18].

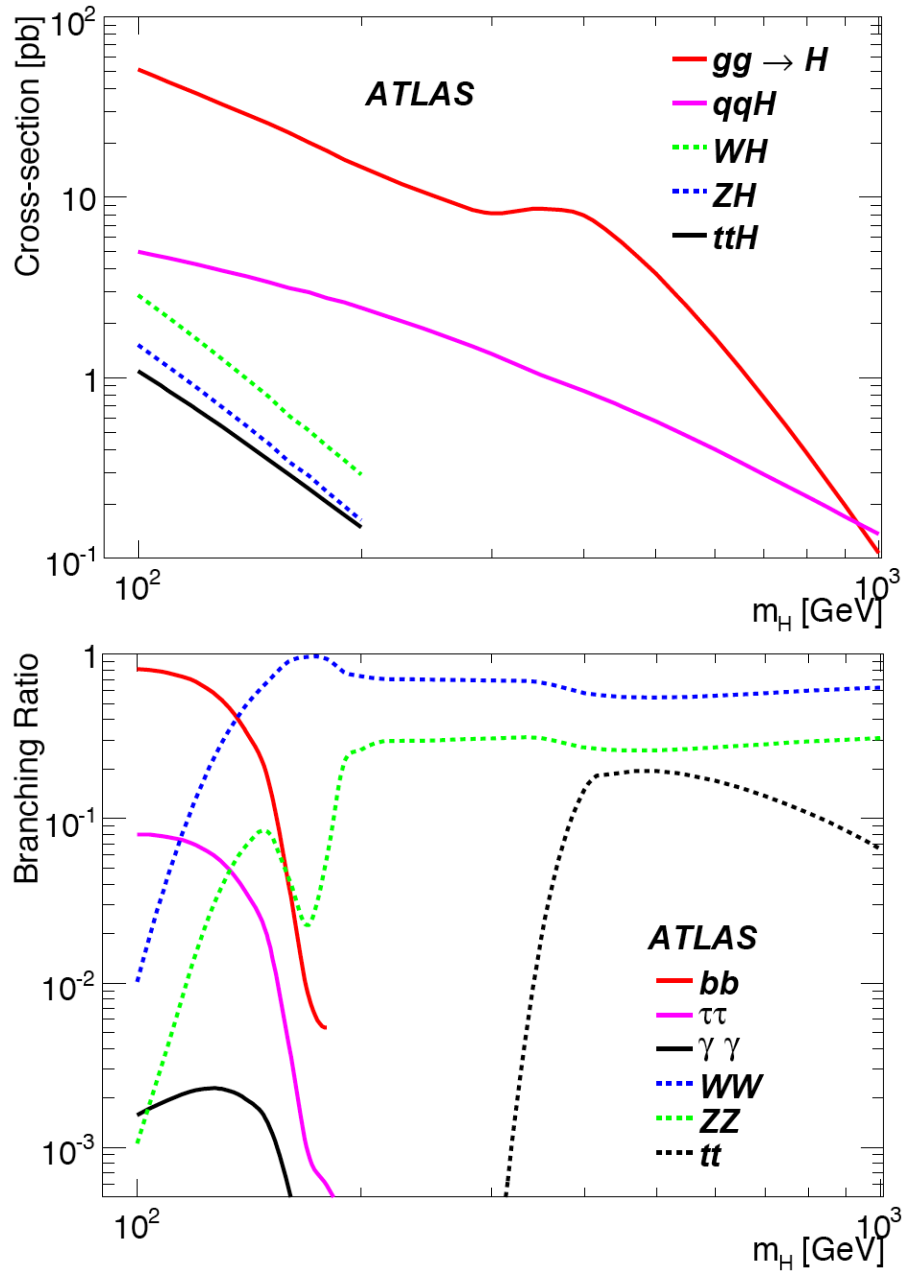


FIG. 1.8 – Section efficace des modes de production du boson de Higgs au LHC (haut). Rapports d’embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse (bas).

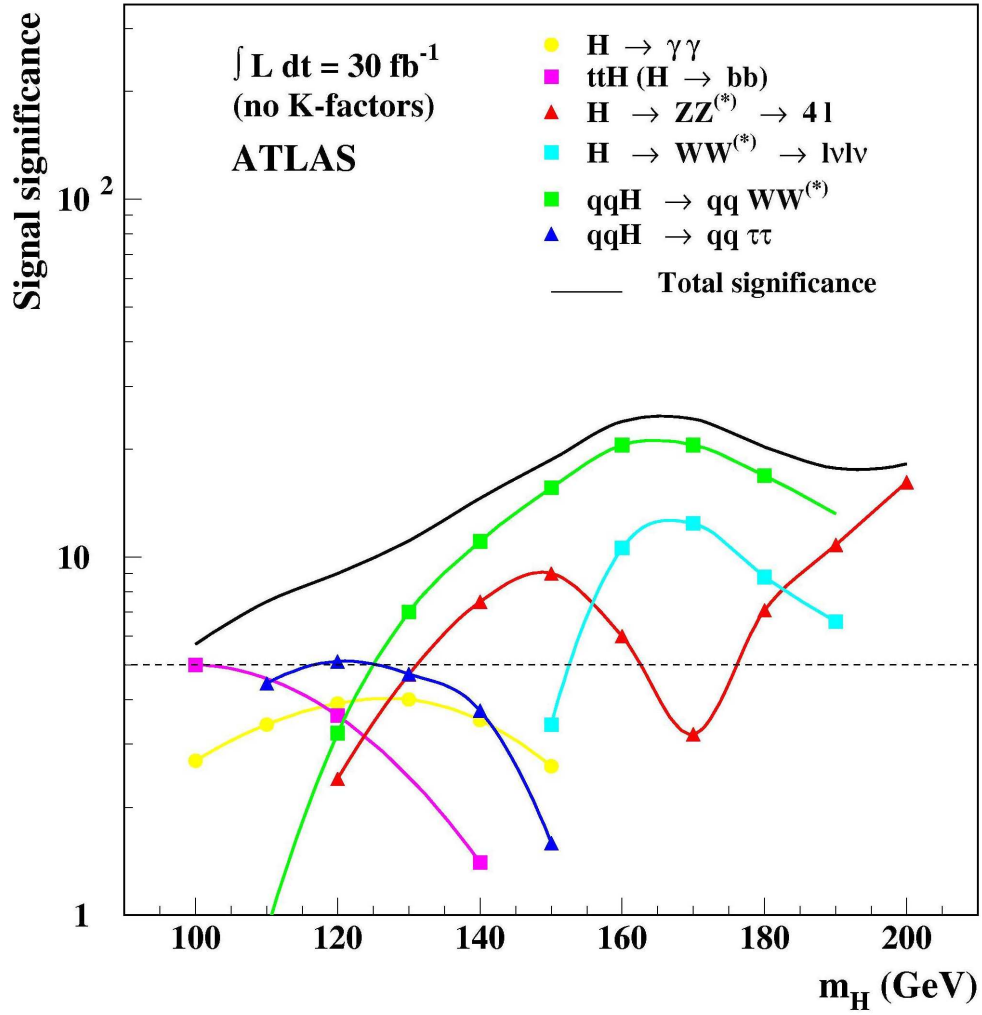


FIG. 1.9 – Signification statistique attendue avec ATLAS pour chaque canal ainsi que pour leur combinaison avec une luminosité de 30 fb^{-1} .

Chapitre 2

L'expérience ATLAS au LHC

ATLAS est l'un des quatre détecteurs installés auprès du LHC dont le but est l'exploration du secteur électrofaible dans le cadre du Modèle Standard, notamment la recherche du Higgs, mais aussi tout indice de nouvelle physique. Après une brève description du LHC et de ses caractéristiques, le détecteur ATLAS est présenté, notamment son calorimètre électromagnétique à argon liquide.

2.1 LHC (Large Hadron Collider)

Le LHC est un accélérateur supraconducteur de protons avec une énergie nominale dans le centre de masse de 14 TeV dont le but est de fournir des collisions à haute énergie et luminosité pour découvrir le boson de Higgs ou des événements rares [19]. Utilisant le tunnel existant du LEP (Large Electron-Proton Collider), ce collisionneur circulaire de 27 km de circonférence construit au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire à Genève) et basé sur l'utilisation d'aimants supraconducteurs. Les caractéristiques principales sont résumées dans la table 2.1. Les protons sont portés à 7 TeV après une série de pré-accélération : de 50 MeV par le Linac, 1 GeV par le Booster, 26 GeV par le PS et 450 GeV par le SPS. Le nombre d'événements produits par seconde pour un processus est donné par le produit de la section efficace de production et la luminosité \mathcal{L} de la machine :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (2.1)$$

qui ne dépend que des paramètres du faisceau :

- N_b : Nombre de protons par paquet, de l'ordre de 10^{11} (10^{10}) à haute(basse) luminosité
- n_b : Nombre de paquets par faisceau (2808)
- f_{rev} : Fréquence de révolution (40 MHz)
- ϵ_n : Émittance du faisceau normalisée
- γ : Facteur relativiste
- β^* : Fonction *beta* au point de collision (0.55 m)
- F : Facteur de réduction géométrique qui prend en compte l'angle de croisement des faisceaux ($285 \mu\text{rad}$)

La durée de vie des faisceaux est de l'ordre de 22 h, cependant la luminosité est réduite d'un facteur 2 au bout de 10 h, nécessitant un nouveau remplissage de la machine. Deux fonctionnements du LHC sont prévus :

- Une période à basse luminosité de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pendant quelques années. Une année de prise de données (~ 100 jours) dans ce régime fournit une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} .
- Une période à haute luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ par la suite avec une luminosité intégrée de $100 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$.

Lors de la phase de démarrage en 2008, l'énergie sera réduite à 10 TeV^a avec une luminosité maximale instantanée de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} est attendue pour 2008 et environ 2500 $Z \rightarrow e^+e^-$ reconstruits par ATLAS.

Énergie par faisceau	7 TeV
Énergie à l'injection	450 GeV
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Temps de vie de la luminosité	10 h
Temps de vie du faisceau	22 h
Intensité du courant de protons	0.54 mA
Nombre de paquets	2808
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Espacement des paquets	7.5 m (25 ns)
Longueur d'un paquet	7.55 cm
Taille transverse du faisceau au point d'interaction	$16.7 \mu\text{m}$

TAB. 2.1 – Caractéristiques du LHC.

Quatre détecteurs sont placés aux points de croisement des faisceaux montrés sur la figure 2.1. CMS [20] a le même objectif de physique qu'ATLAS, mais avec un détecteur basé sur des technologies différentes. Il est organisé autour d'un unique solénoïde supraconducteur et le détecteur de traces est basé entièrement sur la technologie au silicium. Son calorimètre électromagnétique est homogène, formé de cristaux de PbWO_4 . Le potentiel de physique de cette expérience est comparable à celui d'ATLAS [21]. LHCb [22] est conçu pour étudier la violation CP et d'autres phénomènes rares dans les désintégrations de mésons B. Des collisions d'ions lourds (de plomb) seront produites pour l'expérience ALICE [23] qui est consacrée à la physique des plasmas quarks-gluons.

2.2 Buts et contraintes de l'expérience ATLAS

Acronyme pour *A Toroidal LHC ApparatuS*, l'expérience ATLAS couvre une large fraction du programme de physique du LHC [24]. Les buts et contraintes qui ont influencé sa conception sont décrits dans cette section.

^aCela réduit les sections efficaces d'environ 30%

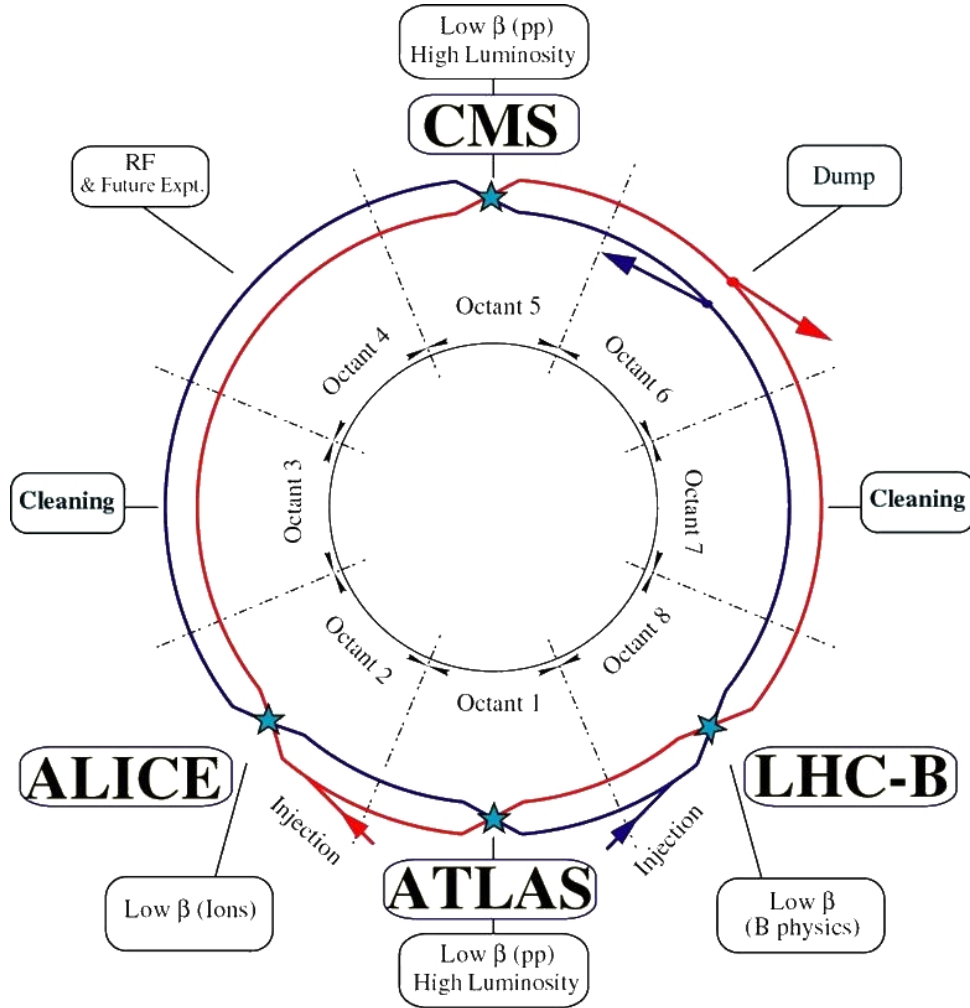


FIG. 2.1 – Vue de l’anneau de collision LHC avec 4 expériences réparties le long des octants.

2.2.1 Objectifs de l’expérience

Le programme de physique au LHC est vaste du fait qu’il est destiné non seulement à achever l’exploration du secteur électrofaible dans le cadre du Modèle Standard, mais également à initier la recherche au-delà de ce dernier. La recherche du Higgs a servi principalement à définir les performances du détecteur car les états finaux utilisés dans ces analyses (cf figure 1.9) sollicitent de nombreuses signatures : photons, électrons et muons isolés, identification des τ et des quarks b , mesures des jets à petit angle. Dans le cas de la recherche de Supersymétrie, la mesure de l’énergie transverse manquante est aussi un ingrédient essentiel. Outre la découverte de nouvelles particules, ATLAS a aussi pour objectif de faire des mesures de précision : mesure des paramètres du W (section efficace et surtout masse) nécessitant un excellent contrôle de l’échelle d’énergie des électrons et muons (0.02%), mesure de la masse du top (échelle d’énergie des jets). De telles mesures pourraient permettre d’affiner davantage la prédiction de la masse du Higgs et vérifier la consistance du Modèle Standard. L’ensemble de ces mesures doit s’effectuer dans un environnement de collisions proton-proton avec un taux de 10^9 collisions inélastiques

par seconde à la luminosité nominale et avec un très grand bruit de QCD (fig. 2.2), rendant l'identification des particules et le déclenchement des événements rares encore plus difficiles. Compte tenu de ces buts de physique, le détecteur doit répondre aux critères suivants :

- Les événements recherchés étant rares, le détecteur doit couvrir un grand intervalle de pseudo-rapacité^b et une couverture azimutale complète.
- Un excellent calorimètre électromagnétique est requis pour la mesure de l'énergie des électrons et photons. Dans le cadre du $Higgs \rightarrow \gamma\gamma$ il doit aussi participer à la mesure de l'angle des photons et à leur identification contre le bruit de fond important de jets. Le calorimètre doit mesurer avec précision à la fois des électrons de bas p_T (7 GeV) pour le $Higgs \rightarrow 4$ électrons et des électrons de haut p_T (2-3 TeV) dans le cas de résonances tels que des Z' .
- Le système calorimétrique (électromagnétique + hadronique) doit être le plus hermétique possible pour donner une mesure correcte de l'énergie manquante. À grande rapidité, les jets doivent être identifiés avec une bonne efficacité pour servir de veto contre certains bruits de fond comme dans la production du Higgs par fusion de bosons vecteurs.
- Une identification des muons jusqu'à des bas p_T est nécessaire ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$) avec une bonne résolution aussi pour les muons de grand p_T ($Z' \rightarrow \mu\mu$).
- Le détecteur interne doit mesurer la quantité de mouvement des traces dans un environnement de très grande multiplicité. Sa mesure de quantité de mouvement pour les bas p_T est complémentaire de la mesure de l'énergie des électrons par le calorimètre et du p_T par le spectromètre pour les muons. La reconstruction des vertex secondaires est nécessaire pour identifier la présence de quarks b .
- La combinaison des informations des différents détecteurs doit autoriser l'identification des τ (Higgs du Modèle Standard ou $A \rightarrow \tau\tau$).
- Finalement, le système de déclenchement doit être capable de sélectionner les événements intéressants, parfois de bas p_T avec un taux de bruit gardé suffisamment faible compte tenu de la bande passante. La figure 2.2 montre qu'il existe 10 ordres de grandeurs entre la section efficace totale de collision p-p et la production d'un Higgs de 150 GeV.

Les performances attendues du détecteur ATLAS sont résumées dans le tableau 2.2.

2.2.2 Contraintes expérimentales

Outre les performances exigées par les buts de physique, le détecteur ATLAS doit fonctionner dans un environnement difficile impliquant des contraintes fortes sur le choix et les performances des détecteurs :

- En particulier un fort taux de radiation (neutrons et photons) sera présent comme exposé sur la figure 2.3 (10^5 Gy par an et 10^{14} neutrons à haute luminosité dans le détecteur de traces). Un tel flux n'a pas permis d'utiliser certains détecteurs conventionnels et a néces-

^bLes axes du système de référence d'ATLAS sont définis comme suit : x pointe vers le centre du LHC, y est vertical vers la surface et z suit l'axe du faisceau. La pseudo-rapacité η est utilisée à la place de l'angle azimutal θ par rapport à l'axe z . Cette variable est donnée par $-\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ et correspond à la rapidité lorsque les masses des particules sont négligées par rapport aux énergies. Le nombre de particules chargées par unité de η est relativement constant pour les événements de biais minimum.

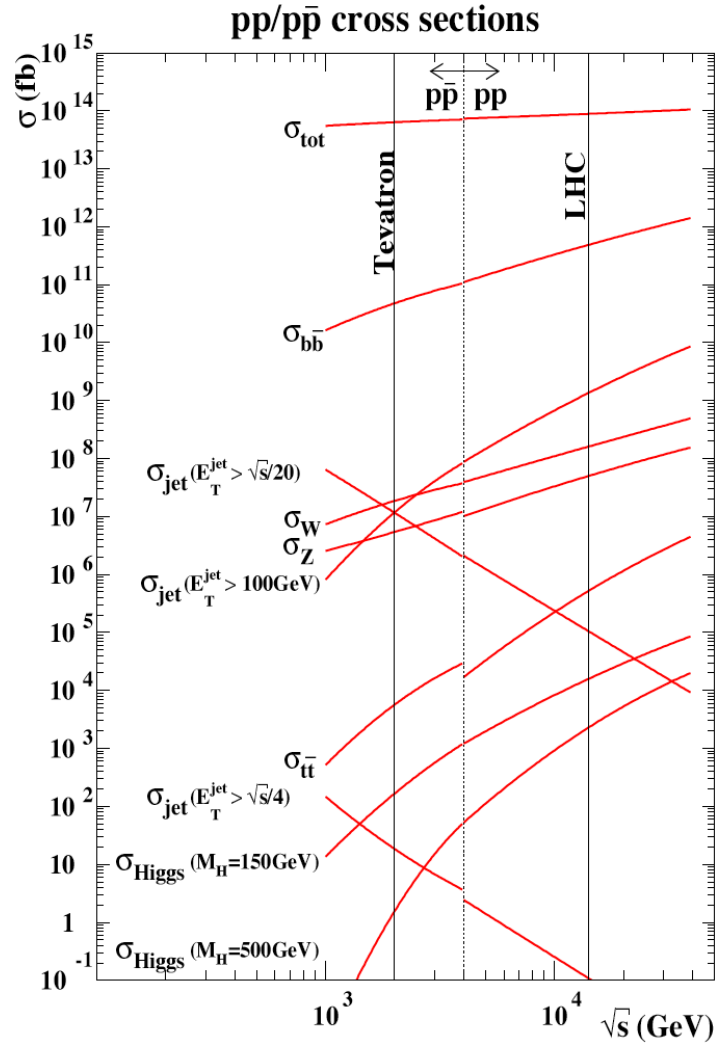


FIG. 2.2 – Comparaison des sections efficaces de divers processus produits au LHC et TeVatron.

Sous-détecteur	Résolution attendue	Couverture en η	
		mesure	déclenchement
Trajectographe	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$	± 2.5	
Calorimètre électromagnétique	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre hadronique tonneau et bouchons avant	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	± 3.2	± 3.2 $3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ à $p_T = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

TAB. 2.2 – Performance générale attendue pour les différents sous-détecteurs d'ATLAS.

sité le développement d'électroniques résistantes aux radiations. Ces neutrons engendrent notamment des coups dans le spectromètre à muons (bruit de caverne) et potentiellement la reconstruction de fausses traces.

- La forte luminosité du LHC est obtenue par des collisions à 40 MHz, c'est-à-dire toutes les 25 ns, nécessitant donc une réponse rapide des détecteurs et du système de déclenchement. De plus, à haute luminosité, 23 événements se superposent à chaque collision. Ceux-ci engendrent une forte multiplicité de traces de bas p_T dans le détecteur interne et détériore les efficacités de reconstruction et la résolution. Ils se caractérisent aussi par des dépôts de basse énergie dans le calorimètre. Pour réduire ces effets, il est donc important d'avoir une très bonne segmentation latérale et longitudinale pour tous les détecteurs minimisant ainsi la probabilité de superposition des signaux. Dans le calorimètre électromagnétique, l'utilisation d'une mise en forme bipolaire permet de traiter ces événements d'empilement comme un bruit.

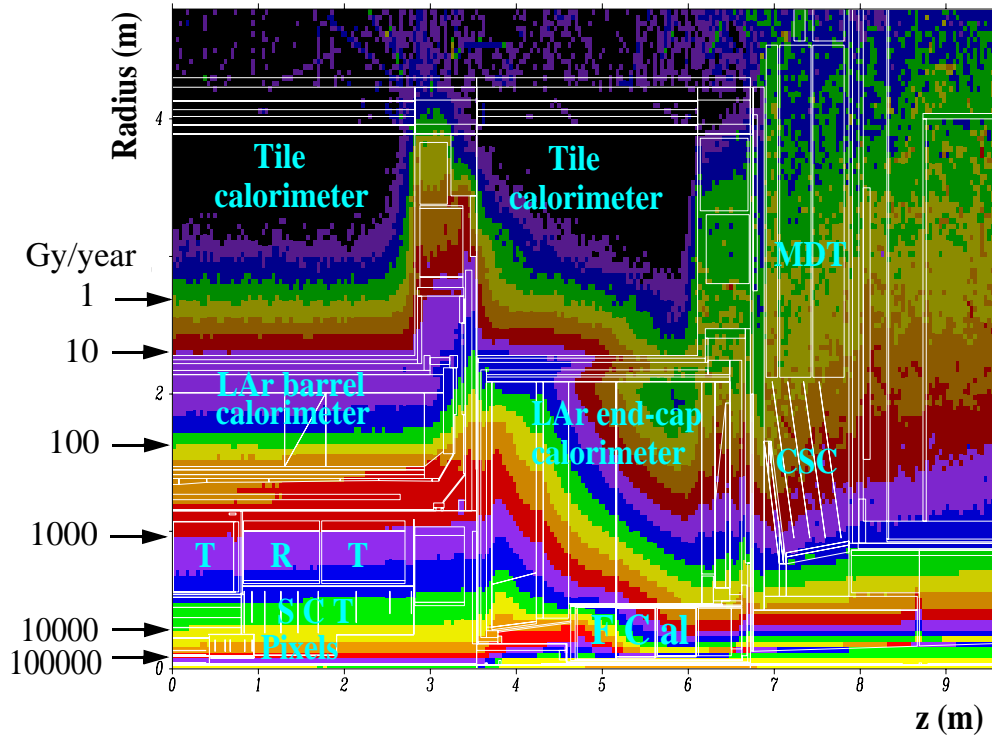


FIG. 2.3 – Flux de radiation ionisante (γ) intégré sur une année à haute luminosité dans ATLAS.

2.3 Description de l'expérience ATLAS

Le détecteur dont la vue d'ensemble est présentée sur la figure 2.4 est désormais opérationnel [21]. Il est le fruit de plus de 15 années de R&D et de construction. Le détecteur est organisé autour de l'axe du faisceau avec une symétrie avant-arrière. Il est également basé sur un système de deux champs magnétiques indépendants : un solénoïde supraconducteur de 2 T pour le détecteur interne et des aimants toroïdaux supraconducteurs pour les spectromètres à muons. D'une façon générale, des aspects de robustesse ont été privilégiés pour le détecteur ATLAS, tels une mesure indépendante des muons avec le spectromètre, une technologie mature et résistante aux radiations pour le calorimètre électromagnétique et un détecteur interne alliant à la fois

des plans discrets et des mesures continues.

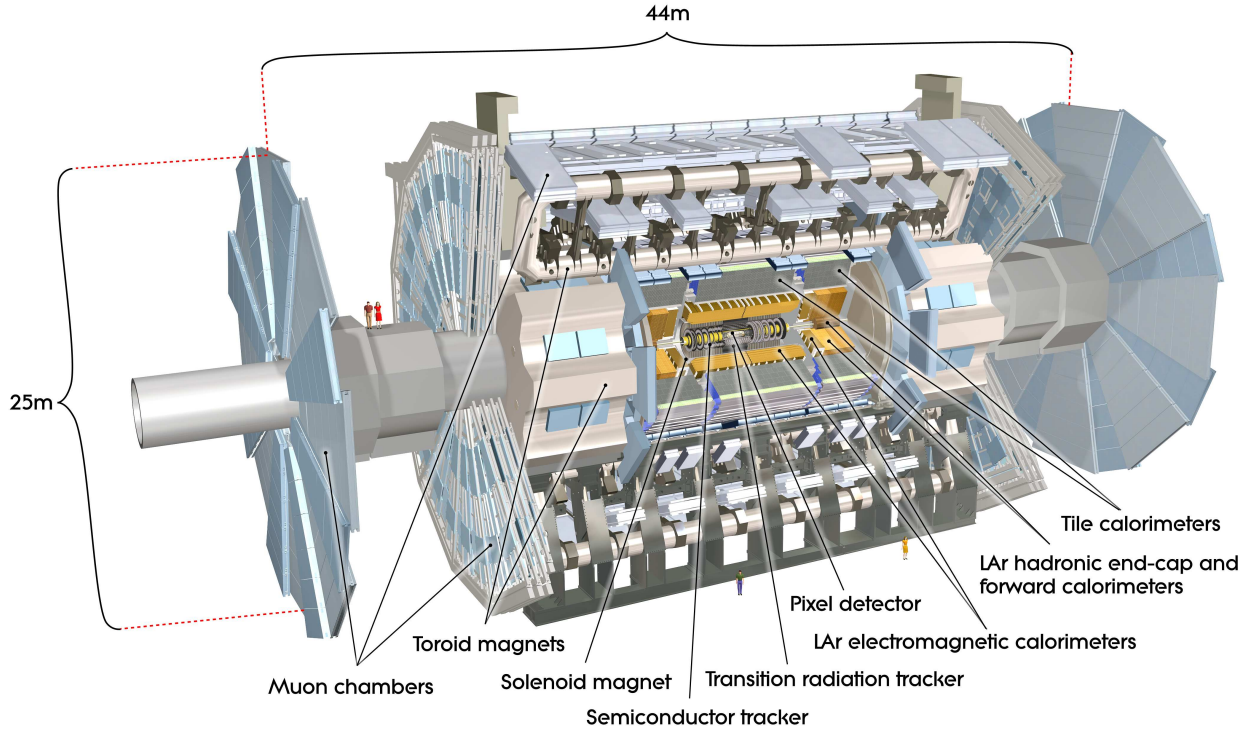


FIG. 2.4 – Vue d’ensemble du détecteur ATLAS.

2.3.1 Détecteur interne

Le détecteur interne est la composante d’ATLAS située la plus proche de l’axe du faisceau et destinée à la reconstruction des traces chargées des événements dans l’intervalle $|\eta| < 2.5$. Il est contenu à l’intérieur d’un cylindre de 6.2 m de long et 2.1 m de diamètre. Divisé en trois sous-détecteurs disjoints mais complémentaires, il joue aussi un rôle important pour l’identification des particules. Les détecteurs au silicium fournissent une excellente résolution en position alors que le détecteur de pailles (TRT) fournit un grand nombre de points sur la trajectoire de la trace et un signal de rayonnement de transition pour l’identification électrons/pions.

2.3.1.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels consiste en trois tonneaux de rayons de 5.1, 8.9 et 12.3 cm respectivement et de 5 disques bouchons allant jusqu’à 20 cm de rayon. Les pixels, au nombre de 80.4 millions avec une granularité $R - \phi \times z$ de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, fournissent une résolution intrinsèque de $10 \mu\text{m}$ en $R - \phi$ et $115 \mu\text{m}$ en z . Ce détecteur est particulièrement important pour l’identification des vertex secondaires et donc des quarks b . Le plan à petit rayon (b -layer) est exposé à un très fort niveau de radiation et devrait donc être remplacé après quelques années. Pour réduire

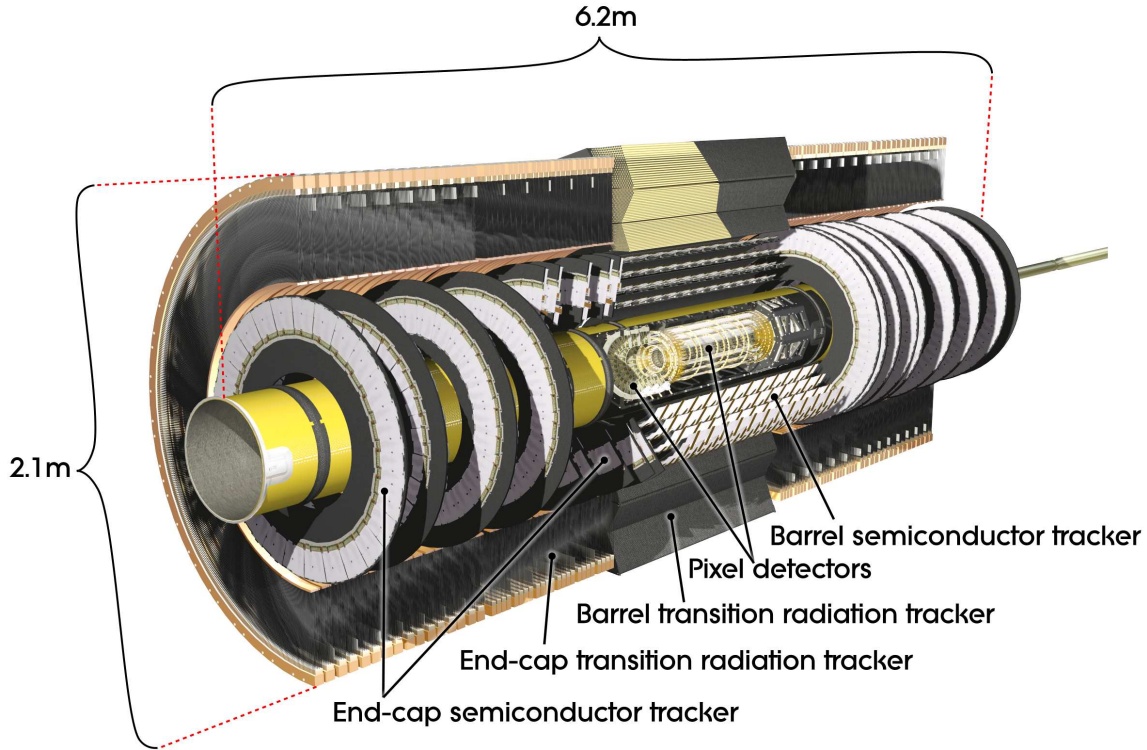


FIG. 2.5 – Vue d'ensemble des détecteurs internes d'ATLAS.

les effets des radiations et aussi obtenir les performances adéquates, le détecteur est maintenu à une température entre -5 et -10°C . La mise au point et le fonctionnement du système de refroidissement reste aujourd'hui délicat. Installé tardivement, ce détecteur est toujours en phase de mise au point.

2.3.1.2 Trajectographe de semiconducteurs (SCT)

Les détecteurs de silicium complémentaires aux pixels sont installés à plus grand rayon : quatre plans dans la région entre 29.9 et 54 cm et 9 disques dans les régions bouchons entre 27.5 et 56 cm . Le SCT fournit quatre points d'espace pour chaque trace : cela est reconstruit à partir de 8 mesures, deux par plan, dont les cellules sont orientées différemment avec un angle de 40 mrad le long de l'axe du faisceau. Leur largeur est typiquement $80\ \mu\text{m}$ et leur longueur 6 cm. Similairement, dans la région bouchon, les cellules sont orientées radialement avec un angle de décalage de 40 mrad. Les résolutions intrinsèques sont de $17\ \mu\text{m}$ en $R - \phi$ et $580\ \mu\text{m}$ en z (en R) pour la partie tonneau (bouchon). Le SCT comporte 6.3 millions de canaux : à ce jour, 1.2% sont inutilisables (0.7% en 2009 après intervention).

2.3.1.3 Trajectographe à transition de radiation (TRT)

Cette troisième couche est constituée de pailles de 4 mm de diamètre parallèles à l'axe z dans la partie centrale et radiale dans les bouchons. Les particules les traversent radialement et ionisent le gaz qu'elles contiennent (mixture Xe-CO₂). Ce signal est recueilli par le fil de tungstène plaqué or placé au centre des tubes. Le temps de montée permet de déduire la distance de plus courte approche de la particule. Le temps de dérive de l'ordre de 48 ns donne une résolution spatiale par paille de 130 μm . Les 53000(125000) pailles de la section centrale(bouchon) fournissent en moyenne 36 points de mesure $R-\phi$ pour chaque trace. Le xénon employé permet également de détecter les photons issus des radiations de transition et donc une identification des particules. La distinction entre le signal de transition (beaucoup plus grand pour les électrons que pour les particules au minimum d'ionisation) et d'ionisation s'effectue au niveau de l'électronique de chaque paille. Une large fraction de ce détecteur ($\gtrsim 98\%$) a fonctionné de façon stable avant le démarrage.

2.3.1.4 Illustration des performances

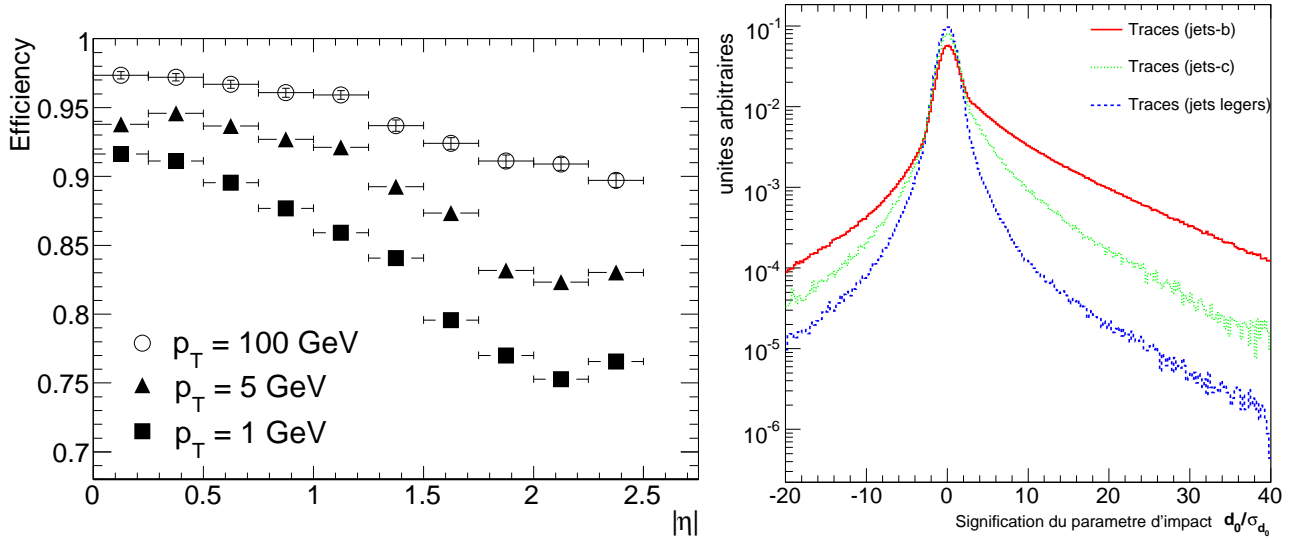


FIG. 2.6 – Efficacité de reconstruction de pions chargés en fonction de η pour différents p_T (gauche). Distributions du paramètre d'impact normalisé par son erreur (σ_{d_0}/d_0) pour les jets de quarks b , c ou légers (droite).

Les traces des particules chargées sont reconstruites en combinant l'information des trois sous-détecteurs. L'efficacité de reconstruction de pions chargés est présentée en fonction de η sur la figure 2.6. Le comportement est expliqué par la répartition de la matière dans le détecteur interne. À 100 GeV de p_T , l'efficacité de reconstruction est supérieure à 90%. L'efficacité de reconstruction de muons de $p_T > 5$ GeV est d'environ 99%. La résolution sur le paramètre d'impact transverse est inférieure à 50 μm pour des pions de $p_T > 5$ GeV pour tout η . Pour l'identification des quarks b , les paramètres d'impact des traces sont calculés par rapport au vertex primaire.

Le paramètre d'impact transverse est affecté d'un signe en fonction de la direction du jet. À titre d'illustration, la figure 2.6 montre la distribution de ce paramètre d'impact normalisé par son erreur pour des quarks b , c et légers. Une coupure sur cette variable permet de sélectionner un lot d'événements avec une large fraction de quarks b .

2.3.2 Calorimètres

L'énergie des particules est ensuite mesurée par les calorimètres. Le premier rencontré est le calorimètre électromagnétique entre 1.5 m et ~ 2 m de rayon et destiné aux particules de faible pouvoir pénétrant, c'est-à-dire les électrons et photons. Le détecteur interne ainsi que le solénoïde constituent de la matière morte pour le calorimètre électromagnétique (figure 2.7). Le solénoïde, inséré dans le cryostat du calorimètre, contribue à environ $1.5 X_0$. Étant toutefois proche du milieu actif du calorimètre, cette perte d'énergie peut donc être corrigée par un pré-échantillonneur. En revanche, la matière dans le détecteur interne, particulièrement dense dans les plans de pixels et SCT, engendre des *bremsstrahlung* pour les électrons (dégradation de la résolution en énergie et présence de queues) et conversions pour les photons. Ceci est particulièrement dramatique dans la région de $0.5 < |\eta| < 1.6$ en raison des services. Des algorithmes de reconstruction prenant en compte ces effets (reconstruction de la position des *bremsstrahlung*s, taille des *clusters*, différentes calibrations) permet de récupérer une fraction de la détérioration.

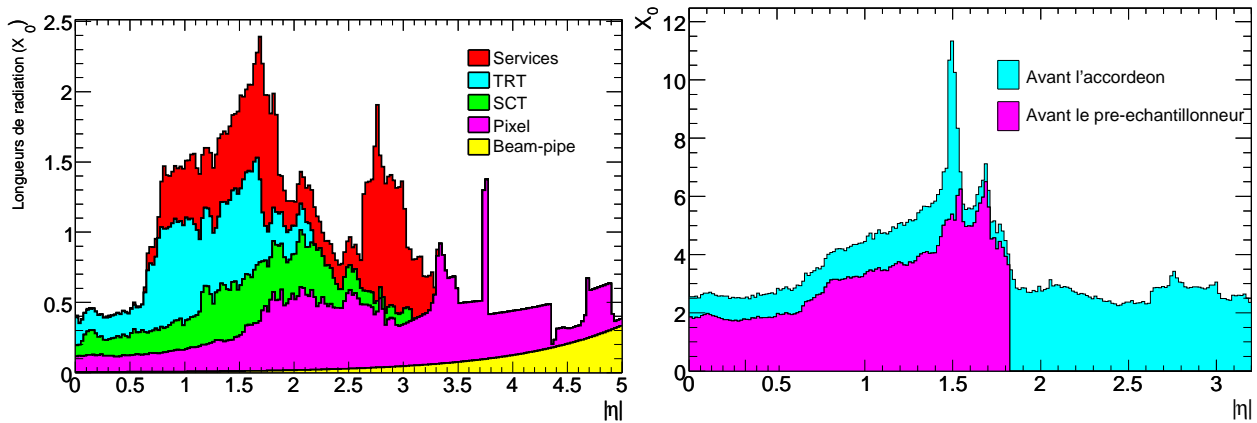


FIG. 2.7 – Distribution de matière dans le détecteur interne en fonction de η (gauche). Distribution de matière devant le calorimètre électromagnétique en fonction de η (droite).

Le système calorimétrique d'ATLAS est basé sur la technologie argon liquide pour la partie électromagnétique et hadronique à l'avant, alors que le calorimètre central hadronique est fait de tuiles scintillantes. La raison de ce choix est essentiellement liée à la tenue aux radiations insuffisante des scintillateurs. Il est composé d'une partie centrale appelée tonneau d'une longueur de 3 m et de deux bouchons (fig. 2.8).

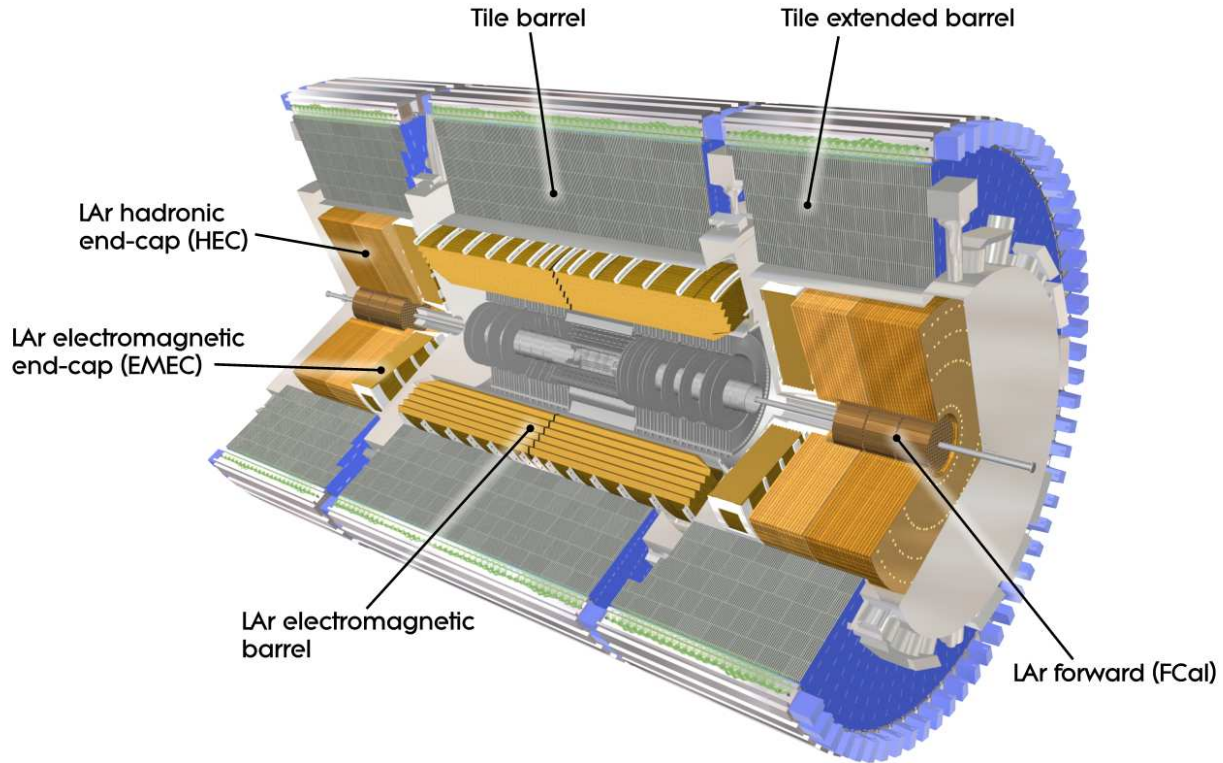


FIG. 2.8 – Les différents calorimètres d'ATLAS.

2.3.2.1 Calorimètre électromagnétique

Le fonctionnement de ce détecteur et son état actuel sont étudiés en détails au chapitre 3 ainsi que les performances obtenues en faisceau test. Cette section se limite à une description de sa conception et construction. La technologie à argon liquide a été privilégiée car réputée pour être résistante aux radiations et mature. En effet, elle a déjà été employée dans de nombreuses autres expériences sur anneau de collision au préalable (SLD,H1,D0,...). L'originalité de ce détecteur réside plus particulièrement dans l'agencement de ses électrodes et des absorbeurs avec une géométrie en accordéon.

Géométrie L'approche traditionnelle consiste à connecter ensemble les signaux d'électrodes immergées dans des gaps d'argon qui sont disposés perpendiculairement à la direction de la particule incidente (cf figure 2.9). Le passage des câbles acheminant les signaux vers l'extérieur entraîne irrémédiablement la présence de zones mortes. En outre, ces connexions ajoutent de la capacité et de l'inductance, engendrant un ralentissement du signal. Le concept de la géométrie en accordéon consiste à orienter des absorbeurs et des électrodes en forme d'accordéon de façon radiale comme sur la figure 2.9.

Une telle structure a l'avantage d'offrir une excellente herméticité dans la direction azimutale (pas de zones mortes en ϕ). La segmentation dans cette direction est réalisée en sommant

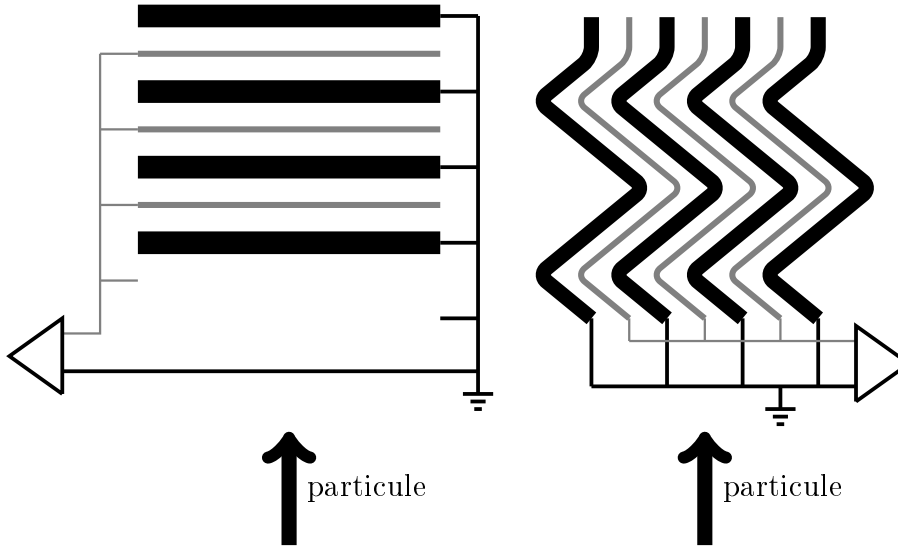


FIG. 2.9 – Approche conventionnelle avec empilement de couches d’absorbeurs et d’électrodes de lecture (gauche). Configuration en accordéon qui permet d’acheminer le signal vers l’avant et l’arrière sans engendrer de zones mortes (droite).

le signal de quelques gaps. L’angle des coudes des absorbeurs en plomb et des électrodes décroît avec la profondeur de façon à garantir un gap d’argon constant, i.e. une fraction d’échantillonnage constante. Cette dernière varie légèrement en fonction de ϕ (voir figure 2.10) et nécessite un facteur correctif pour la reconstruction de l’énergie.

Le calorimètre central est composé de deux demi-tonneaux couvrant les pseudo-rapidités positives et négatives ($|\eta| < 1.4$). Chacun est constitué de 16 modules comme sur la figure 2.11 ($\Delta\phi = \frac{2\pi}{16}$) contenant en alternance des absorbeurs de 3.2 m de long et des électrodes définissant la granularité suivant η . Une haute tension de 2000 V est appliquée sur celles-ci alors que les absorbeurs sont reliés à la masse. L’épaisseur du plomb est 1.53 mm pour $|\eta| < 0.8$ (électrode A) et 1.13 mm pour $|\eta| > 0.8$ (électrode B), alors que le gap d’argon est maintenu à 2.1 mm. L’ensemble des plaques de plomb a été mesuré et une dispersion sur l’épaisseur inférieure à $10 \mu\text{m}$ a été obtenue. Le gap d’argon a aussi été contrôlé lors de l’empilage des modules à mieux que $50 \mu\text{m}$. Ces caractéristiques garantissent une contribution faible de la mécanique au terme constant du calorimètre ($\lesssim 0.3\%$).

La figure 2.12 présente un demi-tonneau inséré dans le cryostat, les mesures mécaniques n’ont montré aucune déformation inattendue. Dans le même cryostat est placé le pré-échantillonneur constitué d’électrodes en cuivre plongées dans l’argon mais sans absorbeur. Le signal dans ce détecteur est proportionnel à l’énergie perdue en amont. Dans le calorimètre bouchon, les absorbeurs et électrodes sont disposés radialement et le gap d’argon varie en fonction du rayon. Cette variation de la fraction d’échantillonnage est compensée par une haute tension variable en fonction du rayon. Chaque calorimètre bouchon comprend deux roues concentriques couvrant respectivement l’intervalle $1.4 < \eta < 2.5$ et $2.5 < \eta < 3.8$.

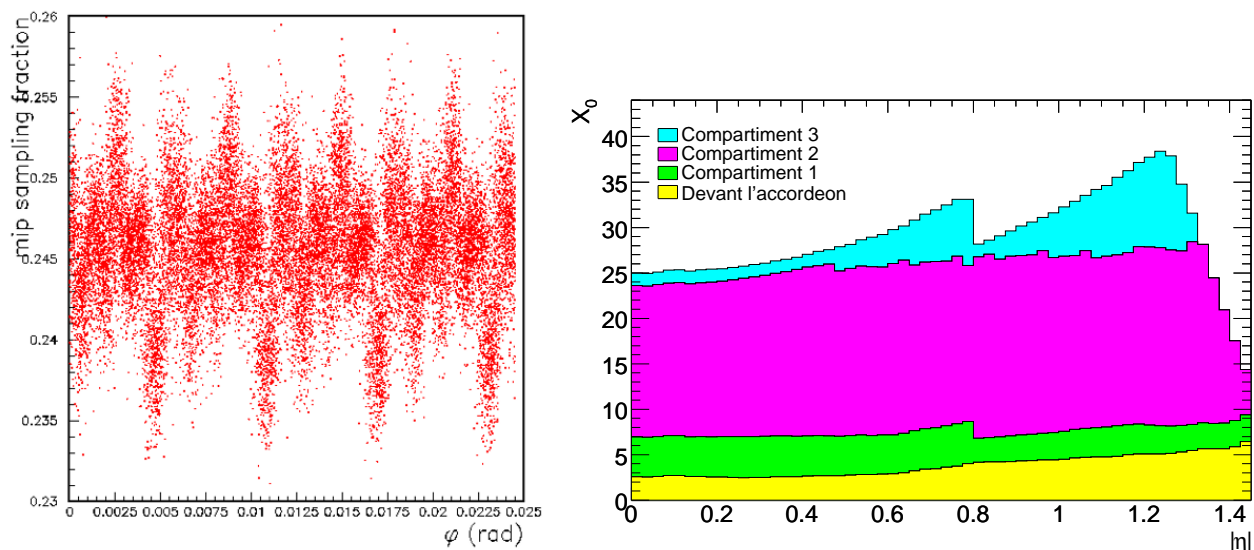


FIG. 2.10 – Variation de la fraction d'échantillonnage en fonction de ϕ (gauche). Nombre de longueurs de radiations à l'entrée et sortie de chaque compartiment du calorimètre électromagnétique (droite).

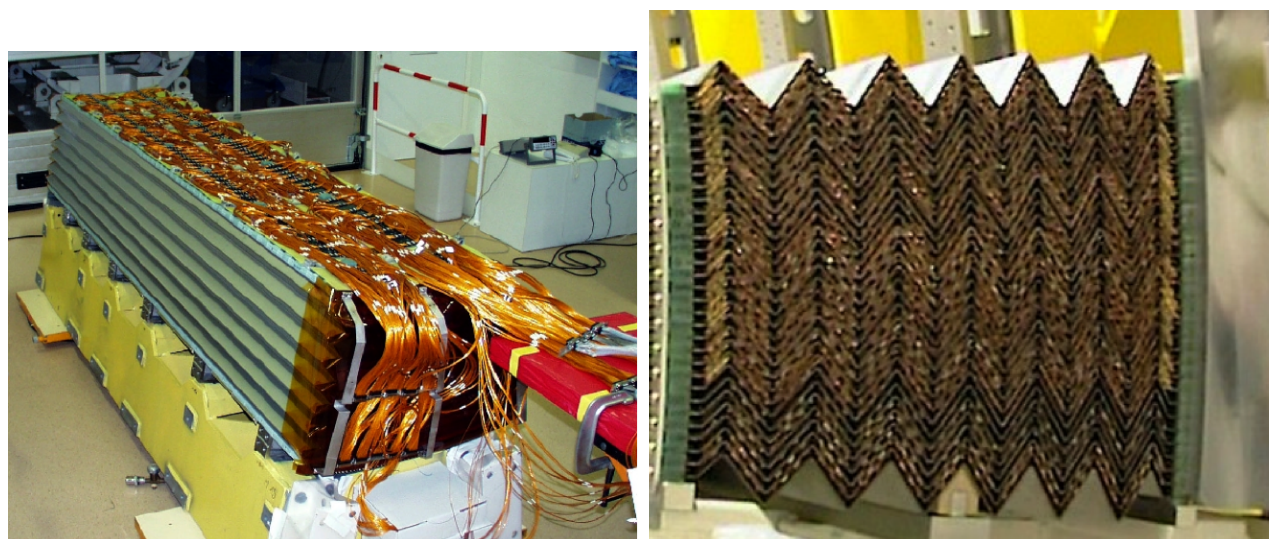


FIG. 2.11 – Vue générale d'un module au cours du câblage (gauche) et zoom dans le plan $R-\phi$ (droite).

Segmentation Comme expliqué ci-dessus, la segmentation en ϕ est assurée en connectant les signaux d'électrodes de gaps consécutifs. En profondeur et suivant η , la segmentation est obtenue en découpant des zones sur l'électrode. Un schéma de la segmentation latérale et longitudinale du calorimètre central est visible sur la figure 2.13.

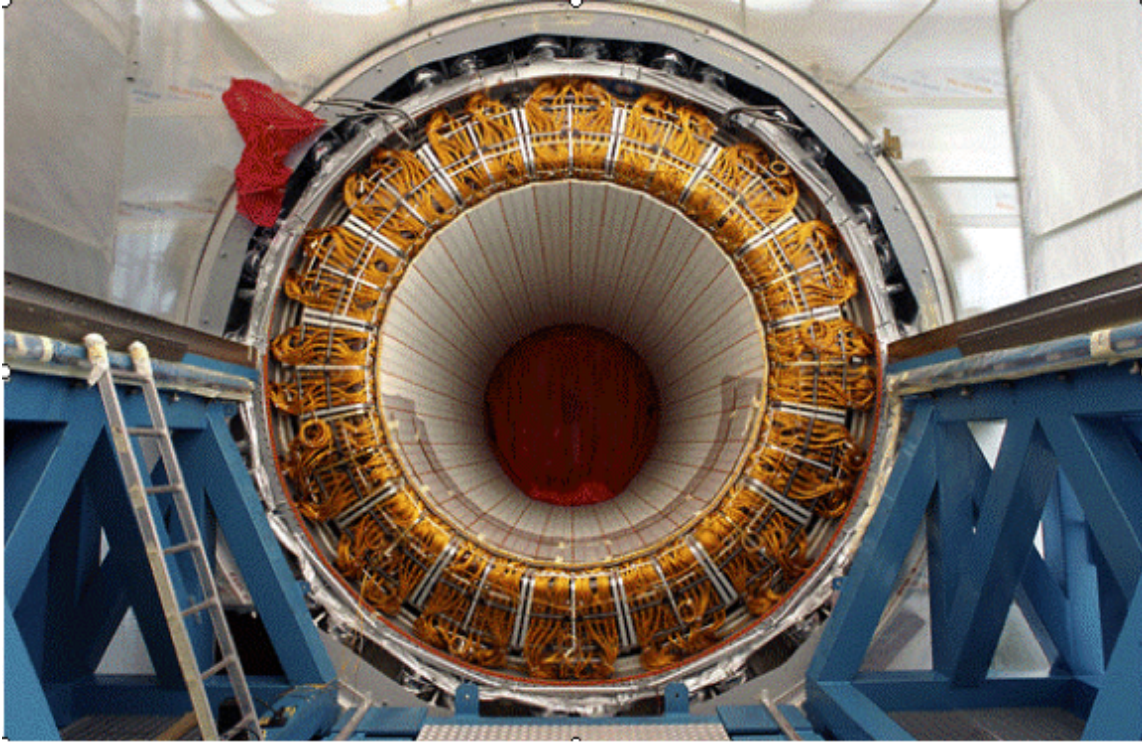


FIG. 2.12 – Vue d’un demi-tonneau dans son cryostat avant fermeture (bas). Le cylindre intérieur blanc constitue le pré-échantillonneur

Il est intéressant de noter certaines caractéristiques de cette segmentation. Le détecteur est composé de trois compartiments en profondeur dont les fonctions ont été optimisées :

- Le premier compartiment est finement segmenté suivant η de façon à obtenir une mesure précise de la position qui, combinée avec l’information du second compartiment, permet de mesurer l’angle des photons. La profondeur de ce compartiment a été optimisée pour l’identification des photons isolés par rapport à ceux issus de la désintégration d’un pion neutre, en tenant compte de la matière devant. Ce compartiment se termine typiquement après $7 X_0$ (voir figure 2.10). Afin de réduire le nombre de canaux électroniques, la granularité suivant ϕ faite en connectant 16 gaps est nettement moins bonne.
- Le compartiment milieu qui fait $16 X_0$ contient l’essentiel de la mesure de l’énergie. Sa granularité transverse a été optimisée pour reconstruire les énergies des électrons et photons. Ce compartiment est lu sur la face arrière du calorimètre par des pistes dont on verra l’impact au chapitre suivant (inductance sur le chemin du signal).
- Le dernier compartiment, de profondeur variable suivant η , permet de corriger les pertes longitudinales pour les gerbes mal contenues. Sa granularité suivant η est moindre que le compartiment milieu.

La segmentation latérale et les nombres de canaux pour le calorimètre EM sont résumés dans la table 2.3.2.1.

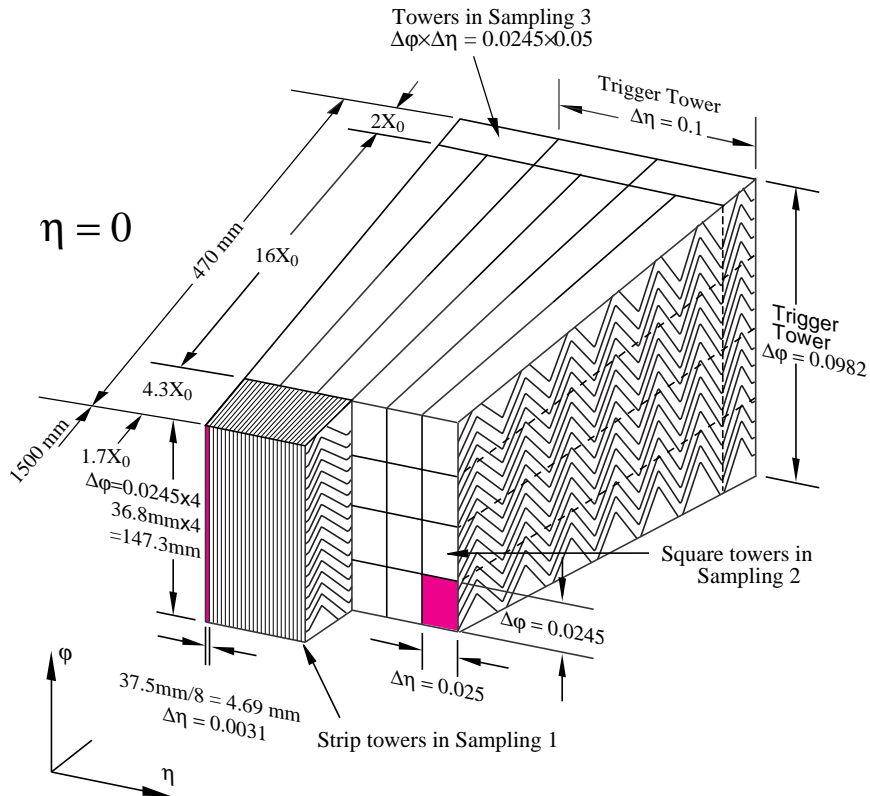
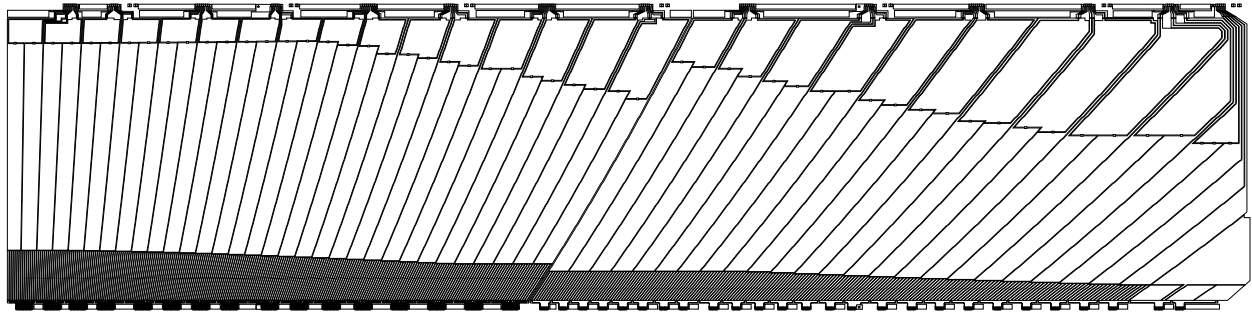


FIG. 2.13 – Segmentation longitudinale (haut) et granularité (bas) du calorimètre électromagnétique tonneau.

2.3.2.2 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique effectue la mesure en énergie des particules qui ne sont pas arrêtées par le calorimètre électromagnétique. Il joue donc un rôle important dans la reconstruction des jets et assure l'herméticité du détecteur pour la mesure de l'énergie transverse manquante. Deux types de technologies ont été adoptées en fonction de l'exposition aux radiations. Des tuiles scintillantes sont utilisées jusqu'à $|\eta| < 1.7$ alors qu'à plus grande rapidité, le milieu actif est composé d'argon liquide.

Calorimètre électromagnétique à argon liquide				
	Tonneau		Bouchon	
Nombre de couches et couverture en η				
Pré-échantillonneur	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimètre	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.375 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus η				
Pré-échantillonneur	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Compartiment 1	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Compartiment 2	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Compartiment 3	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Nombre de voies				
Pré-échantillonneur	7808		1536	
Calorimètre	101760		62208	

TAB. 2.3 – Principaux paramètres des calorimètres électromagnétiques.

Calorimètre à tuiles Le calorimètre à tuiles constitue la partie tonneau de ce détecteur divisée azimuthalement en 64 modules. Sa partie centrale va jusqu'à $|\eta| < 1.0$ et une extension permet de couvrir $0.8 < |\eta| < 1.7$. Les tuiles sont formées d'absorbeurs en acier et les signaux déposés dans les scintillateurs sont recueillis de chaque côté par des *wavelength shifters* qui les acheminent vers des photomultiplicateurs différents. Il débute immédiatement derrière l'enveloppe du calorimètre EM à 2.28 m de rayon et fait environ 1.5 m de profondeur, l'équivalent de 9.7λ à $\eta = 0$. Il est divisé longitudinalement en trois couches et la segmentation en η permet de grouper les cellules de façon pseudo-projective vers le point d'interaction. La mise en service de ce détecteur a pu démarrer très tôt (dès 2005) et seulement 1% des voies étaient défectueuses au démarrage. La résolution en énergie σ_E/E a été mesurée en faisceau test avec des pions : un terme stochastique de 56.4% avec un terme constant de 5.5% est obtenu.

Calorimètre hadronique bouchon à argon liquide (*Hadronic End-Cap* ou HEC) Le calorimètre hadronique est constitué de deux roues indépendantes situées derrière le calorimètre électromagnétique bouchon et partageant le même cryostat. Les 32 modules en forme de quartiers sont constitués de plaques de cuivre intercalées de gaps d'argon de 8.5 mm. Moins de 0.1% des voies sont considérées comme défectueuses. Un terme stochastique de $\sim 80\%\sqrt{\text{GeV}}$ a été

Calorimètres hadroniques			
	Tonneau central	Tonneau extension	Bouchons
Composition	acier/tuiles scintillantes		cuivre/argon liquide
Couverture en $ \eta $	$ \eta < 1.0$	$0.8 < \eta < 1.7$	$1.5 < \eta < 3.2$
Nombre de couches	3	3	4
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	0.1 \times 0.1 (couche 1 et 2)		0.1 \times 0.1 ($1.5 < \eta < 2.5$)
	0.2 \times 0.1 (couche 3)		0.2 \times 0.2 ($2.5 < \eta < 3.2$)
Nombre de voies	5760	4092	5632

TAB. 2.4 – Principaux paramètres des calorimètres hadroniques.

mesuré pour les pions avec les données de faisceaux tests. La segmentation des calorimètres hadroniques est donnée dans la table 2.3.2.2.

Calorimètre vers l'avant (*Forward Calorimeter* ou **FCAL)** Couvrant jusqu'à $\eta = 5.5$, le FCAL a nécessité une géométrie spéciale pour résister aux radiations tout en respectant les contraintes d'espace. Ses 10 longueurs d'interaction sont divisées en trois modules : le premier en cuivre est optimisé pour les mesures électromagnétiques alors que les deux autres en tungstène sont destinés pour la partie hadronique. Des tubes de ces métaux sont mis parallèles à l'axe du faisceau. Assemblés pour former une matrice, ils sont remplis d'argon liquide et une tige coaxiale en cuivre (ou tungstène) mise au centre recueille le signal. La taille des gaps d'argon est réduite (0.269 mm) afin de limiter les effets de charge d'espace. Environ 2% des voies sont défectueuses. La performance de ce détecteur est importante pour l'identification des jets à l'avant.

2.3.2.3 Illustration des performances

De nombreux tests en faisceaux ont permis de valider les performances intrinsèques de ces calorimètres. Pour le calorimètre électromagnétique, ces résultats sont décrits dans le chapitre suivant. Intégrés dans ATLAS, les performances sont évidemment différentes (matière, champ magnétique,...). La figure 2.14 illustre pour la simulation la dégradation de la résolution en énergie des électrons en fonction de η , notamment dans les régions à forte densité de matière devant le calorimètre et à proximité de la région de transition non-équipée ($1.3 \lesssim |\eta| \lesssim 1.7$). La résolution pour des jets a aussi été évaluée pour différentes tailles de cône (qui peuvent dépendre de la luminosité). Une résolution de $\sim 20\%$ est prédite à bas p_T et $\sim 5\%$ à haut p_T .

2.3.3 Spectromètres à muons

Plusieurs types de chambres permettent au système à muons d'ATLAS de remplir ses deux principales fonctions : permettre le déclenchement rapide avec des seuils en p_T relativement bas tout en étant apte à reconstruire avec une grande précision la quantité de mouvement sur

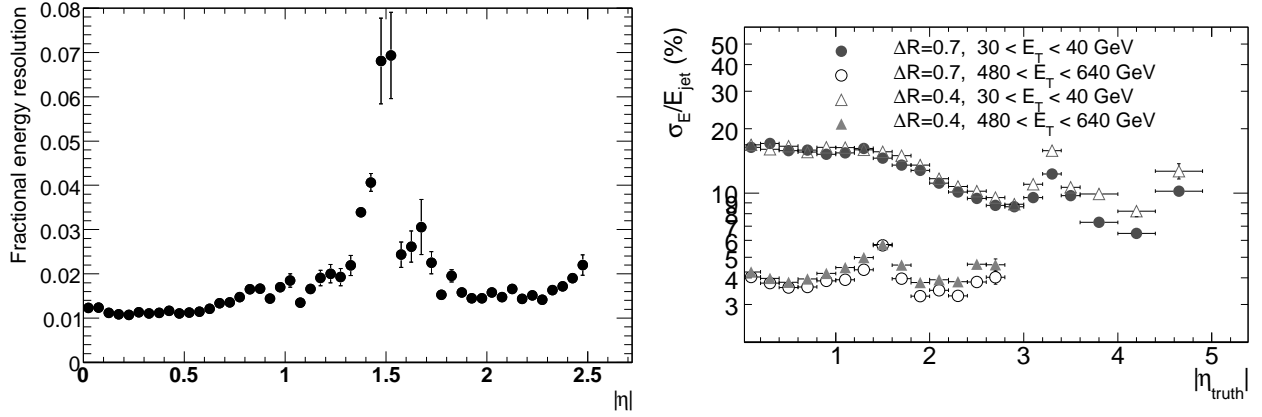


FIG. 2.14 – Résolution en énergie en fonction de η pour des électrons de 100 GeV (gauche) et des jets de différentes énergies reconstruits avec des cônes de tailles variables (droite).

une large gamme dynamique ^c. La déflexion des muons est effectuée par le champ magnétique toroïdal de 4 T fourni par les aimants supraconducteurs (8 dans la partie centrale et 8 par bouchon) et la détection de leur passage par les diverses chambres indiquées sur le schéma 2.15. Des chambres sont dédiées à la mesure de précision et d'autres pour le système de déclenchement.

2.3.3.1 *Monitored Drift Tubes*(MDT) et *Cathode Strip Chambers*(CSC)

Ces deux types de chambres effectuent les mesures précises des points de passage des muons pour reconstruire la quantité de mouvement. La partie centrale est équipée de tubes à dérive traditionnelle (MDT) d'un diamètre de 3 cm avec un fil en tungstène à 3 kV. Dix-huit types de chambres rectangulaires pour un total d'environ 1000 chambres de différentes dimensions couvrent une surface de 5500 m². Cette technologie a été choisie car elle est relativement peu chère, bien connue et offre une précision suivant z de 35 μm . À grande rapidité ($2.0 < |\eta| < 2.7$) où le bruit de fond, c'est-à-dire le flux de particules, est plus intense, la technologie MDT est remplacée par des CSC offrant une meilleure granularité. Leur résolution est de 40 μm suivant R et 5 mm suivant ϕ . Outre les résolutions intrinsèques, il existe des fortes contraintes sur la connaissance de la position des chambres ($\sim 30 \mu\text{m}$) : un système sophistiqué alliant des techniques mécaniques de précision et un alignement optique pour le suivi dans le temps a été développé.

2.3.3.2 *Resistive Plate Chambers*(RPC) et *Thin-gap chambers*(TGC)

Au premier niveau de déclenchement, le temps alloué est très court et la vitesse de réponse des MDT et CSC insuffisante. Pour cette raison, les différentes stations du spectromètre sont équipées de chambres dédiées au déclenchement avec une résolution en position moindre. Dans la partie centrale, des RPC avec une précision de 10 μm en z et une réponse en temps de 1.5 ns

^cUne reconstruction *in situ* de muons à 1 TeV doit aussi être possible pour les recherches de résonances à grande masse.

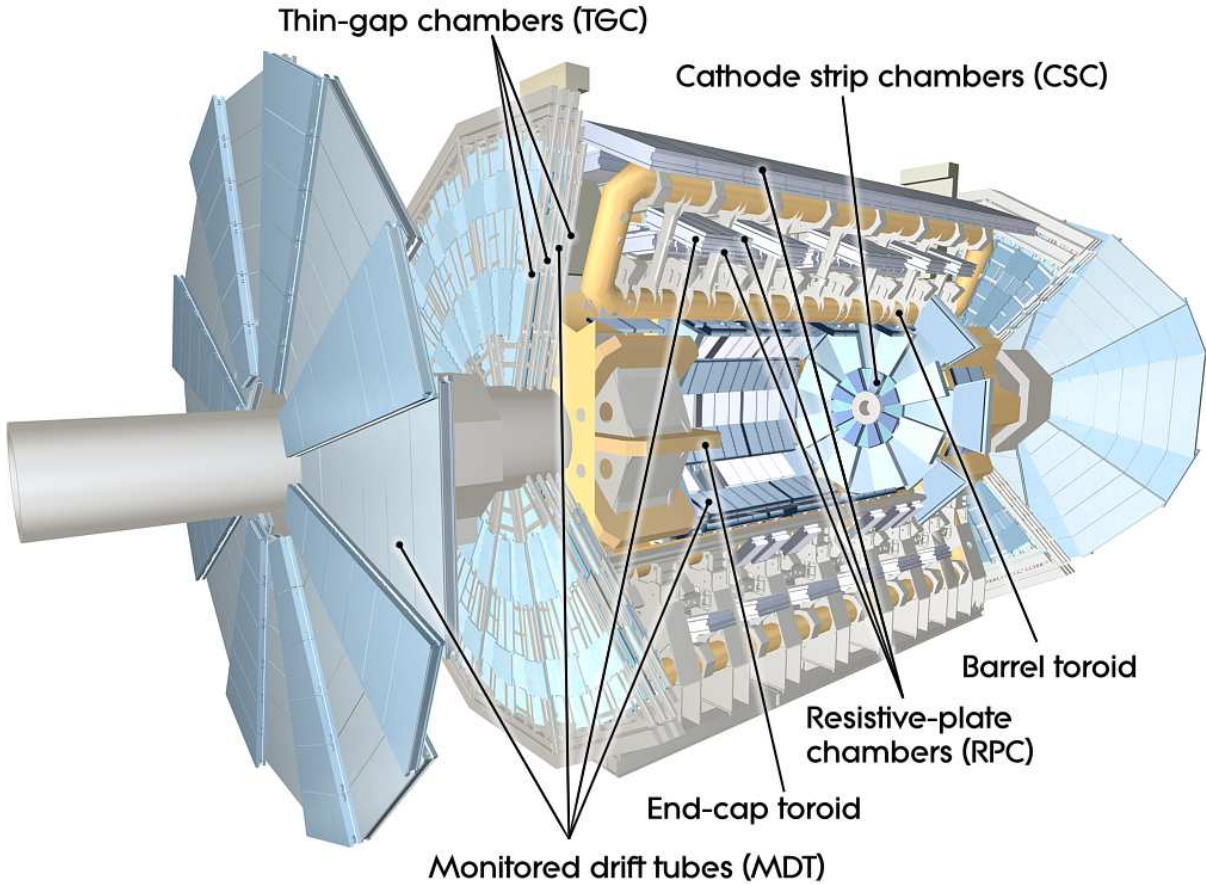


FIG. 2.15 – Vue d’ensemble des différentes chambres à muons d’ATLAS.

ont été installées. Dans la partie bouchon, pour des raisons liées au flux et donc au risque de vieillissement des RPC, des TGC sont utilisées (2-6 mm en R, 3-7 mm en ϕ et 4 ns comme temps de réponse). Ces chambres de déclenchement fournissent aussi une mesure orthogonale (e.g. en ϕ pour les MDT) à la direction déterminée par les chambres de précision.

2.3.3.3 Illustration des performances

La figure 2.16 montre la résolution en p_T sur des muons en fonction de ϕ : celle-ci est plate, montrant l’homogénéité du champ magnétique. La détérioration à 240° et 300° provient de la présence des pieds des spectromètres. L’efficacité de reconstruction en fonction du p_T est aussi présentée : dès 5 GeV, plus de 90% d’efficacité est obtenu en combinant le spectromètre et le détecteur interne et 80% en mode spectromètre seul. Dans la région 1.4-1.7 en η , la résolution se dégrade par un facteur 2 en raison de la présence de matière importante et une déviation magnétique faible. En outre, certaines chambres dans cette région sont absentes en 2008 et seront installées en 2009.

Finalement, la figure 2.17 démontre l’impact de l’alignement sur la mesure de la largeur du

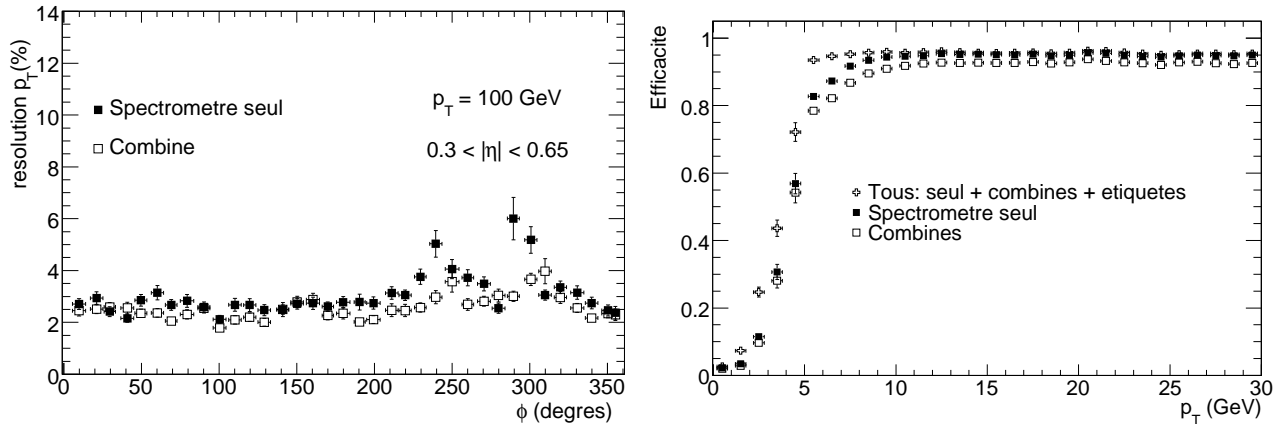


FIG. 2.16 – Résolution relative sur le p_T en fonction de ϕ pour une reconstruction du spectromètre seul ou combiné avec le détecteur interne (gauche). Efficacité de reconstruction des muons en fonction de p_T (droite).

$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. À partir de $100\mu\text{m}$, celle-ci se dégrade et augmente d'un facteur 2 pour 1 mm de précision.

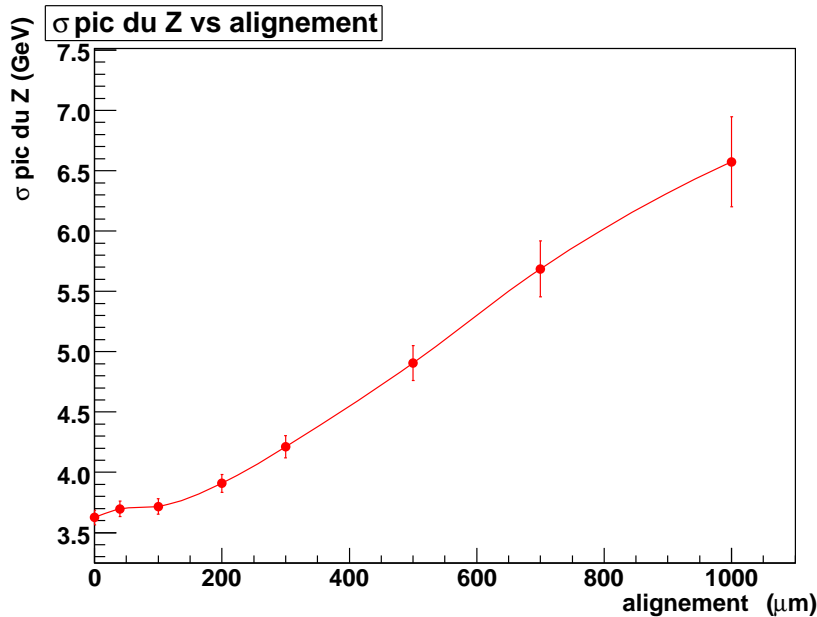


FIG. 2.17 – Résolution (σ) du pic pour $Z \rightarrow \mu\mu$ en fonction de l'alignement.

2.3.4 Déclenchement et acquisition des données

Le système de déclenchement a un rôle crucial dans une expérience de collisions hadroniques devant sélectionner de façon efficace et non-biaisée les événements intéressants. Comme schématisé sur la figure 2.18, il est organisé selon trois niveaux distincts :

1. Le premier niveau doit réduire de 40 MHz à 100 kHz le taux d'événements. Dans les $\sim 2.5 \mu s$ alloués, seulement des critères simples peuvent être utilisés, basés sur les signaux des détecteurs avec une granularité réduite. Le signal analogique de tours de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sélectionne des dépôts d'énergie dans les calorimètres. Des coïncidences observées dans les RPC/TGC signalent de possibles muons.
2. Le second niveau repose sur des algorithmes de reconstruction utilisant la granularité fine, mais uniquement dans une région d'intérêt (environ 2% de la taille de l'événement) définie par le premier niveau. À ce stade, l'information de la reconstruction des traces dans le détecteur interne est aussi incluse (identification des traces et clusters, E/p, ...). À la sortie, le taux est de 2 kHz.
3. Finalement, le dernier niveau fait une reconstruction de l'ensemble de l'événement utilisant notamment des constantes de calibration ou alignement raffinées. En sortie, compte tenu de la taille des événements, la bande passante est limitée à 200 Hz (300 Mb/s).

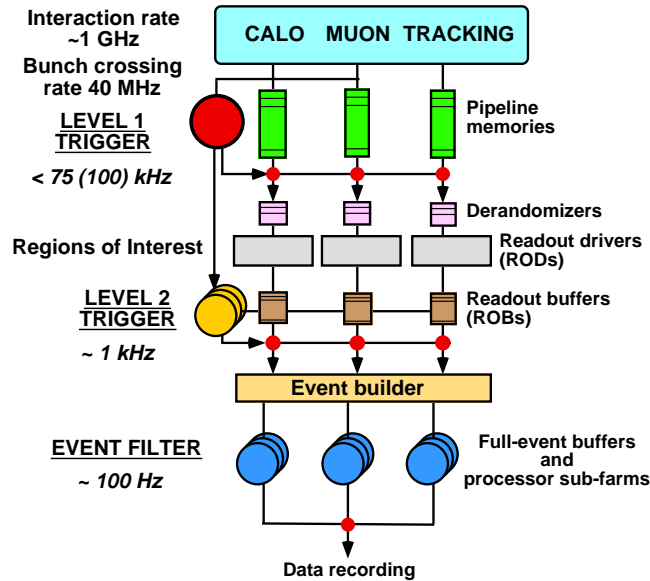


FIG. 2.18 – Schéma résumant les étapes successives de l'acquisition de données.

Le système de déclenchement identifie aussi des muons de haut p_T , des électrons et photons, des jets, des leptons τ ou une énergie manquante élevée. Un exemple de sélection proposée à $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ est détaillée dans la table 2.5 : 50% de la bande passante est donnée pour des signaux clairs avec électrons, photons ou muons. Typiquement, un événement $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ serait déclenché par un critère $1\mu 20$ ou $2\mu 10$.

2.3.5 Performance au démarrage du LHC

La photo 2.19 montre la complexité du détecteur ATLAS. Depuis trois années, de nombreuses mesures permettent d'en comprendre son fonctionnement. Il n'en reste pas moins qu'un travail important va être nécessaire pour atteindre les performances ultimes de la table 2.2.

Signatures	Exemples de physique couverte		Taux (Hz)
biais minimum	prescaled		10
$e10, 2e5$	$b, c \rightarrow e, W, Z, \text{Drell} - \text{Yan}, t\bar{t}, J/\psi, \Upsilon$	électrons	~ 27
$\gamma 20, 2\gamma 15$	Photon direct, paire de photons, balance γ -jet	photons	~ 7
$\mu 10, 2\mu 4$	$b, W, Z, \text{Drell} - \text{Yan}, t\bar{t}, J/\psi, \Upsilon$	muons	~ 22
$j120, 4j23$	QCD, états finaux avec haut p_T ou multi-jets	jets	~ 13
$\tau 20i + \frac{e10}{\mu 6}$	$Z \rightarrow \tau\tau$	τ	4
$\tau 20i + xE30$	$W, t\bar{t}$	$\tau + \cancel{E}_T$	~ 10
	calibration		~ 17
Taux total			~ 100

TAB. 2.5 – Exemple de menu de déclenchement pour une luminosité de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les abréviations utilisées pour décrire les critères signifient par exemple : $e10$ pour un électron de 10 GeV, $2\mu 4$ pour deux muons de 4 GeV, $xE30$ pour une énergie transverse manquante de 30 GeV, $\tau 20i$ pour un τ identifié de 20 GeV,...

Le tableau 2.3.5 montre ce que pourrait être ces performances au démarrage. L'utilisation d'événements de physique du Modèle Standard bien connus, notamment $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou e^+e^- , permettront de raffiner celles-ci [25].

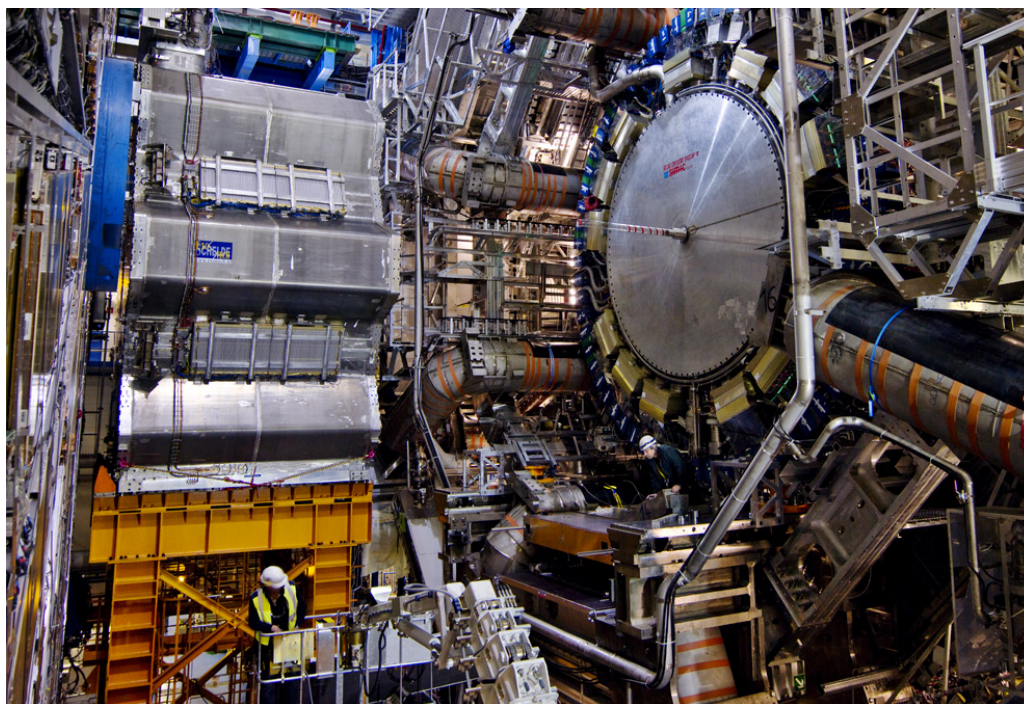


FIG. 2.19 – Vue du côté A de la caverne d'ATLAS au début de février 2008.

	Performance		Motifs physiques	Signaux physiques utilisés
	démarrage	nominal		
Uniformité de l'énergie EM	$\lesssim 1\text{-}2\%$	0.7%	$H \rightarrow \gamma\gamma$	électron isolé, $Z \rightarrow e^+e^-$ symétrie en ϕ
Échelle d'énergie EM	$\sim 2\%$	0.02%	masse du W	$Z \rightarrow e^+e^-$
Align. du détecteur interne	50-100 μm	<10 μm	étiquetage b	μ isolé, $Z \rightarrow \mu\mu$
Align. du spectromètre	<200 μm	30 μm	$Z' \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \mu\mu$
Échelle du p_T des muons	$\sim 1\%$	0.02%	masse du W	$Z \rightarrow \mu\mu$

TAB. 2.6 – Ce tableau résume la performance du détecteur ATLAS telle que prévue au démarrage. Plusieurs aspects concernant la mesure des leptons sont comparés aux valeurs nominales qui seront atteintes grâce aux outils physiques de la dernière colonne.

Chapitre 3

Fonctionnement et performance du calorimètre électromagnétique

Après un rappel des interactions dans la matière pour le calorimètre électromagnétique, une brève description de la chaîne de lecture et calibration est présentée. L'ensemble des étapes permettant de passer d'un signal à l'énergie de la cellule est détaillé. Lors de la construction du calorimètre, quelques modules ont été exposés à des faisceaux, principalement d'électrons afin de valider les performances. Quelques résultats clés tels que l'uniformité ou la mesure de la linéarité sont exposés pour les électrons ainsi qu'une analyse dédiée à l'étude des dépôts d'énergie des muons. Finalement, à partir de mi-2006, le calorimètre est entré dans sa phase d'installation dans le puits : un état du calorimètre à ce jour est présenté.

3.1 Notions de calorimétrie

Le principe de base de la calorimétrie consiste à faire interagir une particule avec de la matière de telle sorte qu'elle y perde toute son énergie. Les dépôts laissés sont ensuite convertis en un signal électronique qui est proportionnel à l'énergie incidente.

3.1.1 Passage des particules dans la matière

Les processus engendrant un dépôt d'énergie dépendent de la nature des particules, ceux impliquant l'électrodynamique quantique (QED) nous intéressant en premier. Les mécanismes et leur importance relative varient selon la masse des particules, leur charge, le milieu traversé et leur énergie. L'interaction des hadrons fait aussi intervenir la chromodynamique quantique (QCD).

3.1.2 Particules chargées de grande masse

Les particules chargées traversant la matière perdent leur énergie par une combinaison des mécanismes suivants :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{excitation} + \sigma_{ionisation} + \sigma_{bremsstrahlung} + \sigma_{paires} + (\sigma_{Cherenkov} + \sigma_{transition}) \quad (3.1)$$

selon le régime d'énergie dans lequel elles se trouvent. La plupart du temps les deux derniers effets peuvent être négligés pour les calorimètres car ils contribuent environ à 5% de la perte d'énergie totale. Les radiations Cherenkov sont émises lorsqu'une particule se propage plus rapidement que la vitesse locale de la lumière dans le milieu. Les radiations de transition sont produites à l'interface de milieux avec des propriétés optiques différentes.

Il est important de traiter séparément les particules de masses élevées comme les muons (pions, protons, ...) des électrons beaucoup moins massifs pour lesquels il n'est plus possible de supposer que la particule ne soit pas déviée. Les processus dominants à énergie intermédiaire (interaction avec le milieu) et à grande énergie (création d'autres particules) se rejoignent pour des muons typiquement à une énergie $(m_\mu/m_e)^2 = 40000$ fois supérieure à celle des électrons.

Excitation et ionisation Le passage d'une particule chargée excite les atomes et molécules, les laissant dans un état métastable. Le milieu peut également s'ioniser si l'énergie est suffisante pour extraire un électron du potentiel coulombien de l'atome. Ce type de collision, lorsque suffisamment inélastique, propulse certains électrons qui sont alors dénommés rayons δ . Si la particule incidente possède une masse bien supérieure à celle de l'électron, la formule de Bethe-Bloch (3.2) décrit les contributions de l'excitation et d'ionisation sur 4 ordres de grandeurs en énergie (de 10 MeV à 100 GeV) [26] :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \eta^2 \gamma^2 T_{max}}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (3.2)$$

où T_{max} ^a est l'énergie cinétique maximale qui peut être donnée à un électron libre dans une collision et I est l'énergie d'excitation moyenne. La perte d'énergie dE/dx dépend du carré de la charge ze de la particule incidente et aussi des propriétés du milieu comme son numéro Z et sa masse A atomiques. Un exemple est donné sur la figure (3.1) pour des muons dans le cuivre. À basse énergie (0.1→100 MeV), la perte d'énergie décroît comme $1/\beta^2$ atteignant un minimum pour une valeur de $\beta\gamma \sim 3$ quel que soit le milieu. Ce minimum correspond à une énergie de quelques centaines de MeV pour le muon.

Au-delà de ce *minimum d'ionisation*, dans la région d'intérêt pour les muons cosmiques utilisés pour l'étude du calorimètre, cette perte d'énergie augmente comme $2 \ln \beta\gamma$. Un muon de 1 TeV perd par ionisation environ de 2 à 3 fois plus d'énergie qu'à 10 GeV. En dessous de quelques centaines de GeV, les dépôts d'énergies des muons sont néanmoins considérés comme des particules au minimum d'ionisation. Au fur et à mesure que l'énergie augmente, le milieu devient polarisé, limitant la contribution à grande distance qui croît logarithmiquement par la déformation relativiste du champ électrique. La correction pour cet effet de densité apparaît

^apour une particule de masse M et impulsion $M\beta\gamma c$, $T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1+2\gamma_e m_e/M+(m_e/M)^2}$

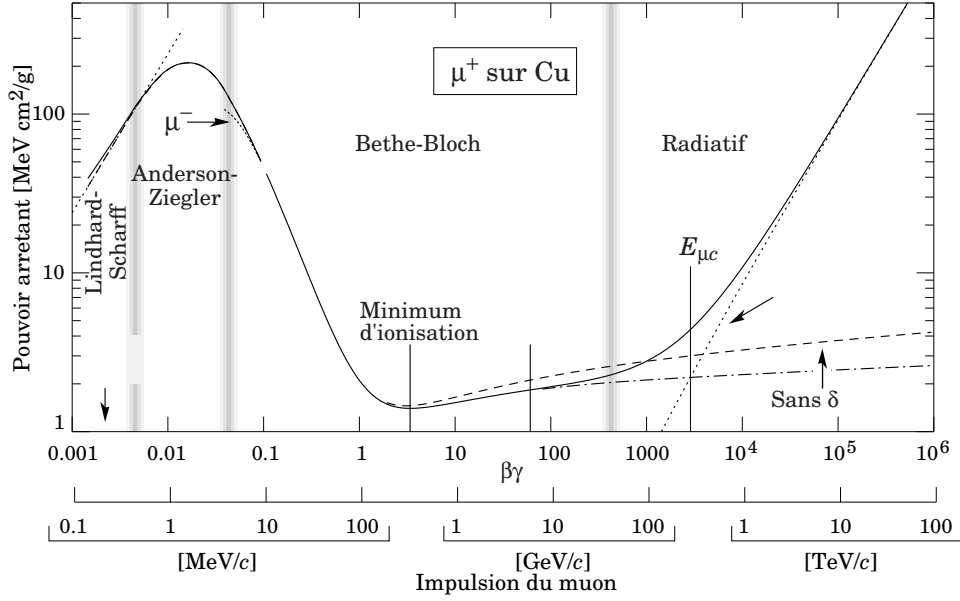


FIG. 3.1 – Pouvoir arrêtant dans le cuivre en fonction de l'impulsion du muon [26].

dans la formule 3.2 avec le facteur $\delta/2$ qui fait plutôt croître $|dE/dx|$ en $\ln \beta\gamma$. La formule de Bethe-Bloch décrit uniquement la perte d'énergie moyenne d'une particule chargée. Cette perte suit une distribution fortement asymétrique de Landau avec une valeur la plus probable généralement donnée par :

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2mc^2(\beta\gamma)^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (3.3)$$

où $\xi = (K/2)\langle Z/A \rangle (x/\beta^2)$ MeV et $j = 0.2$.

Bremsstrahlung et production directe de paires Au-delà d'une certaine énergie, la perte décrite par la formule de Bethe-Bloch entre en compétition avec les processus radiatifs avec production d'un photon réel (*bremsstrahlung*) ou la création de paires e^+e^- qui varient linéairement avec l'énergie de la particule. L'énergie critique E_c est définie comme l'énergie à laquelle la perte par ionisation égale celle par *bremsstrahlung*. Pour les muons dans les solides et liquides, elle est décrite par [26] :

$$E_{\mu c} = \frac{5700 \text{ GeV}}{(Z + 1.47)^{0.838}} \quad (3.4)$$

signifiant que dans le plomb, la contribution *bremsstrahlung* domine à partir de ~ 140 GeV (~ 325 GeV dans le Cu). À très grande énergie, la création de paires électron-positron dans le champ de l'atome devient aussi possible (figure 3.2). Dans le cas des muons, cette contribution est du même ordre que le *bremsstrahlung* à partir de 10 GeV. Il est commun de réécrire la perte d'énergie de manière plus compacte comme

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E)E \quad (3.5)$$

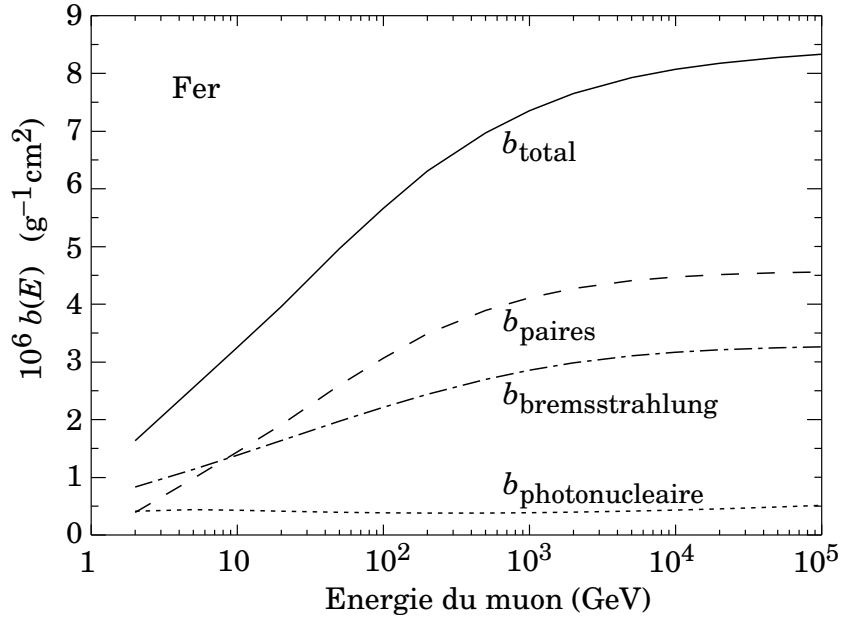


FIG. 3.2 – Détail des contributions à la perte d'énergie de muons énergétiques [26].

avec $a(E)$ représentant la contribution Bethe-Bloch et $b(E)$ les processus dominants à haute énergie qui sont montrés dans la figure 3.2. Les rares événements impliquant de grands transferts d'énergies étendent la queue de la Landau, rendant la valeur moyenne sujette à de larges fluctuations et sensible aux coupures. Même pour les matériaux très épais, la distribution expérimentale n'approche pas une forme gaussienne, ce qui encourage l'utilisation de la valeur la plus probable (3.3) comme observable. Il peut être démontré que Δ_p est approximativement proportionnel à la distance traversée x et dépend logarithmiquement de l'énergie du muon, i.e. $\Delta_p \propto x \ln(1 + E/c_{ste})$.

3.1.3 Électrons et photons

La faible masse des électrons modifie grandement la hiérarchie des mécanismes décrits plus haut pour les particules chargées. Selon la fig. 3.3, les radiations *bremsstrahlung* sont de la même importance que les processus d'excitation et d'ionisation à 10 MeV.

Les interactions des photons dans la matière sont gouvernées par

$$\sigma_{tot} = \sigma_{Rayleigh} + \sigma_{photoélectrique} + \sigma_{Compton} + \sigma_{paires} + \sigma_{photonucléaire} \quad (3.6)$$

La diffusion Rayleigh est une simple déflexion du photon sur un électron qui n'engendre pas de pertes d'énergies. Les interactions photonucléaires jouent également un rôle modeste.

Effet photoélectrique Dans ce processus, un atome absorbe le photon et émet ensuite un électron. L'atome, laissé dans un état excité, émet par la suite un rayon-X ou un autre électron (Auger). Le nombre d'électrons disponibles a une influence majeure sur la section efficace qui varie avec Z^5 . À faible énergie, l'effet photoélectrique est dominant mais perd rapidement de

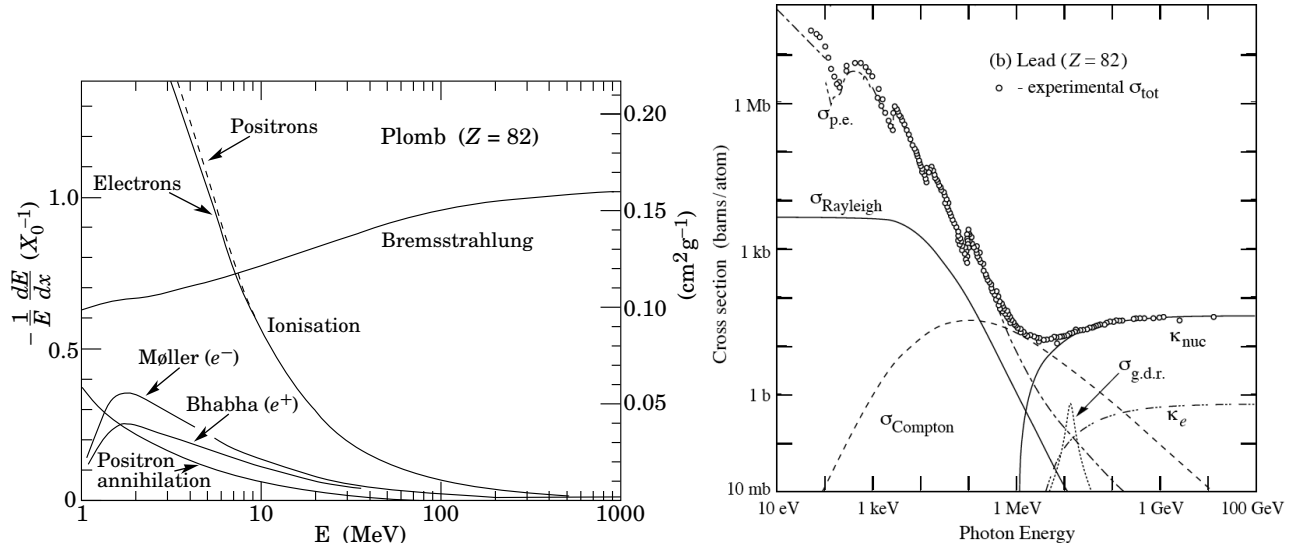


FIG. 3.3 – Les différents processus de pertes d'énergie (par longueur de radiation) dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron (gauche) ou du photon (droite). La contribution $\sigma_{p.e.}$ correspond à l'effet photoélectrique, tandis que κ_{nuc} et κ_e sont respectivement les productions de paires dans le champ nucléaire ou des électrons [26].

son importance en raison de sa dépendance en E^{-3} . Ce processus a cependant une grande importance dans la description de la périphérie des gerbes électromagnétiques (voir plus loin).

Diffusion Compton Dans la diffusion Compton, le photon percute un électron et lui transfère une fraction de son énergie. Ce processus domine à quelques MeV et décroît ensuite en $1/E$. Plus fréquemment, ces déflexions à petit angle sont intégrées pour connaître la déviation moyenne de la trajectoire d'une particule (diffusions Compton multiples).

Production de paires Si l'énergie du photon excède $2m_e c^2$, le processus dominant devient la production de paires e^+e^- dans le champ coulombien du noyau atomique. La section efficace ne dépend pas de l'énergie. La figure 3.3 indique également la faible contribution de moins de 1% qui est due au champ des électrons.

3.1.3.1 Gerbes électromagnétiques

Au-delà d'une certaine énergie où la production de paires est dominante pour les photons et la *bremsstrahlung* chez les électrons, un phénomène de cascade électromagnétique s'enclenche dès la première interaction de la particule primaire. Le développement des gerbes électromagnétiques est raisonnablement bien décrit quel que soit le milieu par deux paramètres :

- La longueur de radiation X_0 définie comme la distance sur laquelle l'énergie d'un électron est réduite par $1/e$. Pour le *Pb* (*Ar*), cette longueur est 0.56 cm (14 cm resp.). Elle est reliée également à la quantité caractéristique de matière traversée pour qu'une création de paires ait lieu et est donc mesurée en $g\text{ cm}^{-2}$. La distance moyenne pour qu'un photon

interagisse est $\frac{9}{7}X_0$. Typiquement 95% de l'énergie d'une gerbe électromagnétique de 300 GeV est contenue dans $30X_0$.

- Le rayon de Molière R_M décrit le développement transverse d'une gerbe électromagnétique et correspond à la déviation moyenne d'un électron ayant l'énergie critique après avoir traversé une longueur de radiation. Environ 90% de l'énergie d'une gerbe est contenue dans un cylindre d'un rayon de Molière.

L'énergie de la particule incidente est proportionnelle au nombre de particules de la gerbe ($E_{inc} \propto N$). Dans ATLAS, le calorimètre électromagnétique est à échantillonnage avec alternance de couches de plomb (absorbeur servant à développer la gerbe) et de gaps d'argon liquide (milieu actif servant à mesurer les particules chargées de la gerbe). Seule une fraction f_s de l'énergie est détectée, de l'ordre de 20%. Les fluctuations sur l'énergie sont données par celles sur le nombre de particules produites N qui s'expriment comme $\Delta E \propto \sqrt{N} \propto \sqrt{E}$, d'où l'origine d'une résolution σ_E/E s'améliorant comme $1/\sqrt{E}$. La résolution est généralement décrite par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (3.7)$$

Le premier terme, appelé terme stochastique, est totalement caractérisé par la technique utilisée. À titre d'exemple, sa valeur est de l'ordre de 10% pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS et de 3% pour celui en cristaux de $PbWO_4$ de CMS [20]. Le deuxième terme b représente la contribution du bruit à la mesure. Comme il sera décrit à la section 3.3, c'est l'effet dominant pour la reconstruction du dépôt d'énergie du muon. Les contributions au terme b seront traitées en détails à la section 3.2.2.3. Le terme constant c décrit toutes les imperfections : non-uniformité de la réponse en fonction de la position due à la mécanique, variations dans la réponse électronique de chaque voie, instabilité dans le temps de la réponse, ...

3.2 Reconstruction de l'énergie d'une cellule

Comme décrit sur la figure 3.4, une particule chargée traversant le calorimètre ionise uniformément l'argon liquide, créant sur sa trajectoire des paires d'électrons et d'ions positifs. Ces charges libérées vont ensuite migrer sous l'effet du champ électrique constant jusqu'à l'électrode. Cette migration engendre un courant de forme triangulaire (fig 3.6) dont la durée T_D dépend de la vitesse de dérive des charges et dont le courant initial I_0 est égal à Ne/T_D :

$$I(t) = I_0 \theta(t) \theta(T_D - t) \left(1 - \frac{t}{T_D}\right) \quad (3.8)$$

Pour un champ de 10 kV/cm, le temps de dérive dans l'argon est de l'ordre de 450 ns. La vitesse de dérive des ions Ar^+ étant environ 1000 fois plus faible, leur contribution au courant peut être négligée. Comme démontré par la formule précédente, toute l'information sur l'énergie déposée est contenue dans le courant initial $I_0 = \frac{Ne}{T_D}$, il n'est donc pas utile de mesurer la totalité du signal. L'électrode d'ATLAS est en fait un circuit Cu/kapton de cinq couches (fig 4.4) : les deux couches externes servent à appliquer la haute tension alors que la couche interne recueille le signal d'ionisation par couplage capacitif.

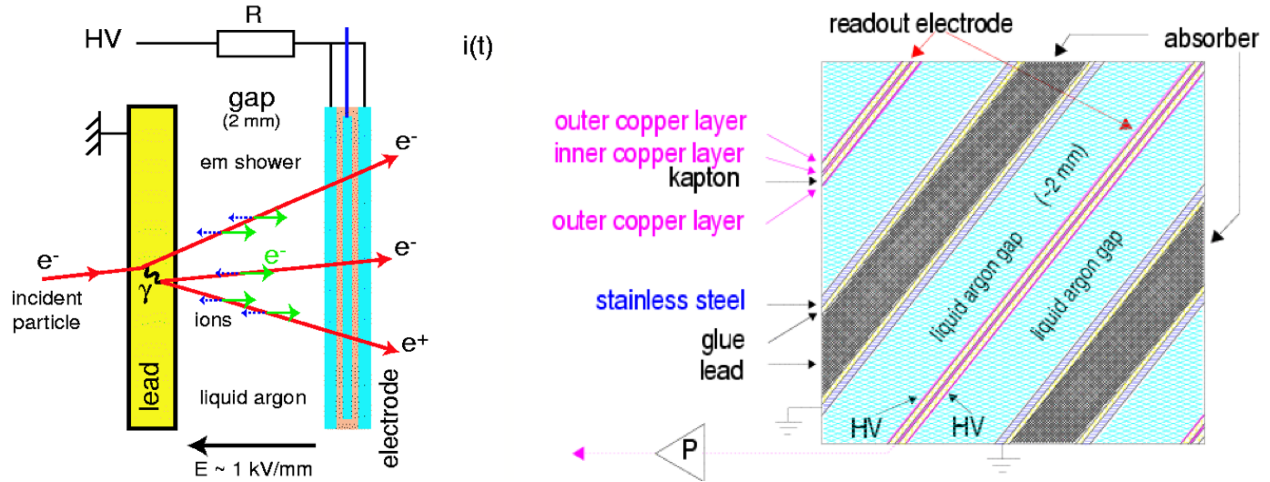


FIG. 3.4 – Dépôt du signal dans l’argon et migration des charges vers les électrodes (gauche). Schéma montrant l’alternance des couches d’absorbeurs en plomb, de gaps d’argon liquide et des électrodes dans les parties plates de l’accordéon (droite).

3.2.1 Chaîne électronique de lecture et calibration

Un schéma simplifié de la chaîne électronique est présenté sur la figure 3.5. Le signal d’ionisation I_{phys} dans le gap recueilli sur la couche interne de l’électrode est transmis à l’extérieur du cryostat par des câbles d’impédance 50 ou 25 Ω suivant le compartiment en profondeur. Le signal est alors amplifié puis mis en forme à l’aide d’un filtre CR-RC² dont l’amplitude est proportionnelle à I_0 et dont le temps du pic est environ 45 ns. De façon à optimiser le rapport signal/bruit tout en garantissant une grande gamme dynamique (16 bits de 30 MeV à 2 TeV), le filtre contient en fait trois sorties dans un rapport de gains environ 1/10/100. Les signaux de sortie de ce filtre sont stockés dans une mémoire analogique à la fréquence de 40 MHz du LHC en attente d’un signal de déclenchement de premier niveau où les échantillons dans le gain sélectionné sont numérisés. Un exemple du signal d’ionisation en sortie de filtre est présenté sur la figure 3.6.

Afin de calibrer la réponse de chacune des voies du calorimètre, il est possible d’injecter au moyen d’une carte électronique [27] des signaux de forme exponentielle à la sortie des électrodes dont l’amplitude est connue avec une précision de 0.25%. Ce signal imite celui d’ionisation :

$$I^{cali}(t) = I_0^{cali} \theta(t) [f_{step} + (1 - f_{step}) e^{-t/\tau_c}] \quad (3.9)$$

où la constante de temps τ_c est de l’ordre de 430 ns. Le décalage f_{step} de l’ordre de 7% apparaît en raison d’une composante résistive de l’inductance présente sur la carte de calibration. Cette tension est convertie en courant par une résistance d’injection située sur la carte-mère [28].

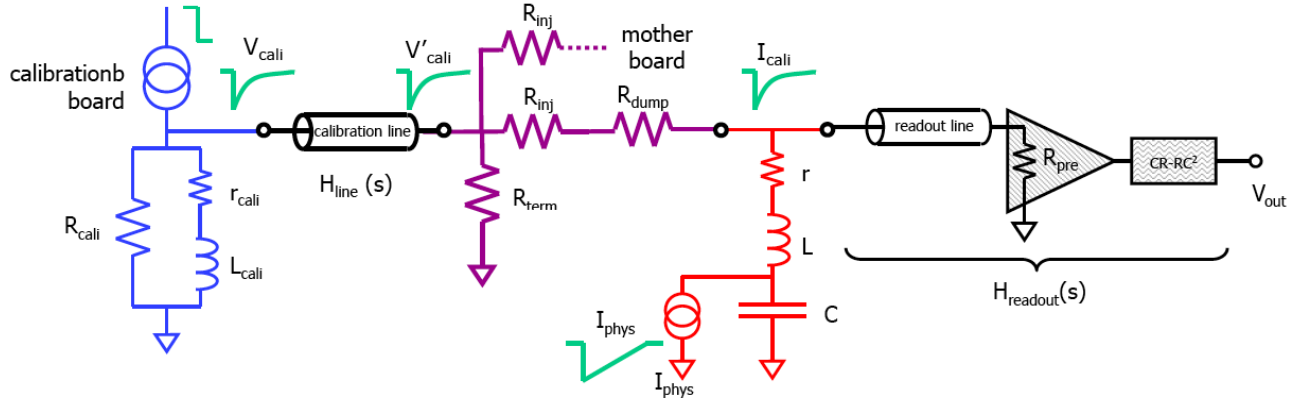


FIG. 3.5 – Dans ce schéma simplifié de la chaîne électronique, le détecteur est modélisé par un circuit (r,L,C) série et le signal d’ionisation par une source de courant (I_{phys}). Le signal de calibration V_{cali} est produit par une carte électronique à l’extérieur du cryostat, propagé à l’intérieur par des câbles d’impédance sélectionnée ($50\ \Omega$) et distribués à l’entrée des électrodes à l’aide de résistances de précision (au ‰) à chaque cellule.

3.2.2 Reconstruction de l’énergie et du temps

Plusieurs étapes sont nécessaires pour passer du signal numérisé (en coups ADC) à une valeur en énergie comme le montre l’équation suivante :

$$E_{reco} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \left(\frac{M_{phys}}{M_{cali}} \right)^{-1} \sum_{n=0}^N r_n \left[\sum_{i=0}^{N_s} a_i (s_i - p_{ed}) \right]^n \quad (3.10)$$

- La réponse de l’électronique en absence de signal est soustraite de la mesure des N_s échantillons. Le piédestal est mesuré par des prises de données dédiées ou par des déclenchements aléatoires pendant le fonctionnement du LHC.
- À partir des N_s échantillons, l’amplitude du signal en coups ADC est reconstruite par une méthode linéaire de filtre optimal utilisant les coefficients a_i (voir section 3.2.2.2).
- Pour chaque voie d’électronique à l’aide des signaux de calibration d’amplitude parfaitement connue, la réponse DAC vs ADC est ajustée par un polynôme de degré N^b . Ce polynôme est alors appliqué à l’amplitude reconstruite par le filtre optimal. Le facteur $DAC \rightarrow \mu A$ est totalement déterminé par la valeur des résistances d’injection de la calibration d’une précision au ‰, différant uniquement suivant certaines régions du calorimètre de façon à couvrir au mieux la gamme dynamique.
- Un terme multiplicatif M_{phys}/M_{cali} par cellule est nécessaire pour tenir compte de la différence sur le point d’injection et la forme entre signaux de calibration et d’ionisation.
- Finalement, un facteur global $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ est nécessaire pour convertir le courant déposé dans l’argon en unités d’énergie alors qu’une fraction du signal n’a pas été mesurée. En théorie, un tel facteur pourrait être calculé à partir de la fréquence d’échantillonnage et des caractéristiques de l’argon (23.6 eV pour créer une paire électron-ion), mais de nombreux

^bpour la majorité des voies, $N = 1$ s’avère suffisant

effets supplémentaires entrent en jeu tels que la température de l'argon, la pollution, ... Il est donc difficile de prévoir sa valeur à mieux que 5%. En pratique, elle est ajustée avec des tests en faisceaux dont l'énergie est bien connue (sec. 3.3).

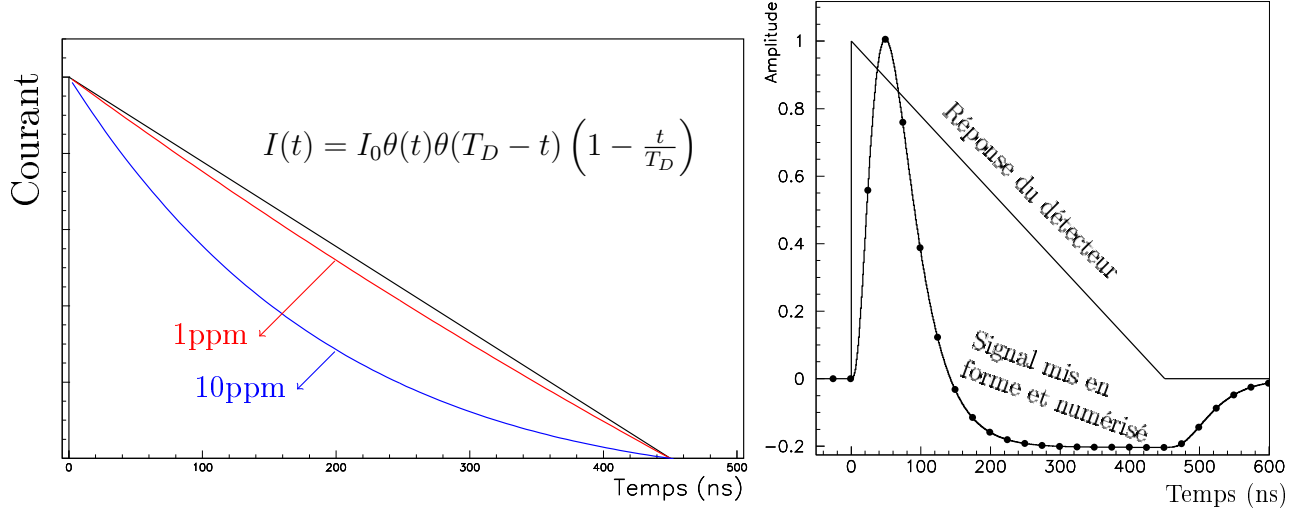


FIG. 3.6 – Courant d'ionisation dans le gap et effet de la pollution (gauche). Exemple de signal échantillonné toutes les 25 ns dont l'essentiel se retrouve dans les 100 premières ns grâce à la mise en forme bipolaire (droite).

3.2.2.1 Conversion $\mu\text{A} \rightarrow \text{GeV}$

Outre la fréquence d'échantillonnage, plusieurs effets peuvent modifier la conversion $\mu\text{A}/\text{GeV}$.

Haute tension Cette conversion $\mu\text{A}/\text{GeV}$ dépend aussi directement du temps de dérive ($I_0 = \frac{Ne}{T_D}$) et donc du champ électrique. La réponse mesurée lors de tests en faisceaux (fig. 3.7) est bien reproduite par la simulation. Pour une tension de 400 V, 50% du signal à 2000 V est encore collectée, permettant ainsi une bonne mesure de l'énergie dans les régions où la valeur nominale de la tension ne peut être appliquée. Il faut remarquer que le champ électrique est non-uniforme dans les coudes de l'accordéon et l'hypothèse d'un seul signal triangulaire comme dans les parties plates est incorrecte. Le courant d'ionisation est approximé par la somme de deux triangles d'amplitude et de base différentes.

Pollution, saturation et charge d'espace La présence d'impuretés électro-négatives telles que O_2 peut modifier le signal d'ionisation tel que présenté sur la figure 3.6. Compte tenu de la mise en forme rapide, l'amplitude du signal y est peu sensible et une pollution de 1 ppm est tolérable.

En présence de particules avec un $\frac{dE}{dx}$ élevé, le signal peut être atténué suivant la loi de Birks

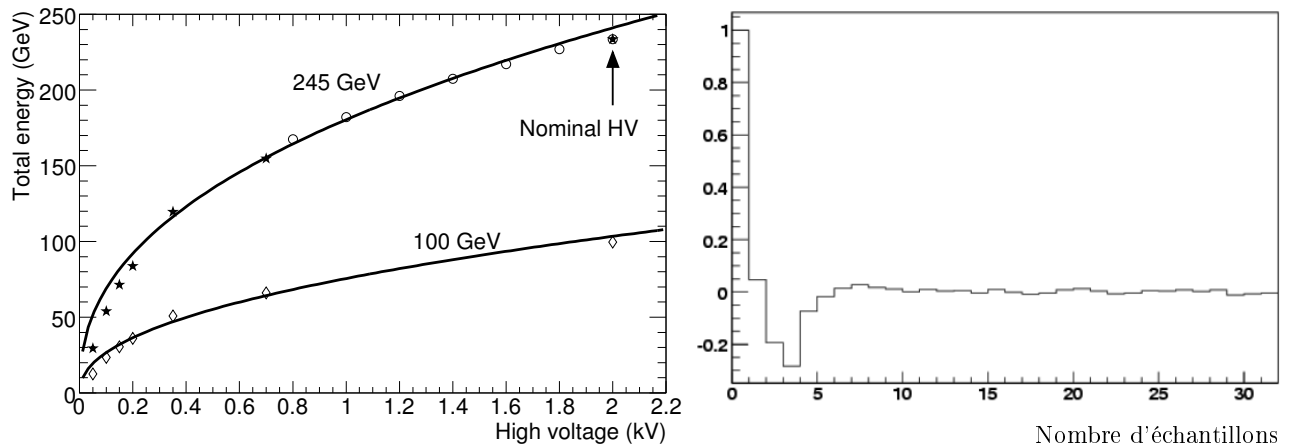


FIG. 3.7 – Réponse du calorimètre en fonction de la haute tension appliquée (gauche). La ligne en trait plein correspond a un ajustement du type $a \cdot V^b$. Fonction d'autocorrélation typique d'une cellule en fonction du numéro d'échantillon toutes les 25 ns (droite). Au-delà de dix échantillons, elle est essentiellement nulle.

décrivant la recombinaison des paires $e^- - Ar^+$:

$$\Delta E' = \Delta E \frac{A}{1 + c \frac{1}{\rho} \frac{\Delta E}{\Delta x}} \quad (3.11)$$

où $A = 1$, $c = 0.0045 \text{ gcm}^{-2} \text{ MeV}^{-1}$ et $\rho = 1.396 \text{ g/cm}^3$.

Finalement à haute luminosité, le flux d'énergie reçu par le calorimètre à grande pseudo-rapacité ($\eta > 2.5$) est tel que les ions Ar^+ n'ont plus le temps de s'évacuer, créant des charges d'espace et donc une perte de signal. Un tel effet peut être rédhibitoire pour les performances du calorimètre bouchon au SuperLHC.

Température Une variation de la température de l'argon affecte le courant initial Ne/T_D de deux manières. Elle entraîne d'abord une variation de la densité d'argon et donc modifie le nombre de charges Ne libérées. Elle affecte également la mobilité des électrons, i.e. le temps de dérive T_D . Compte tenu de la mise en forme rapide, une sensibilité de -2% par degré a été mesurée [29]. Une stabilité de la température de l'argon à mieux de 100 mK est donc nécessaire.

3.2.2.2 Méthode de filtre optimal

La méthode du filtre optimal [30] consiste à déterminer l'amplitude A et le temps d'arrivée τ d'un signal échantillonné S_i à partir d'une somme linéaire de ces échantillons. Le signal S_i de l'échantillon i (piédestal soustrait) s'écrit après linéarisation sous la forme :

$$S_i = Ag(t_i - \tau) + n_i = Ag_i - A\tau g'_i + n_i \quad (3.12)$$

où n_i est le bruit et g la forme connue du signal. Le filtre optimal détermine les poids a_i et b_i tels que

$$u = \sum_{i=1}^N a_i S_i \quad v = \sum_{i=1}^N b_i S_i \quad (3.13)$$

sont respectivement des estimateurs non-biaisés de A et $A\tau$ minimisant l'impact du bruit. Cela revient à minimiser les variances tout en satisfaisant les 4 contraintes qui suivent

$$\sigma_u^2 = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad \sigma_v^2 = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij} \quad (3.14)$$

$$\langle u \rangle = A \quad \Longrightarrow \quad \sum_i a_i g_i = 1, \quad \sum_i a_i g'_i = 0 \quad (3.15)$$

$$\langle v \rangle = A\tau \quad \Longrightarrow \quad \sum_i b_i g_i = 0, \quad \sum_i b_i g'_i = -1 \quad (3.16)$$

en utilisant des multiplicateurs de Lagrange. \mathbf{R} est la matrice d'autocorrélation du bruit (électronique et d'empilement au LHC). Adoptant une notation vectorielle, la solution pour les coefficients s'écrit comme :

$$\mathbf{a} = \lambda \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g} - \mu \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}' \quad \mathbf{b} = \mu \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g} + \nu \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}' \quad (3.17)$$

avec

$$\lambda = \frac{\mathbf{g}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}'}{\Delta} \quad \mu = \frac{\mathbf{g}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}}{\Delta} \quad \nu = \frac{\mathbf{g} \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}}{\Delta} \quad (3.18)$$

$$\Delta = (\mathbf{g} \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g})(\mathbf{g}' \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}') - (\mathbf{g} \mathbf{R}^{-1} \mathbf{g}')^2 \quad (3.19)$$

Comme décrit, la méthode repose sur la connaissance parfaite de la forme du signal (et sa dérivée) et de la fonction d'autocorrélation décrite dans les deux parties suivantes. Il est intéressant de noter que le filtre optimal diminue le bruit simplement en utilisant plusieurs échantillons :

$$\left(\frac{\sigma_i^{OF}}{\sigma_1} \right)^2 = \frac{\mathbf{a}^T \sigma_1^2 \mathbf{R}^n \mathbf{a}}{\sigma_1^2} \Longrightarrow \frac{\sigma_i^{OF}}{\sigma_1} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{ij} a_i a_j R_{ij}^n}} \quad (3.20)$$

où le bruit σ_1 d'un seul échantillon a été factorisé de la matrice d'autocorrélation et le temps est assumé connu. Ce gain va comme $1/\sqrt{\sum_i g_i^2} < 1$ lorsque le bruit est non-corrélé, i.e. $\mathbf{R} = \mathbf{I}_d$. Avec 5 échantillons, le bruit est réduit d'un facteur 1.4 (1.8) par rapport à une mesure à 1 seul échantillon pour le compartiment milieu (avant). Dans les conditions d'ATLAS, la reconstruction de l'amplitude, du temps et de la qualité des signaux sera effectuée en ligne au niveau des DSP (*Digital Signal Processors*). Cette information est utilisée pour le déclenchement de niveau II et permet une sélection des signaux de l'événement à enregistrer.

3.2.2.3 Sources de bruit

Le bruit dont l'effet vient d'être minimisé provient de deux sources : le bruit électronique et d'empilement. Le premier est réduit par la composante RC^2 de la mise en forme qui assure

2 intégrations afin de limiter la bande passante et donc le bruit électronique. Le bruit total de la chaîne électronique (préamplificateur et mise en forme) se décrit généralement en terme de bruit équivalent courant ou ENI ^c

$$\text{ENI} = v_b C_d \frac{P_{bs}}{\tau^{3/2}} \oplus i_b \frac{P_{bp}}{\sqrt{\tau}} \quad (\text{nA}/\sqrt{\text{Hz}}) \quad (3.21)$$

où $\tau = RC$ est la constante de temps du formeur [31]. Il est modélisé comme la superposition du bruit série P_{bs} et parallèle P_{bp} . Le premier apparaît comme une tension à l'entrée du préamplificateur et est relié à la capacité C_d de la cellule. Le second terme reflète plutôt les courants en parallèle qui sont directement liés à la résistance de contre-réaction du préamplificateur. Le bruit électronique est d'autant meilleur que la contante de temps τ est longue. Un exemple de fonction d'autocorrélation mesurée sur une cellule du milieu (fig. 3.7) permet de constater qu'elle devient nulle au-delà de 7 échantillons, c'est-à-dire 175 ns.

Le bruit d'empilement découle du fait qu'à haute luminosité, le nombre moyen d'événements produits à chaque croisement des faisceaux est :

$$\langle \mathcal{N} \rangle = \mathcal{L} \cdot \sigma_{in} \cdot \Delta t \cdot f = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \cdot 70 \text{ mb} \cdot 25 \text{ ns} \cdot \frac{3357}{2853} \approx 21 \quad (2 \text{ à } 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}) \quad (3.22)$$

où f est un facteur caractéristique de la structure du faisceau. Ces collisions parasites, nommées événements d'empilement, se superposent aux processus intéressants. La quantité et le spectre en énergie des particules produites par les événements d'empilement ne peuvent être prédits précisément par la QCD. Au mieux, les données du TeVatron ajustent certains modèles qui sont ensuite extrapolés à la luminosité du LHC. Le signal de sortie du formeur est bipolaire (intégrale nulle) de sorte que la moyenne des signaux n'est pas affectée et que le bruit d'empilement se traite de la même façon que le bruit électronique. Son amplitude se décrit comme

$$\sigma_{empil.} \propto \sqrt{\langle \mathcal{N}(\mathcal{L}) \rangle} \times (\sqrt{\tau} + c_{ste}) \quad (3.23)$$

qui est d'autant plus grande que la luminosité est élevée et que le temps d'intégration du signal est long. La constante de temps du formeur ($\tau=15$ ns) a été déterminée pour minimiser la somme quadratique de ces deux bruits à haute luminosité.

3.2.3 Prédiction de la forme du signal

La méthode du filtre optimal requiert la connaissance précise de la forme g qu'un signal d'ionisation laisse en bout de la chaîne de lecture. Les différences par rapport au signal de calibration doivent être prises en compte pour atteindre les niveaux prescrits d'uniformité du calorimètre. Lors des tests en faisceaux, la forme du signal d'ionisation était obtenue en moyennant des signaux d'électrons dans chacune des cellules et utilisant le fait que le faisceau était asynchrone (forme reconstruite avec un pas de 1 ns). Les paramètres nécessaires à la correction des biais calibration/physique étaient ajustés à partir de cette forme. Une telle méthode n'est pas applicable pour 200 000 cellules au LHC et avec des données synchrones. Deux méthodes sont actuellement mises au point :

^cENI est le courant à l'entrée produisant un signal en sortie égal à la dispersion observée pour le bruit.

- L'une appelée RTM [32] repose sur l'utilisation du signal de calibration pour déterminer certains paramètres et de la convolution de ce signal mesuré avec les différences attendues pour un signal d'ionisation.
- La seconde méthode nommée FPM [33] s'appuie sur des mesures indépendantes de tous les paramètres et d'une description purement analytique des signaux de calibration (pour valider les méthodes) et de physique.

3.2.3.1 Méthode RTM

L'idée de base est de dire que la partie lecture (en noir sur la figure 3.5) est commune au signal de calibration et de physique. Par conséquent, si l'on connaît la différence entre ces signaux à l'entrée de la partie lecture, il est possible de prédire le signal d'ionisation par une simple convolution suivant :

$$g^{phys}(s) = g^{cali}(s) \times \left(\frac{I^{phys}(s)}{I^{cali}(s)} \right) \times (g^{CM} \rightarrow g^{dét}) \quad (3.24)$$

$$= g^{cali}(s) \times \left(\frac{sT_D - 1e^{-sT_D}}{s^2T_D} \frac{s(1 + s\tau_c)}{f_{step} + s\tau_c} \right) \times \left(\frac{1}{1 + s\tau_r + s^2\omega_0} \right) \quad (3.25)$$

où le premier terme représente le signal de calibration, le second, la différence entre triangle et exponentielle, et le dernier, le fait que le point d'injection n'est pas le même. Dans cette formule, apparaissent des caractéristiques du signal de calibration (τ_c, f_{step}), le temps de dérive (T_D) ainsi que les caractéristiques de la cellule (ω_0, τ_r). Hormis T_D cette méthode détermine les quatre autres paramètres directement à partir du signal de calibration. Cette méthode est disponible pour l'ensemble du calorimètre et a été utilisée pour l'étude des cosmiques.

3.2.3.2 Méthode FPM

Les caractéristiques des signaux de calibration ont tous été mesurés lors de la production des cartes. Une mesure en fréquence de chacune des cellules a permis de déterminer les paramètres ω_0 et τ_r ^d. Deux paramètres supplémentaires sont nécessaires à la description du signal : l'impédance du câble de lecture (connue à quelques ohms) et la constante de temps du filtre (variation de l'ordre de 1 ns). Ils sont extraits d'un ajustement du signal de calibration et ensuite utilisés pour la description du signal d'ionisation. Un exemple d'ajustement de calibration est présenté à la figure 3.8

Le fait que le signal de physique ne soit pas injecté au même endroit que la calibration engendre un biais sur le calcul des coefficients $DAC \rightarrow \mu A$. Cet effet est corrigé en calculant le rapport des amplitudes du signal de calibration et de physique pour un même courant initial. Une fraction constante de ce biais provient de la différence τ_c/T_D alors qu'une dépendance en η non-négligeable est expliquée au premier ordre par ω_0 . Ce rapport M_{phys}/M_{cali} varie d'environ 3% en fonction de η dans le compartiment milieu et doit donc être pris en compte (fig. 3.9).

^dLa valeur de τ_r extraite par la méthode RTM diffère beaucoup de la mesure et absorbe probablement des effets non-maîtrisés.

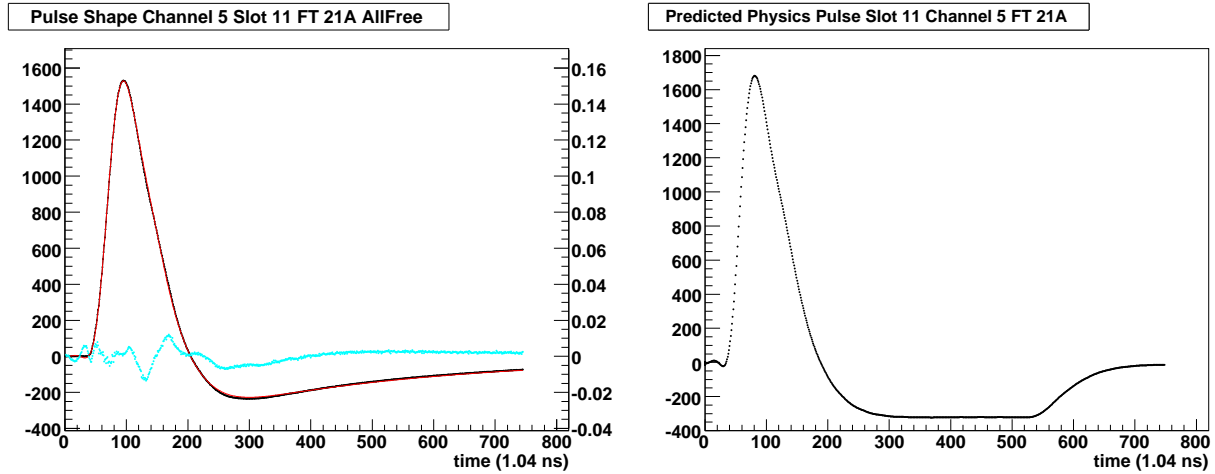


FIG. 3.8 – Comparaison entre un signal mesuré et sa prédiction par la méthode FPM. Les résidus en bleu sont multipliés par 10. À droite, la forme du signal de physique correspondant.

Les deux méthodes sont en bon accord pour ce facteur pour $|\eta| < 0.8$ alors que des différences de $\sim 1.5\%$ subsistent à plus grand η .

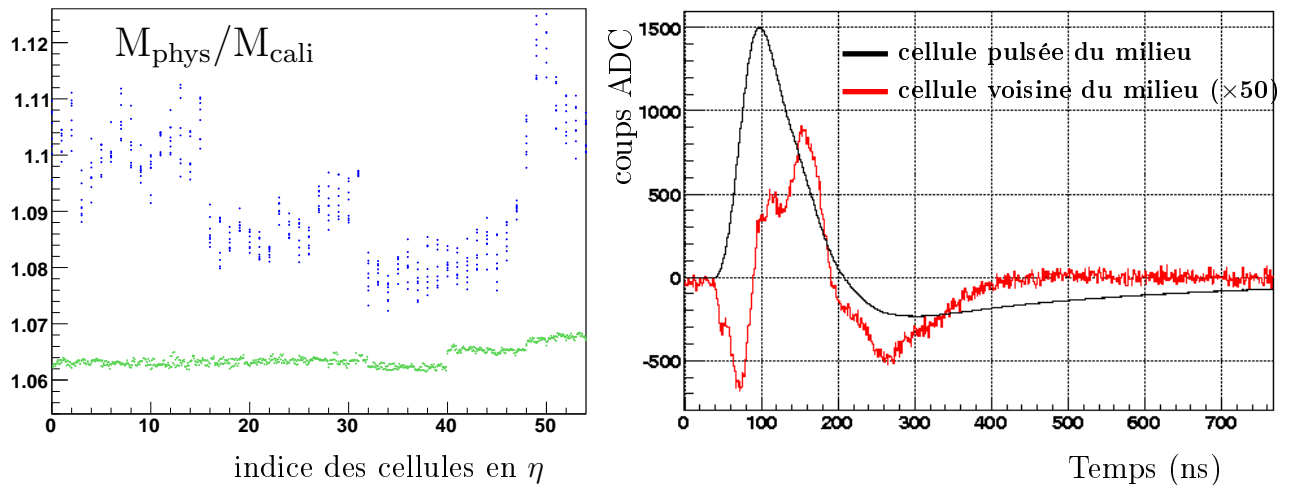


FIG. 3.9 – À gauche, les valeurs de $M_{\text{phys}}/M_{\text{cali}}$ évaluées à partir de la méthode FPM pour le compartiment avant (vert) et milieu (bleu). Exemple de diaphonie entre cellules du milieu (droite).

3.2.3.3 Diaphonie

La diaphonie, dont un exemple entre cellules du milieu est montré à la figure 3.9, est susceptible de modifier la forme des signaux de façon différente entre calibration et physique. Dans le compartiment avant où un fort couplage capacitif existe, les signaux des cellules voisines sont ajoutés avant la prédiction de la forme de physique. Dans les autres compartiments, où l'amplitude est moindre (voir tableau 3.1), aucune procédure n'est appliquée. Au premier ordre,

ces effets sont compensés dans un *cluster* d'électrons, contrairement à un dépôt de muon.

de → à	pic-à-pic	type
milieu → milieu	1.4%	capacitif et inductif
milieu → avant	0.1%	résistif
milieu → arrière	0.7%	capacitif et inductif
arrière → milieu	0.45%	capacitif inductif
arrière → arrière	1.6%	capacitif
avant → avant (1 ^{er} voisin)	7.1%	capacitif
avant → avant (2 ^{ieme} voisin)	0.9%	capacitif

TAB. 3.1 – Liste des diaphonies entre cellules dans le calorimètre, avec des valeurs typiques et leurs origines.

3.3 Tests en faisceaux

Les buts premiers des tests en faisceaux sur quelques modules (2000-2002) étaient de valider la reproductibilité de la construction et de vérifier l'obtention d'un terme constant inférieur à 7%. Les principaux résultats obtenus avec des électrons sont présentés dans une première partie. L'utilisation des muons s'est avérée très utile : une première analyse des dépôts d'énergies des muons servira de base à celle des cosmiques.

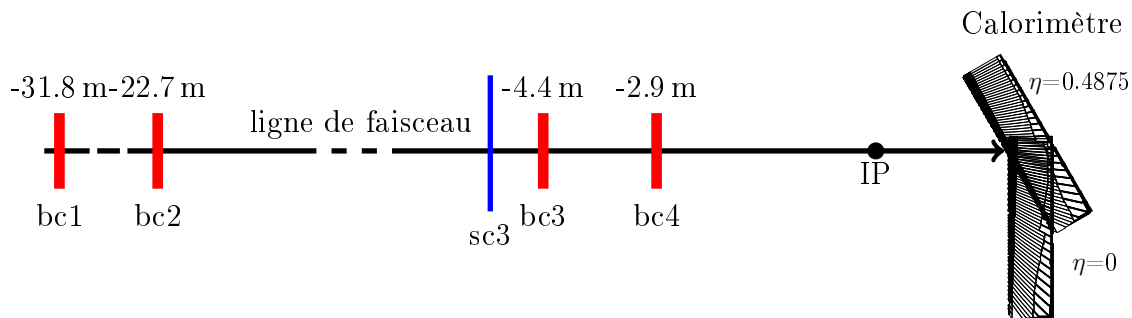


FIG. 3.10 – Schéma du dispositif des tests avec faisceaux. Les particules du faisceau semblent provenir du point d'interaction virtuel IP.

Le schéma 3.10 montre les diverses composantes de ce dispositif qui a permis de scanner une fraction du calorimètre avec des faisceaux d'électrons de diverses énergies. Les différentes valeurs de η sont obtenues en effectuant une rotation du module. Plusieurs chambres *bc* sont positionnées en amont du point d'interaction virtuel IP d'où les particules incidentes semblent provenir. Ces chambres fournissent les points dans l'espace permettant de déterminer la trajectoire des particules incidentes. Les déclenchements asynchrones des scintillateurs *sc* nécessitent un système TDC (*Time Discriminator Counter*) mesurant avec une précision de 300 ps le temps entre le déclenchement et l'échantillonnage à 40 MHz. Les faisceaux tests offrent l'occasion de

tester les performances du calorimètre sans la présence de champ magnétique et de matériel placé devant.

3.3.1 Reconstruction des électrons

L'énergie des cellules est sommée dans chacun des compartiments pour produire un *cluster* de taille 3×3 cellules en $\eta \times \phi$ en unités de cellules du compartiment milieu pour contenir environ 95% de l'énergie et minimiser le bruit. Ce choix diffère de ce qui est fait dans ATLAS où le champ magnétique demande des *clusters* asymétriques 3×5 ou 3×7 . Les énergies sont ensuite additionnées avec le schéma de calibration suivant :

$$E_{reco} = a_\eta + b_\eta \times E_{PS} + c_\eta \times \sqrt{E_{PS}E_{avant}} + \frac{E_{milieu}}{d_\eta} + \xi_\eta(E_{arriere}) \quad (3.26)$$

où cinq paramètres variant en fonction de η ont été ajustés avec la granularité d'une cellule du milieu. Le biais a_η corrige d'abord les pertes par ionisation en amont du calorimètre. Les valeurs de l'ajustement suivent effectivement la quantité de matériel placée devant. Le second facteur b_η prend en compte l'énergie qui a été perdue avant le cryostat et qui est mesurée dans le pré-échantillonneur. Les pertes entre le pré-échantillonneur et le compartiment avant sont traitées par le troisième terme lié à c_η . Ceci permet également d'absorber l'influence qu'a la profondeur de la gerbe sur la fraction d'échantillonnage. Le terme suivant effectue l'essentiel de la mesure de l'énergie, d_η étant directement liée à la fraction d'échantillonnage. Quant au dernier facteur, il considère les pertes dans le compartiment arrière qui varient selon η .

Diverses corrections au niveau du *cluster* sont ensuite appliquées pour prendre en compte ces effets :

- la taille fixe du cluster fait en sorte que l'énergie contenue dans le cluster dépend de la position d'impact en η et en ϕ . Dans les deux cas, la correction prend la forme d'une parabole.
- la structure de l'accordéon engendre des modulations en ϕ qui suivent la périodicité des coudes.
- la transition entre électrodes A et B crée une discontinuité dans la fraction d'échantillonnage.

Les deux premières corrections des modulations améliorent la résolution de 30% pour des électrons de 245 GeV dont la résolution est en moyenne 0.7%.

3.3.2 Performances

À l'aide d'électrons de 245 GeV, l'uniformité de la réponse a été mesurée sur 3 modules actuellement dans le calorimètre (fig. 3.11). La dispersion sur la valeur moyenne reconstruite ou uniformité est meilleure que 0.5% et donc laisse présager qu'un terme constant de 0.7% pourra facilement être atteint dans ATLAS [28]. Le terme d'échantillonnage en bon accord avec la simulation a été estimé à $9 - 10\%/\sqrt{E}$ et le terme constant local à 0.4%. Une étude spécifique a montré qu'une linéarité de 0.1% peut être obtenue sur l'intervalle allant de 20 à 180 GeV [34].

Finalement, une résolution en temps de $1.4 ns/E(cell) \oplus 80 ps$ a été mesurée en fonction de l'énergie de la cellule maximale du compartiment milieu pour des électrons [35].

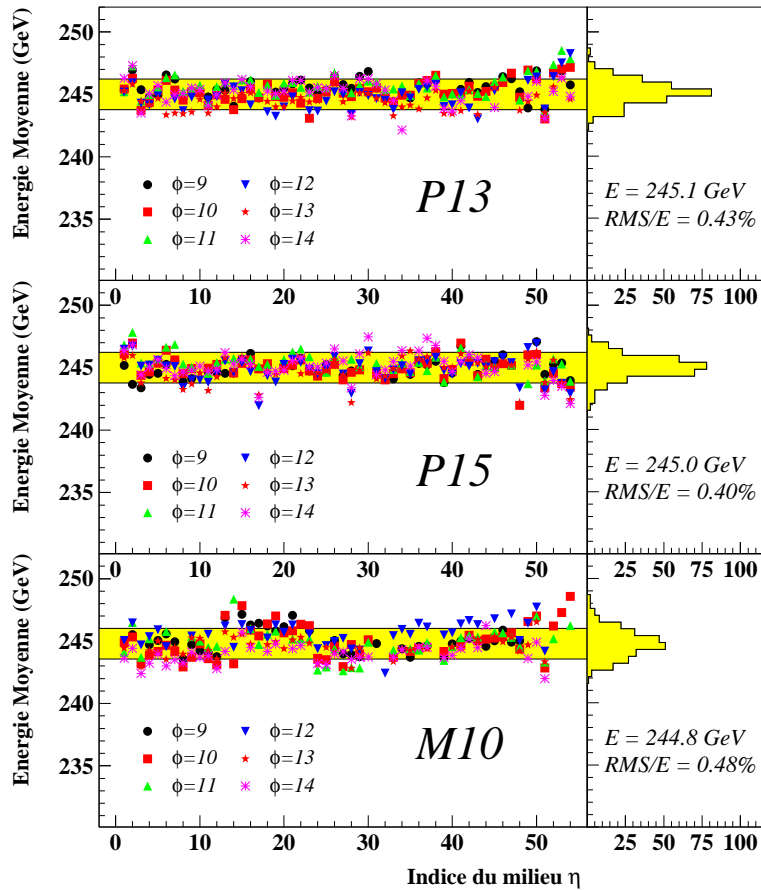


FIG. 3.11 – Uniformité mesurée avec les données de faisceau test sur trois différents modules.

3.3.3 Analyse des dépôts de muons

Bien que le calorimètre ne soit pas conçu pour les muons, ceux-ci permettent de tester la réponse au niveau des cellules individuelles. Notamment lors des tests du module 0, leur étude a permis de mettre en évidence un problème de connection manquante à la masse au niveau de certains connecteurs d'électrodes [36]. Dans cette section, les muons parasites d'un faisceau d'électrons sont analysés, ces données ayant été prises sur le module P15 (qui est donc dans ATLAS aujourd'hui) en 2002. Les 10 lots de données utilisées contiennent environ 63000 muons autour de $\eta = 0.4875$. La discrimination entre muons au minimum d'ionisation et électrons de 245 GeV ne nécessite pas de coupure particulière outre que sur l'énergie totale déposée. Aucune analyse n'a été faite pour identifier des pions chargés parmi ces particules parasites. Des déclenchements aléatoires (*random*) ont permis une mesure du bruit des cellules pendant ces périodes. La figure 3.14 montre que l'ensemble de la superficie de la cellule est couverte

3.3.3.1 Reconstruction du temps

Le temps de la cellule qui est touchée (d'après l'extrapolation des chambres) est reconstruit avec la méthode de filtre optimal. Ce temps est ensuite comparé à la mesure issue des scintillateurs de déclenchement. La figure 3.12 montre la corrélation obtenue qui, lorsque séparée en intervalles d'énergie, permet de mesurer la résolution. Cette résolution est paramétrisée suivant :

$$\sigma_t(ns) = \frac{a}{E(GeV)} \oplus c \quad (3.27)$$

en ajustant une gaussienne sur la différence. Le terme en $1/E$ est de l'ordre de 1.4ns, en bon accord avec la contribution attendue du bruit électronique et mesuré sur des signaux de calibration [35]. Le terme constant c de 0.4ns est évidemment supérieur à celui obtenu pour des électrons, mais aucune correction (dépendance avec la phase, la position,...) n'a été appliquée. En outre, le scintillateur et photomultiplicateur utilisé pour le déclenchement ont une résolution de l'ordre de 300 ps. En dessous de quelques centaines de MeV, la résolution sur le temps peut atteindre 5ns et donc nécessite une information extérieure pour déterminer la phase des coefficients de filtre optimal à utiliser. Avec une centaine de muons par cellule, il reste néanmoins possible d'intercaler les cellules avec une précision de l'ordre de ~ 1 ns.

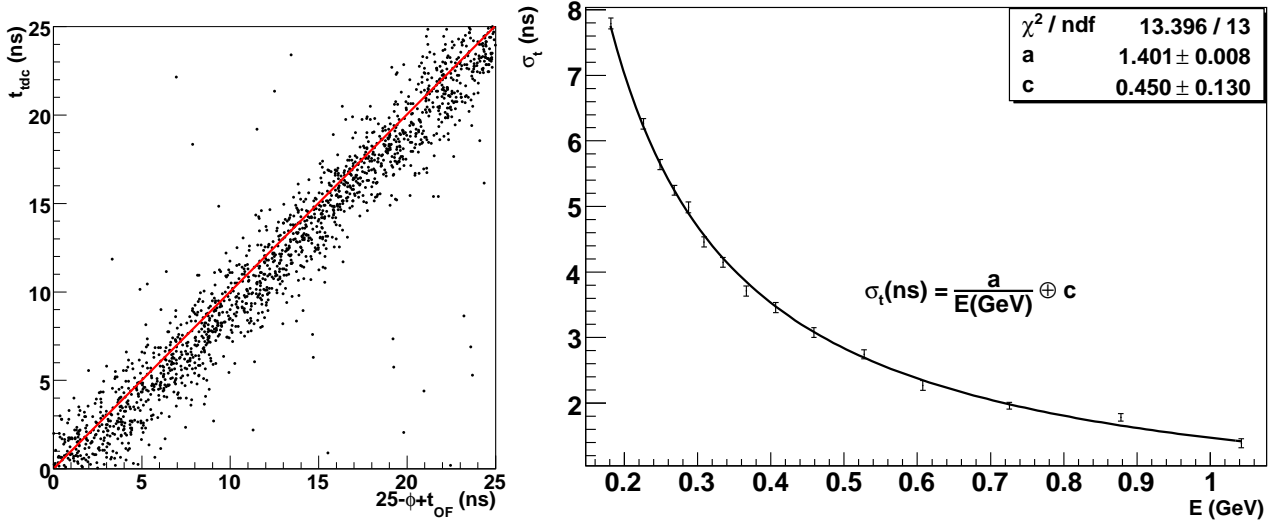


FIG. 3.12 – Corrélation entre le temps du trigger et celui reconstruit avec la cellule centrale dans l'intervalle $800 < E < 2000$ MeV (gauche). Résolution en temps pour des muons en fonction de l'énergie dans la cellule d'impact (droite).

3.3.3.2 Reconstruction de l'énergie

Comme montré sur la figure 3.13, une particule projective laisse un dépôt d'énergie par ionisation dans au moins deux cellules en ϕ (une cellule regroupe 4 bi-gaps). Cet effet est notamment illustré par la figure 3.14. L'énergie moyenne de chaque cellule varie en fonction du ϕ mesuré par les chambres, montrant clairement le partage du signal entre cellules voisines.

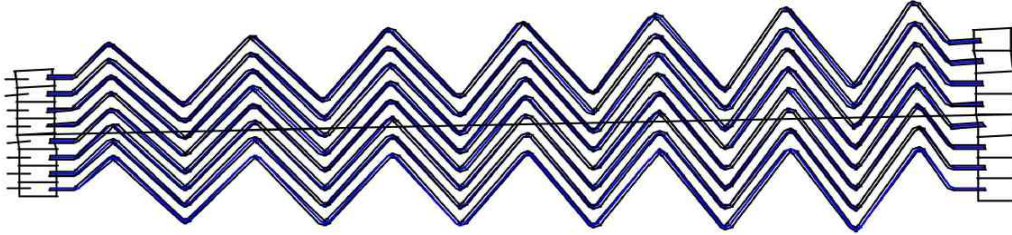


FIG. 3.13 – En raison de la géométrie en accordéon, un muon ayant une trajectoire rectiligne traverse au moins deux cellules voisines en ϕ . Une cellule correspond à 4 électrodes voisines et somme donc les signaux déposés dans huit demi-gaps.

Les événements sont d'abord sélectionnés de sorte que le muon soit passé au milieu de la cellule centrale. La connaissance du point d'impact du muon a permis de tester plusieurs algorithmes de reconstruction :

- **1×3** : à la cellule centrale, sont ajoutées les deux cellules voisines en ϕ
- **1×2-énergie** : seule la cellule voisine en ϕ la plus énergétique est ajoutée
- **1×2-position** : seule une cellule voisine en ϕ est ajoutée selon la position du muon (par exemple, la cellule $\phi = 9$ est prise si $\phi < 0.003$ sur la figure 3.14, la cellule $\phi = 11$ autrement)
- **3×3** : 9 cellules centrées sur le point d'impact sont sommées pour contenir tout le signal déposé

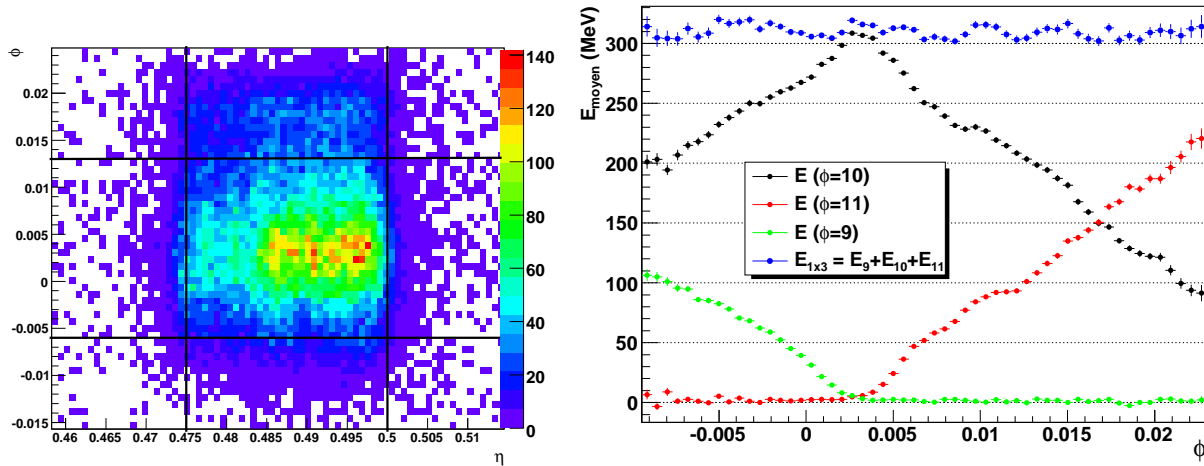


FIG. 3.14 – Position en η et ϕ des muons à l'entrée du compartiment milieu du calorimètre calculée à l'aide des chambres placées devant (gauche). À droite, la valeur moyenne de l'énergie ($E < 500$ MeV) des cellules en fonction de ϕ montre bien le partage de l'énergie entre cellules voisines. L'asymétrie observée révèle la géométrie particulière de l'accordéon.

Les figures 3.15 montrent respectivement les distributions de Landau pour les *clusters* 3×3 et 1×2-position. Une Landau convoluée avec une gaussienne est ajustée avec 4 paramètres (un

facteur de normalisation, l'énergie la plus probable E_{Landau} , la largeur de la Landau et le σ de la gaussienne).

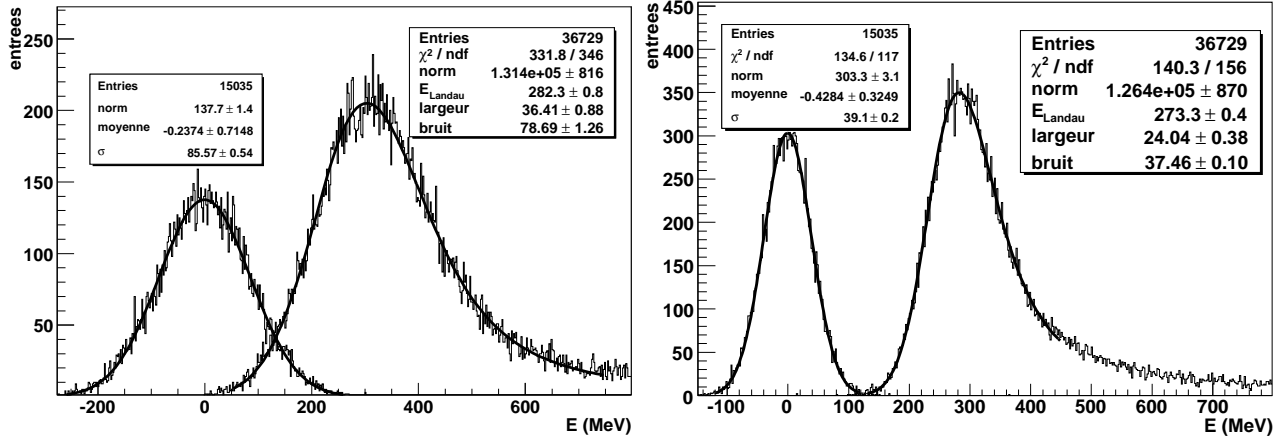


FIG. 3.15 – Distribution de Landau obtenue avec les muons des données de faisceau test pour un cluster 3×3 (gauche) et 1×2-position (droite). La qualité de l’ajustement est reflétée par un χ^2 par degré de liberté proche de 1. À l’aide de déclenchements aléatoires, le bruit est estimé par un ajustement gaussien pour un cluster de même taille.

Les distributions sont bien décrites par la fonction choisie. La valeur extraite pour l’énergie E_{Landau} ne correspond toutefois pas au pic de la distribution, mais bien à l’échelle d’énergie Δ_p d’une Landau sans bruit superposé. Le σ de la gaussienne modélisant le bruit est compatible avec celui mesuré avec les déclenchements aléatoires (en absence de signal). Avec un *cluster* 1×2-position, un rapport sur bruit (S/N) ~ 7 est obtenu. Dans le cas du 3×3, ce rapport se dégrade d’un facteur deux.

Afin de tester la robustesse de ces résultats, l’intervalle sur lequel l’ajustement est fait a été graduellement augmenté en repoussant la borne supérieure de 450 MeV à 800 MeV. L’évolution des paramètres et des χ^2 montrés dans la figure 3.16 permet de tirer certaines conclusions.

Les paramètres de la *largeur* et du *bruit* sont évidemment très corrélés. La déconvolution des deux par l’ajustement n’est pas facile, bien que des valeurs raisonnables sont tout de même obtenues en sorties. Celle-ci s’améliore pour les *clusters* 1×2 et 1×3 lorsque l’ajustement ne se fait pas sur toute la distribution de la Landau. En effet, les χ^2 s’améliorent avec des bornes supérieures plus petites et le paramètre extrait pour le bruit s’approche de la valeur attendue du bruit en sommant n cellules (e.g. $\sqrt{3} \times 27 \text{ MeV} = 45 \text{ MeV}$ pour 1×3). Cette évolution n’est pas observée dans le cas 3×3, ce qui laisse supposer que les événements peuplant la queue à plus grande énergie ne suivent pas la forme d’une Landau pour des *clusters* de 2 ou 3 cellules. Cette assertion est corroborée par l’accroissement de 8 MeV de E_{Landau} en sommant 9 cellules, signifiant qu’à une certaine énergie, une partie du signal déborde dans les cellules voisines en η même pour des muon purement projectifs. Il faut également remarquer que cette migration des paramètres a peu d’impact sur la valeur extraite de E_{Landau} qui varie pour moins de 0.3%. Le bon accord entre les *clusters* 1×2-position et 1×3 confirme que l’essentiel du signal est contenu dans 2 cellules et que le choix des cellules basé sur l’énergie (1×2-énergie) engendre un biais important (5 à 6 MeV) dont les systématiques seraient difficile à traiter. Il faut aussi noter que le spectre en énergie de ces muons parasites n’est pas connu avec certitude. La largeur de la

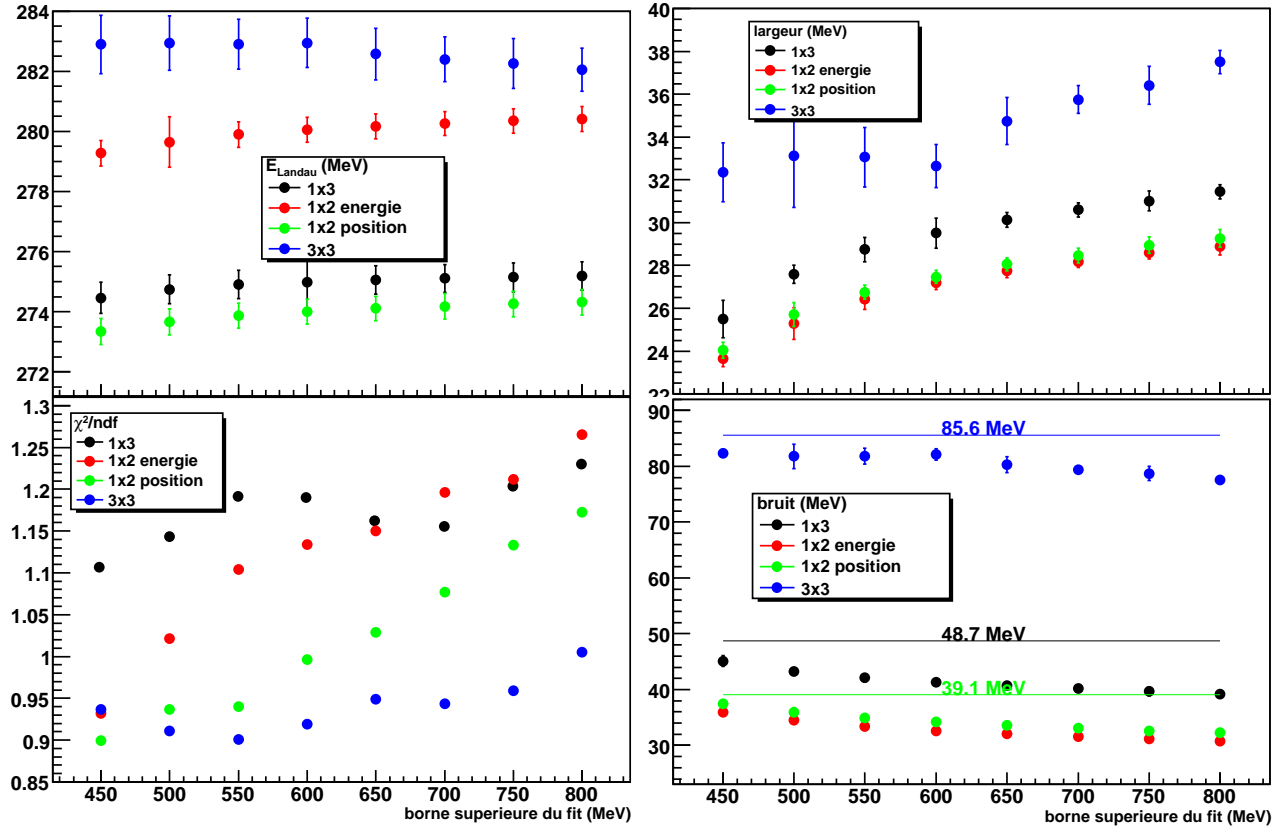


FIG. 3.16 – Variation des paramètres du fit en fonction de la borne supérieure utilisée. Pour le 4^{ème} paramètre (bruit), les valeurs attendues sont représentées par des traits horizontaux.

Landau dépasse toutefois 20 MeV, ce qui est compatible avec des muons monocinétiques de haute énergie (~ 245 GeV). Ce point sera détaillé ultérieurement au chapitre 5.

Comme expliqué précédemment, la détermination de la phase itérativement pour des petits signaux peut engendrer des erreurs de plusieurs ns. La figure 3.17 montre qu'un biais sur la phase de 5 ns introduit une erreur maximale de 1% sur la position de la Landau pour des μ .

3.3.3.3 Conclusions

Avec une reconstruction du signal utilisant 5 échantillons, il est possible d'extraire le pic de la Landau pour des muons projectifs avec un $S/N \sim 7$ dans le compartiment milieu. L'utilisation de *clusters* plus grand dans le milieu détériore ce rapport. Le rapport S/N dans le compartiment avant reste faible. Pour ces raisons, au chapitre 4, un effort particulier sera mis pour améliorer la reconstruction du signal. Un ajustement en temps au niveau de quelques ns peut être obtenu avec les muons.

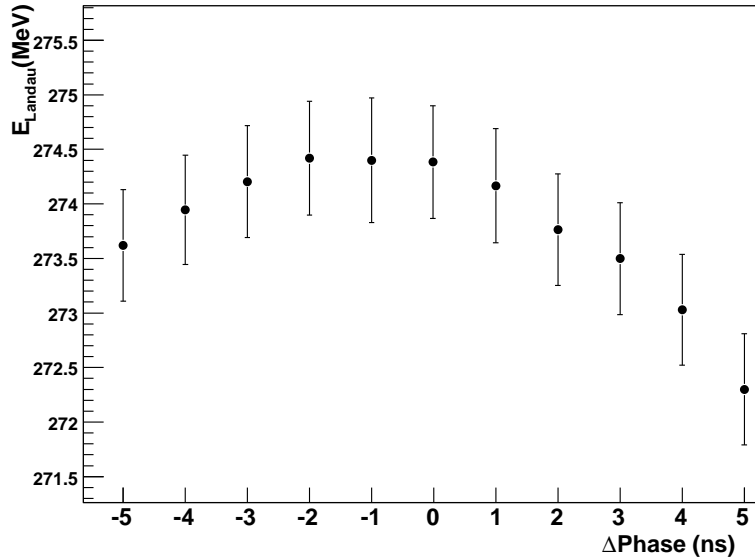


FIG. 3.17 – Impact qu’un biais systématique dans le choix de la phase engendre sur la valeur de E_{Landau} .

3.4 Mise en service du calorimètre central

Les calorimètres tonneaux (tuiles et EM) ont été descendus dans la caverne d’ATLAS et se trouvaient dans leur position définitive dès octobre 2005. Une fois équipés des services, le refroidissement du cryostat a démarré et le remplissage du calorimètre EM par de l’argon liquide était terminé à l’été 2006. À partir de cette période, de nombreuses mesures ont été effectuées pour valider son fonctionnement. Deux étapes critiques dans le fonctionnement du calorimètre ont eu lieu préalablement à toute prise de données : la mise sous tension du calorimètre et la mise en service de l’électronique de lecture. Un certain nombre de difficultés ont été rencontrées lors de ces deux phases et seul l’état actuel est résumé.

3.4.1 Température et pureté de l’argon

Le cryostat et le calorimètre sont équipés de plusieurs centaines de sondes permettant de mesurer la température de l’argon avec une précision de l’ordre de 10 mK. Ce dispositif détecte d’éventuelles instabilités dans le temps ou un éventuel gradient statique qu’il faudrait corriger (e.g. différence de température haut-bas). La figure 3.18 présente la stabilité de la température moyennée sur les sondes du calorimètre central sur une durée de 5 mois en 2008. L’amplitude totale des variations est inférieure à 150 mK et les sauts sont attribués à des sauts dans la régulation du système cryogénique. À l’intérieur d’une période sans saut de régulation, la dispersion de la température est inférieure à 10 mK.

Chacun des cryostats est équipé d’un détecteur de pureté d’argon. Les mesures les plus récentes indiquent une contamination en O_2 inférieure à 0.25 ppm, donc totalement négligeable (voir la section 3.2.2.1).

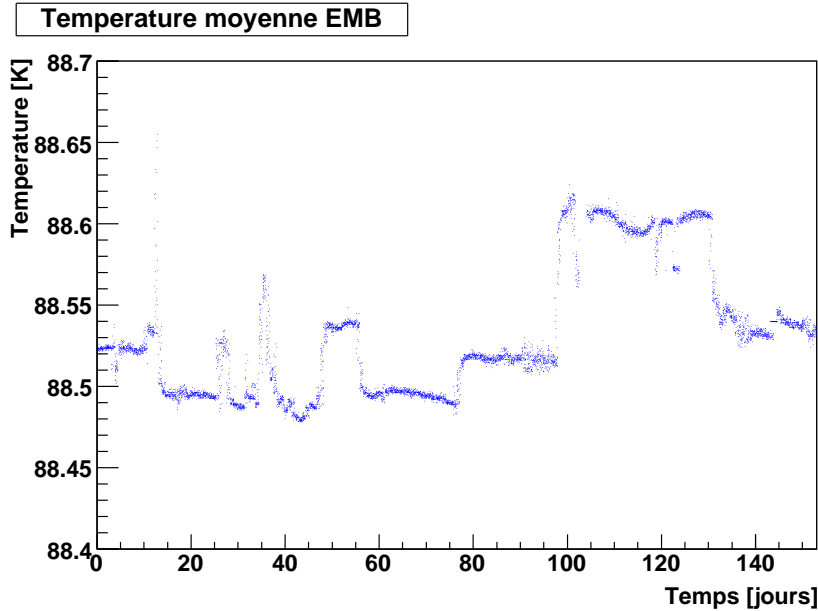


FIG. 3.18 – Température de l’argon liquide mesurée sur une période de 5 mois entre le 1^{er} mars et le 31 juillet 2008 pour le cryostat central.

3.4.2 Haute tension

Le calorimètre central a été mis sous tension en juin 2006. Une voie haute tension délivre la même valeur à 32 électrodes ($\Delta\phi=0.2$) uniquement sur une face (pour assurer une redondance si une ligne est défectueuse) et pour une région de $\Delta\eta=0.2$.

Dans certaines régions, des courts-circuits ont été identifiés et sur d’autres, la valeur nominale de 2000 V n’a pu être atteinte. Dans quelques cas, le court-circuit a pu être soigné par une procédure de brûlage qui consiste à le soumettre à un fort et bref courant pour l’éliminer [37]. Pour les canaux restants, la solution consiste à appliquer une haute tension tout en acceptant que du courant débité soit présent. En particulier, il a été vérifié que ce courant débité est stable, n’engendre aucun bruit particulier et des signaux de cosmiques ont été observés dans ces régions.

La figure 3.19 présente la carte HT du calorimètre central. Toutes les régions sont alimentées. Pour les régions où la valeur est non-nominale, une perte du rapport S/N est observée mais l’énergie est bien mesurée en corrigeant avec la courbe 3.7.

3.4.3 Performances de l’électronique

L’installation de l’électronique de lecture a été confrontée à plusieurs problèmes, le plus critique ayant été la disponibilité des sources basse tension (LVPS) alimentant les cartes. Leur conception a dû être révisée afin d’améliorer leur robustesse.

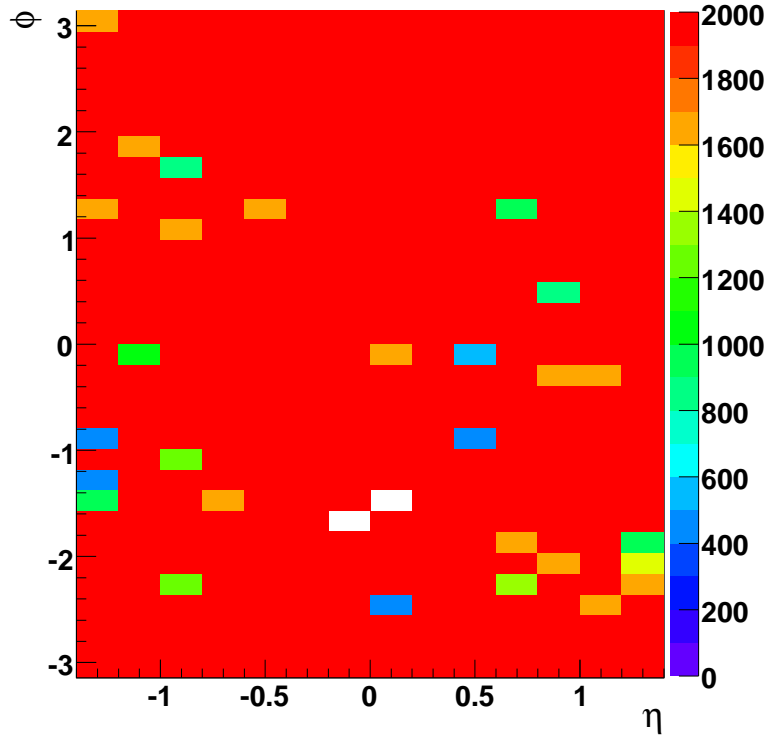


FIG. 3.19 – Valeur de la haute tension appliquée sur le second côté de l'électrode, le premier étant maintenu à 2000 V. Les régions en blanc ont 1600 V sur chacune des faces de l'électrode.

3.4.3.1 Bruit

Le bruit a été mesuré pour l'ensemble des cellules, la figure 3.20 présentant les valeurs pour chacun des compartiments en fonction de η . À ce jour, sur les 100 000 cellules, seules 2% présentent un bruit supérieur à ce qui est attendu comme résumé dans le tableau 3.2. Les piédestaux sont stables à mieux que 0.1 coups, c'est-à-dire 10^{-4} .

Afin d'obtenir ces résultats, de nombreuses études et campagnes de mesures ont été nécessaires pour réduire le bruit cohérent ou le taux d'événements très bruyants. Tout signal entrant dans le cryostat (câbles température, cryogénie, pureté, HT) est susceptible d'engendrer un bruit important d'autant plus que le signal dans l'argon est faible. Plusieurs outils ont été développés pour analyser hors ligne divers aspects du bruit (LArDigitNoiseMonTool). Celui dédié au bruit cohérent calcule la corrélation entre canaux d'une même FEB pour des fenêtres de tailles variables. La figure 3.21 montre le bruit cohérent intégré sur les $N=128$ canaux d'une carte, la dernière valeur correspondant à la quantité :

$$R_N \equiv \frac{(\text{bruit total})_N}{(\text{bruit incohérent})_N} = \frac{\sigma[D_N]}{\sqrt{\sum_{n=0}^N \sigma^2[d_n]}} \quad (3.28)$$

où D_N est la somme en coups ADC des signaux d_n du groupe de N canaux. Le rapport du

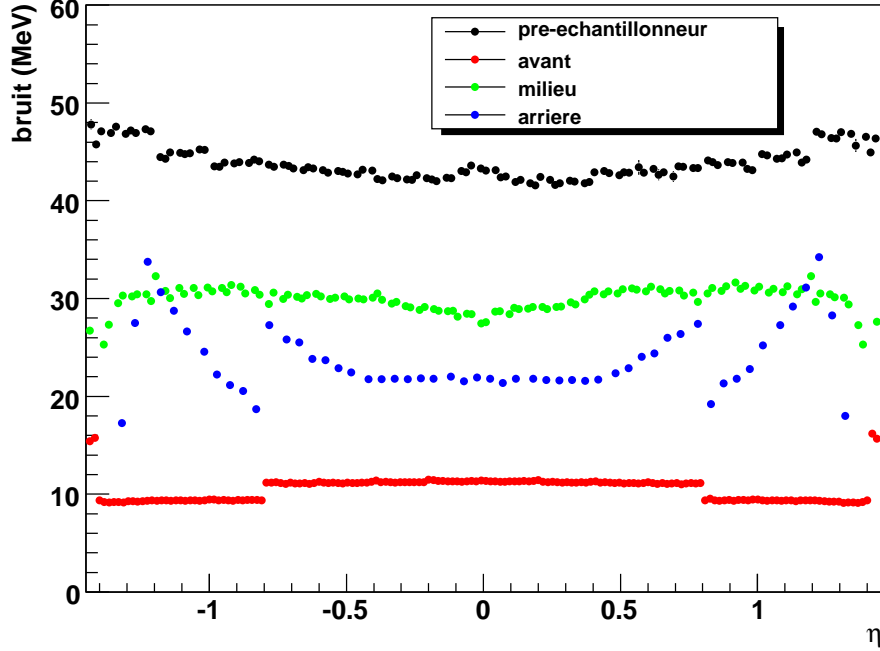


FIG. 3.20 – Bruit en fonction de η pour chacun des compartiments avec cinq échantillons reconstruit avec la méthode de filtre optimal. Les valeurs du pré-échantillonneur incluent déjà un facteur correctif global (de l'ordre de 4) pour tenir compte de l'énergie perdue avant le calorimètre.

bruit cohérent σ_c sur le bruit incohérent σ_i s'obtient à partir de R_N par

$$\left(\frac{\sigma_c}{\sigma_i}\right)_N = \sqrt{\frac{R_N^2 - 1}{N}} \quad (3.29)$$

Comme exemple d'utilisation de cet outil, les valeurs obtenues lors de 5 *runs* pris en décembre 2007 sont résumées dans la figure 3.21 (droite). L'objectif alors était de tester diverses solutions au problème de bruit cohérent qui sévissait principalement dans le pré-échantillonneur (PS) de quatre *feedthroughs*. Il s'est avéré après investigation que ce bruit électromagnétique était capté dans la caverne sur les câbles HT et injecté dans le calorimètre malgré la présence de cartes filtre qui sont censées l'atténuer fortement. La figure 3.21 montre que ce filtre ne réduit que d'un facteur 2 ce bruit, ce qui est insuffisant quand on compare à la mesure où aucun câble HT n'est branché. Les deux autres mesures consistent soit à améliorer la masse, soit à ajouter un filtre supplémentaire. La solution finale a consisté à modifier les connections de masse à l'intérieur de la carte filtre HT pour résoudre ce problème. Sur l'ensemble du calorimètre, le bruit cohérent par cellule est inférieur à 5%. Il peut être intéressant dans ces conditions de calculer l'impact du bruit cohérent sur le bruit total pour un *cluster* 3×7 d'électron ou photon. À $\eta=0.3$ par exemple, la contribution du bruit cohérent au bruit total est donc de l'ordre de 10% (une valeur de bruit de 42/11/29/22 MeV par cellule est prise pour les 6/48/21/14 cellules

des compartiments PS/F/M/B respectivement) :

$$\left[\frac{\text{bruit cohérent}}{\text{bruit incohérent}} \right]_{3 \times 7} = \sqrt{\frac{\sum_{j=0}^4 [N^2 \sigma_c^2]_j}{\sum_{j=0}^4 [N \sigma_i^2]_j}} = \frac{25 \text{ MeV}}{214 \text{ MeV}} = 11.7\% \quad (3.30)$$

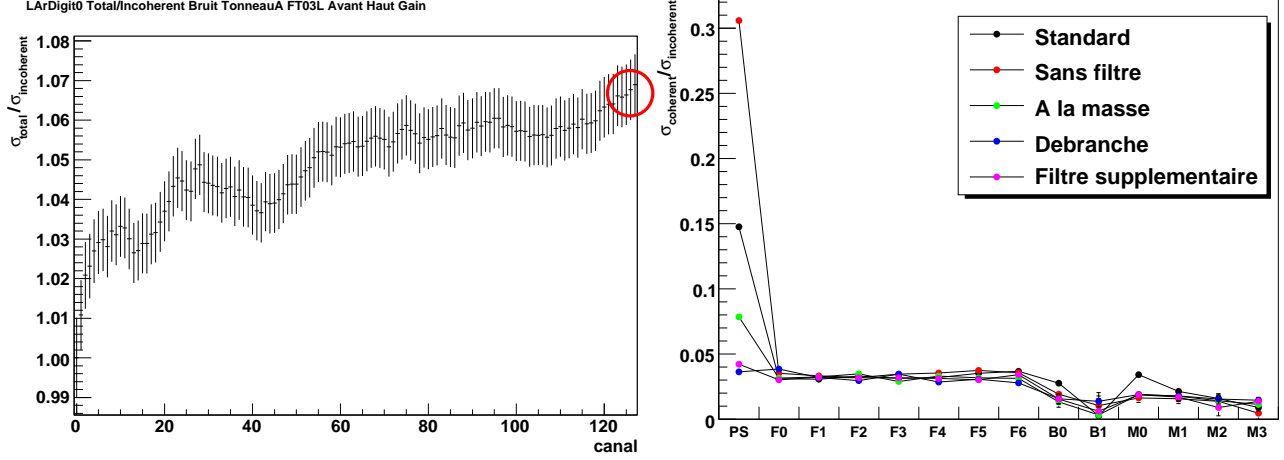


FIG. 3.21 – Le rapport du bruit total sur le bruit incohérent est intégré sur tous les canaux d’une carte *front-end* (gauche), la dernière valeur encadrée en rouge correspondant au bruit cohérent sur la FEB. Les mesures de la fraction de bruit cohérent sont montrées pour un *feedthrough* entier selon 5 configurations de prise de données expliquées dans le texte.

catégorie	EMB-A		EMB-C	
	#	(%)	#	(%)
mort	11	(0.020)	6	(0.011)
courts-circuit	2	(0.004)	2	(0.004)
calibration morte	15	(0.027)	87	(0.160)
signal distordu	45	(0.082)	17	(0.031)
bryant	12	(0.022)	92	(0.172)

TAB. 3.2 – Tableau récapitulatif des voies problématiques pour chaque demi-tonneau (54784 voies/tonneau) du calorimètre électromagnétique au démarrage du LHC (en date du 12 juillet 2008). Les canaux morts le sont du point de vue de la calibration et pas nécessairement pour la physique. Les voies sont définies comme bryantes lorsque leur bruit dépasse de plus de 5σ la moyenne des cellules du même η .

3.4.3.2 Calibration

Outre les prises de données des piédestaux, des *runs* appelés rampes permettent de calculer le gain électronique ($\mu A/DAC$) et la linéarité de chaque canal. La figure 3.22 montre à titre

d'exemple la non-linéarité intégrale des cellules du compartiment milieu du calorimètre central dans le haut gain : celle-ci est inférieure à 2‰. La stabilité du gain électronique a été mesurée à $\lesssim 0.2\%$, les variations pouvant être attribuées à celles de la température de refroidissement de l'électronique.

Finalement, des runs où l'on fait varier le temps d'échantillonnage du signal permettent de reconstruire la forme du signal de calibration avec un pas de 1 ns (voir 3.8). Ces prises de données se sont avérées extrêmement utiles pour détecter des filtres CR – RC² dont les constantes de temps étaient instables. L'ensemble des FEB a été retiré du calorimètre et les cartes réparées pour soigner ce problème.

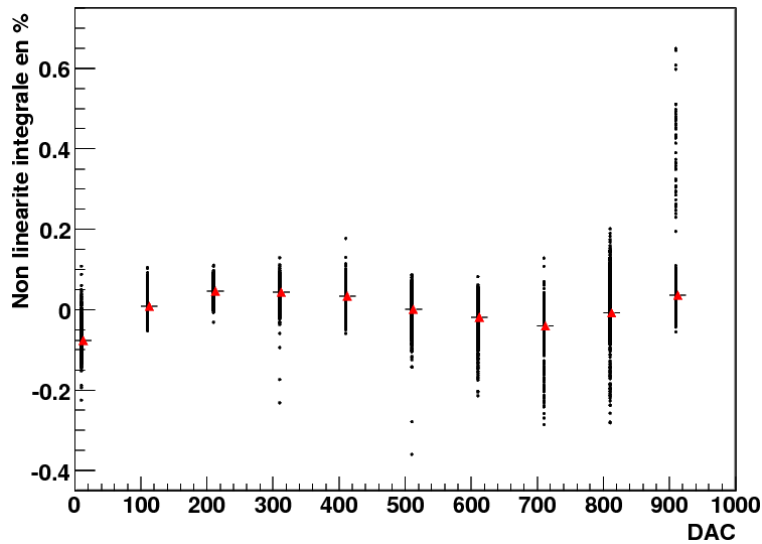


FIG. 3.22 – Pour le compartiment milieu du calorimètre central, non-linéarité intégrale (i.e. normalisée par l'amplitude maximale) par rapport à un ajustement linéaire.

Chapitre 4

Étude des données cosmiques

Dans le chapitre précédent, les prises de données de piédestaux et calibration ont permis de valider les performances de la chaîne électronique. Bien qu'aucune région haute tension soit à priori défectueuse, il est cependant intéressant avant le LHC d'observer des signaux d'ionisation. Les seules particules disponibles sont les rayons cosmiques. Les tests en faisceaux ont démontré qu'un rapport signal/bruit de l'ordre de 7 peut être obtenu pour des muons dans le compartiment milieu. Partant de ce résultat, avec seulement les calorimètres centraux électromagnétiques et hadroniques, il a été décidé de faire dès 2006 des prises de données cosmiques. Dans la première section, les avantages et inconvénients de l'utilisation de ces particules sont passés en revue. Des études de simulations Monte-Carlo ont permis de définir le système de déclenchement et d'estimer les performances attendues. Après une brève description de la prise de données utilisée dans cette thèse, certains outils et améliorations pour la détection des muons sont exposés. Finalement, une analyse conduit à la vérification de l'échelle d'énergie et de l'uniformité du calorimètre.

4.1 Utilisation des cosmiques

La prise de données de particules cosmiques dès 2006 a demandé d'importants efforts (détecteurs, électronique, acquisition, ...). Dans cette section sont exposés les avantages mais aussi les inconvénients d'une telle démarche.

4.1.1 Avantages

Outre le fait d'être les seules particules disponibles pour observer un signal d'ionisation et donc de détecter des cellules mortes pour la physique, plusieurs autres aspects ont motivé leur utilisation :

- **Mécanisme de dépôt d'énergie connu :** Les mécanismes avec lesquels un muon perd son énergie restent moins complexes que dans le cas des électrons (voir section 3.1.2). Ceci permet

d'effectuer une vérification de l'échelle d'énergie à quelques % puisque les différents modèles diffèrent au plus par 5%. Les résultats obtenus à cette échelle d'énergie ne pourront néanmoins pas être extrapolés automatiquement à l'énergie des électrons du LHC qui se situe à des ordres de grandeurs au-delà, notamment en raison des incertitudes sur la modélisation du rapport e/μ .

- **Dépôts catastrophiques** : Certains muons peuvent parfois déposer davantage d'énergie en émettant un photon *bremsstrahlung* par exemple. Ces événements rares auront plusieurs applications dont notamment la vérification de la forme du signal ou la mesure du temps de dérive [33].

- **Étude d'uniformité** : Pour la majorité des événements, les cosmiques sont composés d'un muon essentiellement proche du minimum d'ionisation. La valeur la plus probable de la Landau est alors proportionnelle à la quantité d'argon traversée. En accumulant des événements sur tout l'intervalle de pseudo-rapacité du calorimètre, il est en principe possible de vérifier l'uniformité au niveau de la cellule individuelle. Cette mesure sera sensible à la taille du *gap* d'argon, à la qualité de la calibration et reconstruction du signal ainsi que finalement à des variations de la haute tension^a. À priori, une telle étude pourra être menée uniquement avec le compartiment milieu où le rapport $S/N \sim 7$.

- **Intercalibration en temps** : La résolution en temps moyenne pour des muons, de l'ordre de 6 ns, permet d'effectuer des synchronisations entre différentes parties du calorimètre ou avec d'autres détecteurs. L'accumulation d'une centaine de muons par cellule doit permettre une intercalibration au niveau de la nanoseconde.

4.1.2 Difficultés de l'utilisation des cosmiques

Bien qu'ayant été utilisés et révélés très utiles lors des tests en faisceaux, l'utilisation des dépôts de muons présente certaines difficultés, d'autant plus qu'ils sont issus de cosmiques :

- **Faibles statistiques** : Quoique le flux de rayons cosmiques soit connu et relativement élevé à la surface, les ~ 70 m de roche au dessus du détecteur ATLAS en arrêtent une large fraction. La statistique attendue pour quelques mois de prise de données a été estimée à l'aide de simulations.

- **Déclenchements** : En 2006 et 2007, le système de déclenchements d'ATLAS pour les muons (RPC) n'était pas disponible. Dans le calorimètre électromagnétique, la faiblesse du signal ne permet pas un système de déclenchement efficace. En revanche, dans le calorimètre hadronique à tuiles, le rapport signal/bruit est suffisant en principe, ce qui a justifié l'élaboration d'une électronique dédiée (le système de déclenchement L1 du calorimètre n'a été opérationnel qu'à

^aDans le cas d'électrons, l'épaisseur des absorbeurs en Pb (c'est-à-dire la fraction d'échantillonnage) et la matière devant le calorimètre contribuent aussi à l'uniformité.

partir du printemps 2008). L'utilisation de la partie centrale du calorimètre tuiles uniquement limite l'étude de l'uniformité du calorimètre électromagnétique à $|\eta| < 0.8$.

- **Faibles signaux et événements non-projectifs :** Comme dit précédemment, les muons sont détectables dans le compartiment milieu avec un rapport $S/N \sim 7$ en répartissant leur énergie sur deux cellules en ϕ s'ils sont projectifs. Les muons issus de cosmiques n'ont aucune raison de passer par le point d'interaction du LHC et donc leur non-projectivité va rendre plus difficile leur détection. Un optimum entre le nombre de cellules à sommer (perte de S/N) et les critères de projectivité (statistique) devra être déterminé. Toute amélioration possible du rapport S/N ne pourra que faciliter cette optimisation.

- **Événements asynchrones :** Le temps de passage d'un cosmique n'est pas synchrone avec l'horloge 40 MHz contrairement au LHC. Dans les tests en faisceaux où les conditions sont similaires, ce temps était donné par des scintillateurs avec une précision de 300 ps, permettant de déterminer la phase pour le filtre optimal. Cette dernière doit donc être déterminée par le signal, lui-même très faible, ou en utilisant une information du calorimètre à tuiles.

4.2 Simulations Monte-Carlo

Plusieurs études de simulations sont nécessaires pour définir le système de déclenchement, estimer les taux d'événements et les performances d'uniformité attendues.

4.2.1 Simulation du flux cosmique et du déclenchement

Le flux de particules cosmiques à la surface a été engendré suivant un modèle élaboré par l'expérience Aleph [38], en accord au niveau de quelques % avec les flux mesurés. Les muons sont générés à 10 m au dessus de la surface sur un quadrilatère de 300 m \times 300 m avec un $\cos \theta > 0.35$ et un flux de 1.9061×10^7 muons/sec. Une coupure à 5 GeV est requise de sorte que les muons puissent atteindre le calorimètre et provoquer un déclenchement. Ces muons sont propagés jusqu'au détecteur avec une simulation GEANT3 qui décrit le béton en surface, la roche ainsi que la géométrie des deux puits d'accès comme décrit dans la figure 4.3. Deux lots d'événements dont les caractéristiques sont détaillés dans le tableau 4.1 ont été utilisés. Ils diffèrent essentiellement par leur fraction d'événements pseudo-projectifs.

Les tours des tuiles sont utilisées pour le déclenchement. Celles-ci combinent les cellules du même η de plusieurs couches comme dans la figure 4.1. Il est à noter que l'énergie déposée dans une cellule du dernier compartiment (D) est partagée également entre les deux tours qui la touchent. À titre d'exemple, la tour de déclenchement à $\eta=0.15$ combine les énergies $A2+BC2+\frac{1}{2}D1$. Avec cette configuration, le taux de déclenchements attendu est de 1.5 Hz pour un seuil de 1.5 GeV sur une tour en haut et en bas. L'émission de bremsstrahlung permet aussi d'avoir dans certains cas des dépôts d'énergie conséquents. Pour un seuil de déclenchement de 1.3 GeV, le taux d'événements attendu avec des cellules de l'électromagnétique au-delà de 2 GeV (resp. 8 GeV) est 35 mHz (5 mHz).

numéro	4935	4936
$E_\mu >$	5 GeV	5 GeV
$R_{xz} <$	\emptyset	70 m
$\Delta_{IP} <$	8 m	2.5 m
ϵ_{filtre}	$8.26 \cdot 10^{-5}$	$6.47 \cdot 10^{-6}$
# propagés	11 M	32 M
# 2 tours > 500 MeV	2.4 M	19.3 M
# déclenchements	0.2 M	1.5 M
# $\Delta_{IP} < 30$ cm	0.03 M	0.3 M
temps équivalent (jours)	0.73	9

TAB. 4.1 – Caractéristiques des lots simulés. R_{xz} correspond au rayon du cercle à la surface dans lequel sont engendrés les événements et Δ_{IP} est la distance de plus courte approche entre l’extrapolation de la trace et le centre du détecteur.

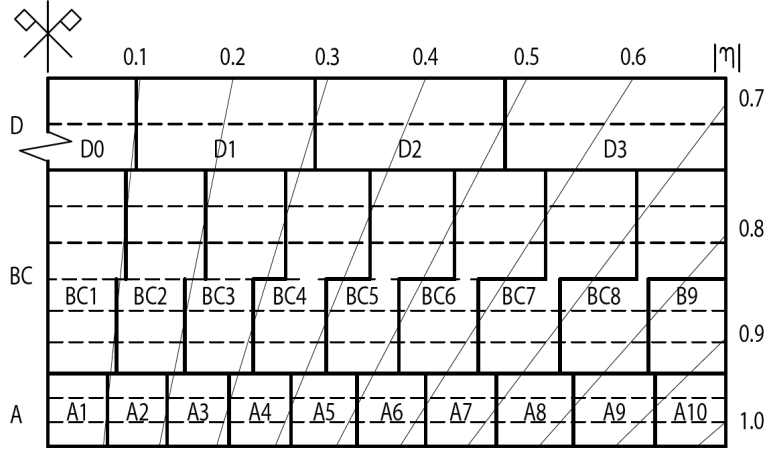


FIG. 4.1 – Géométrie des cellules des tuiles en fonction de $|\eta|$. Une tour de déclenchement somme les signaux longitudinalement.

4.2.1.1 Caractéristiques des événements déclenchés

La figure 4.2 présente la distribution en $\cos\theta$ et en énergie des événements déclenchés. Les muons sont principalement issus d’événements à $\cos\theta = 1$ et le spectre en énergie révèle deux seuils dus aux puits d’accès. En effet, dans 55% des cas, les muons conservés sont passés par les puits d’accès (figure 4.3) et ont donc perdu peu (moins) d’énergie sur leur chemin depuis la surface que ceux n’ayant traversé que de la roche. Compte tenu de sa taille, le grand puits laisse passer 2.5 fois plus d’événements, d’autant plus qu’il est moins loin en z du détecteur. Bien que des muons puissent au premier ordre être considérés comme des *mips*, il est intéressant de connaître leur énergie à l’entrée du détecteur. Cette information n’ayant pas été sauvegardée lors de la simulation, il a fallu l’estimer. La figure 4.4 présente la distribution de l’énergie à la surface en fonction de la distance parcourue dans la matière en assumant une trajectoire rectiligne.

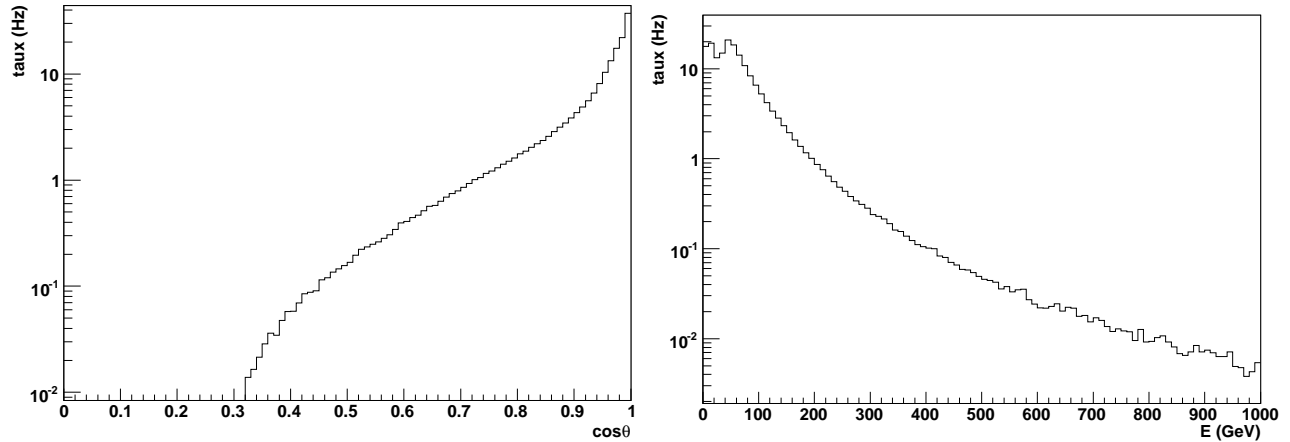


FIG. 4.2 – Distribution angulaire et spectre en énergie en surface des muons déclenchés.

Deux populations peuvent clairement être distinguées à $z > 0$ et $z < 0$: les événements qui ont dû traverser au minimum 62 m de roche^b et ceux qui sont en partie ou complètement passés par les puits d'accès. L'ensemble des muons qui ont satisfait le déclenchement est caractérisé en moyenne par :

$$E_{\mu}^{calo} \lesssim E_{\mu}^{surf} - \Delta \ell_{roc} \cdot \left[\frac{dE}{dx} \right]_{roc} \quad (4.1)$$

où le $\frac{dE}{dx}$ minimum dans le roc est estimé à 0.56 GeV/m. À partir de cette expression, il est possible d'estimer l'énergie maximale du muon. Ce spectre est présenté sur la figure 4.5 : comme attendu, la valeur moyenne de l'énergie des muons est plus faible du côté $z > 0$. ; cet effet entraînera une systématique sur la mesure d'uniformité si tous les événements sont combinés. L'estimation de l'énergie du muon à l'entrée du calorimètre a été testée en mesurant la position du pic de la Landau et sa largeur en fonction de cette énergie. Cette dépendance apparaît sur la figure 4.6, comparée à une simulation de muons mono-énergétiques montrant un accord satisfaisant. Dans le cas des données, l'information à la surface n'existant pas, ce spectre ne pourra être mesuré.

4.2.2 Mesure de l'uniformité vs η

L'un des buts principaux de l'étude des cosmiques est la mesure de l'uniformité vs η . La position de la Landau est proportionnelle à la quantité d'argon traversée telle que présentée sur la figure 4.7 pour les compartiments avant et milieu en fonction de η . Le comportement de ces courbes est complètement expliqué par le dessin des électrodes avec la volonté d'avoir un nombre constant de longueurs de radiations à la fin de chaque compartiment tenant compte de la matière devant. Par conséquent, le signal déposé selon η par des muons n'est pas attendu plat, ce qui est confirmé par la figure 4.8 où le pic de la Landau est présenté en fonction de η pour des muons de 245 GeV. Pour extraire l'uniformité, il faudra donc corriger cet effet.

^bLes puits d'accès font 68.56 m de profondeur auxquels sont amputés quelques mètres à la base en raison de la voûte d'ATLAS.

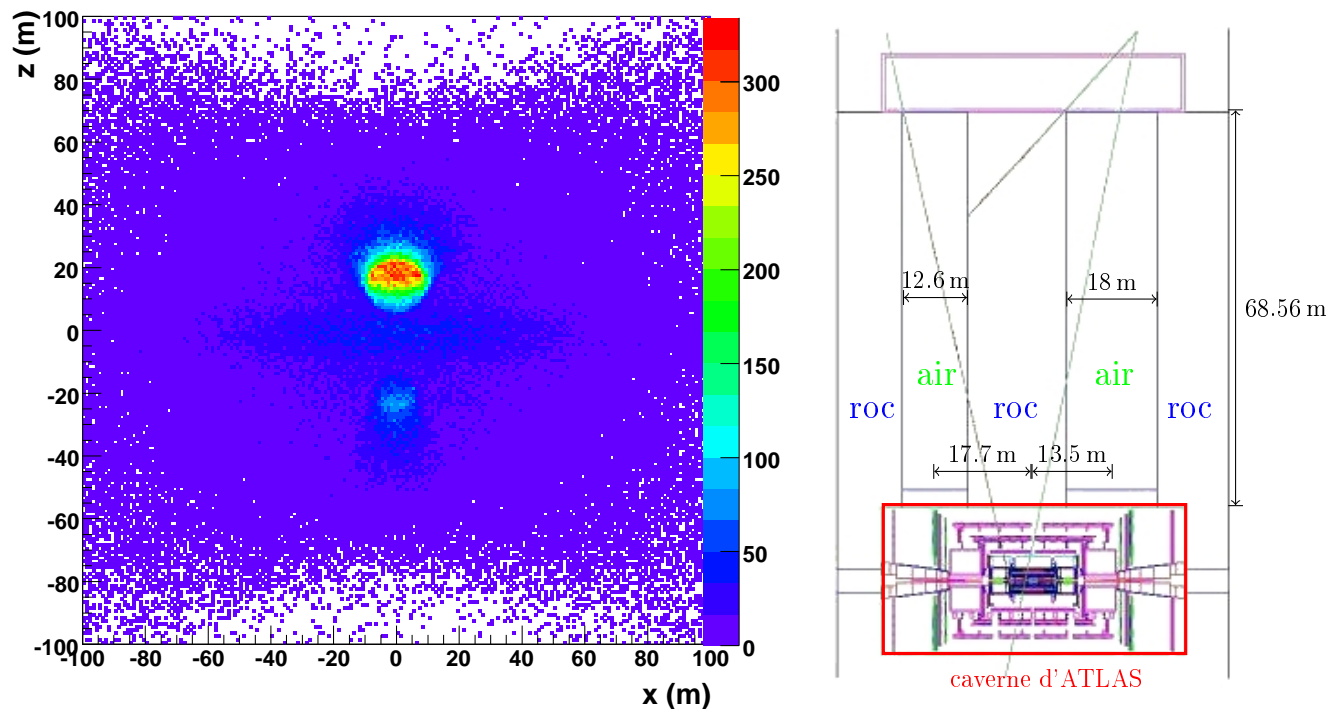


FIG. 4.3 – À gauche, la position dans le plan x - z à la surface des muons du lot moins projectif (4935) qui ont provoqué un déclenchement montre bien l'importance qu'ont les puits d'accès. Le schéma de droite décrit l'asymétrie entre les deux puits du point de vue de la taille et de la position.

En particulier, si les acceptances suivant $z > 0$ et $z < 0$ ne sont pas identiques, les spectres en énergie des muons sont différents, ce qui peut engendrer un biais. L'uniformité selon η est présentée à la figure 4.8 suivant l'origine du muon à la surface : pour $0.1 < \eta < 0.5$, le biais est de l'ordre de 5 MeV, soit 2%.

La figure 4.9 présente finalement la précision statistique que l'on peut obtenir (de l'ordre de 2%) jusqu'à $\eta = 0.8$ pour neuf jours continus de prise de données. La structure fine observée est due à une distribution du nombre d'événements en fonction de η fortement non-homogène, expliquée par la granularité des tours de déclenchement des tuiles.

4.3 Prise de données

Les données de l'analyse proviennent de deux périodes pour lesquelles la couverture à la fois du déclenchement (voir fig.4.10) et de la lecture du calorimètre EM (voir tableau 4.2) sont très différentes :

- En août 2006, seul un module du calorimètre électromagnétique est utilisable. Cette période de prise de données a permis de détecter les premiers signaux à 2000 V et de préparer les algorithmes.

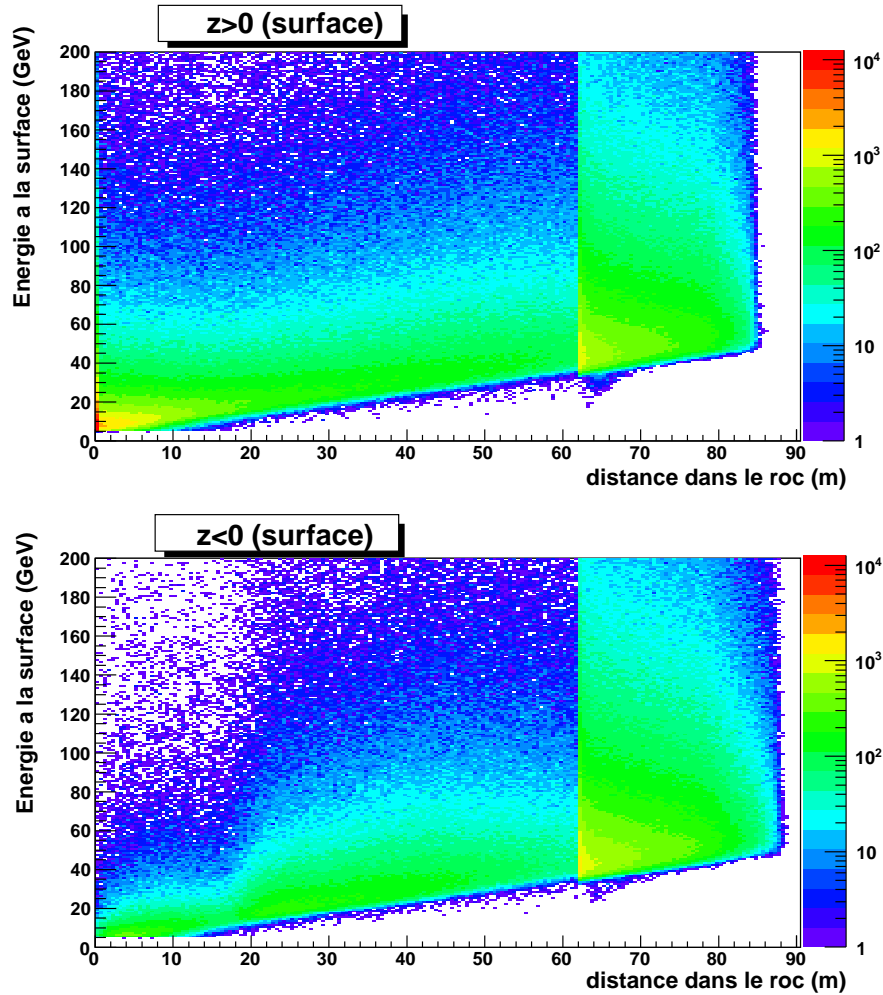


FIG. 4.4 – L'énergie du muon généré à la surface en fonction de la distance qu'il a parcouru dans le roc pour se rendre jusqu'au détecteur et provoquer un déclenchement.

- En octobre 2006, une série de prises de données effectuées sur 4 modules et une HT de 1600 V contient l'essentiel de la statistique utilisée pour l'analyse.
- En 2007, huit modules ont pu être utilisés. Le déclenchement fait une coïncidence entre un signal haut et bas sans demander que cela soit projectif : par exemple, un muon traversant LBC haut et bas est accepté.

Les cartes de déclenchement utilisent le signal du bas gain du photomultiplicateur et ne sont donc pas optimales pour le déclenchement des petits signaux^c. Pour cette raison, les seuils sont au minimum de 1.5 à 2 GeV. La coïncidence haut-bas réduit très fortement le taux de faux déclenchements.

Un exemple typique de signaux de grande amplitude pour l'électromagnétique est présenté sur la figure 4.11. En particulier, le signal à 600 V a été obtenu dans une région où un courant débité est présent en permanence (court-circuit).

^cLes tours de trigger LVL1 sont conçues sur des grands signaux provenant de jets.

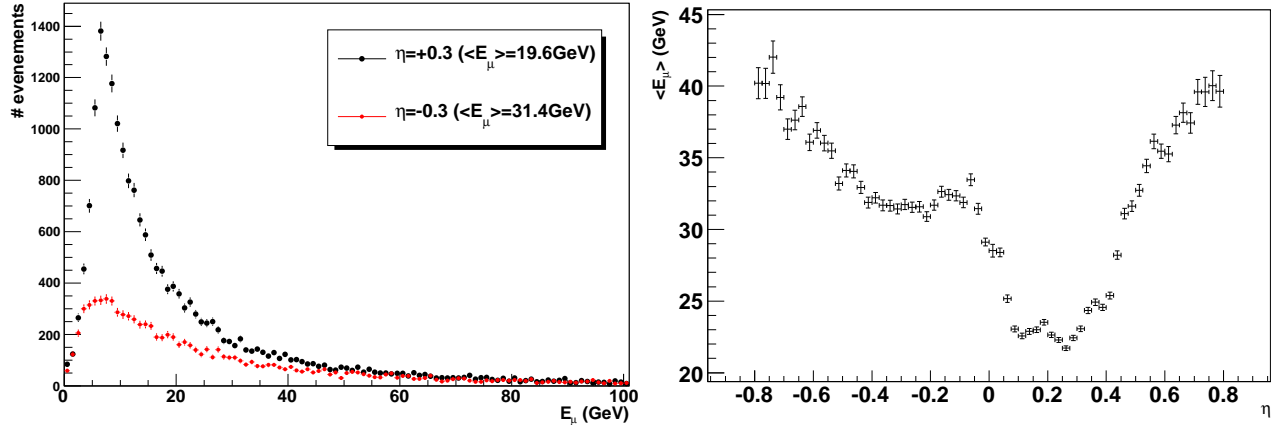


FIG. 4.5 – Spectre des muons suivant leur origine à l’entrée du détecteur pour $|\eta|=0.3$ (gauche) et la valeur moyenne selon η (droite).

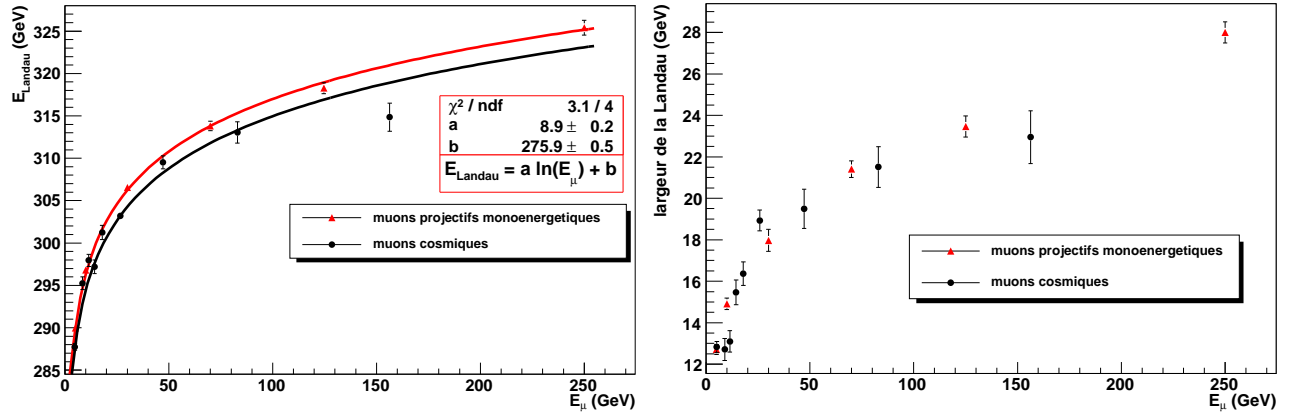


FIG. 4.6 – Dépendance de la position du pic (gauche) et de la largeur (droite) de la Landau à $\eta = 0.4875$ en fonction de l’énergie du muon. Le même comportement logarithmique est vu chez des muons projectifs simulés ainsi qu’avec les muons cosmiques dont le spectre est déterminé avec la formule 4.1.

La figure 4.12 montre la distribution en $\eta - \phi$ des dépôts d’énergie supérieurs à $90 MeV$ dans les cellules du compartiment milieu enregistrés sur l’ensemble des périodes. Il a pu ainsi être vérifié que toutes les cellules de la FEB 11 du module M12 répondent parfaitement [39].

4.4 Détection des muons

Plusieurs outils ou améliorations ont été nécessaires pour l’étude des muons cosmiques et sont présentés dans cette section.

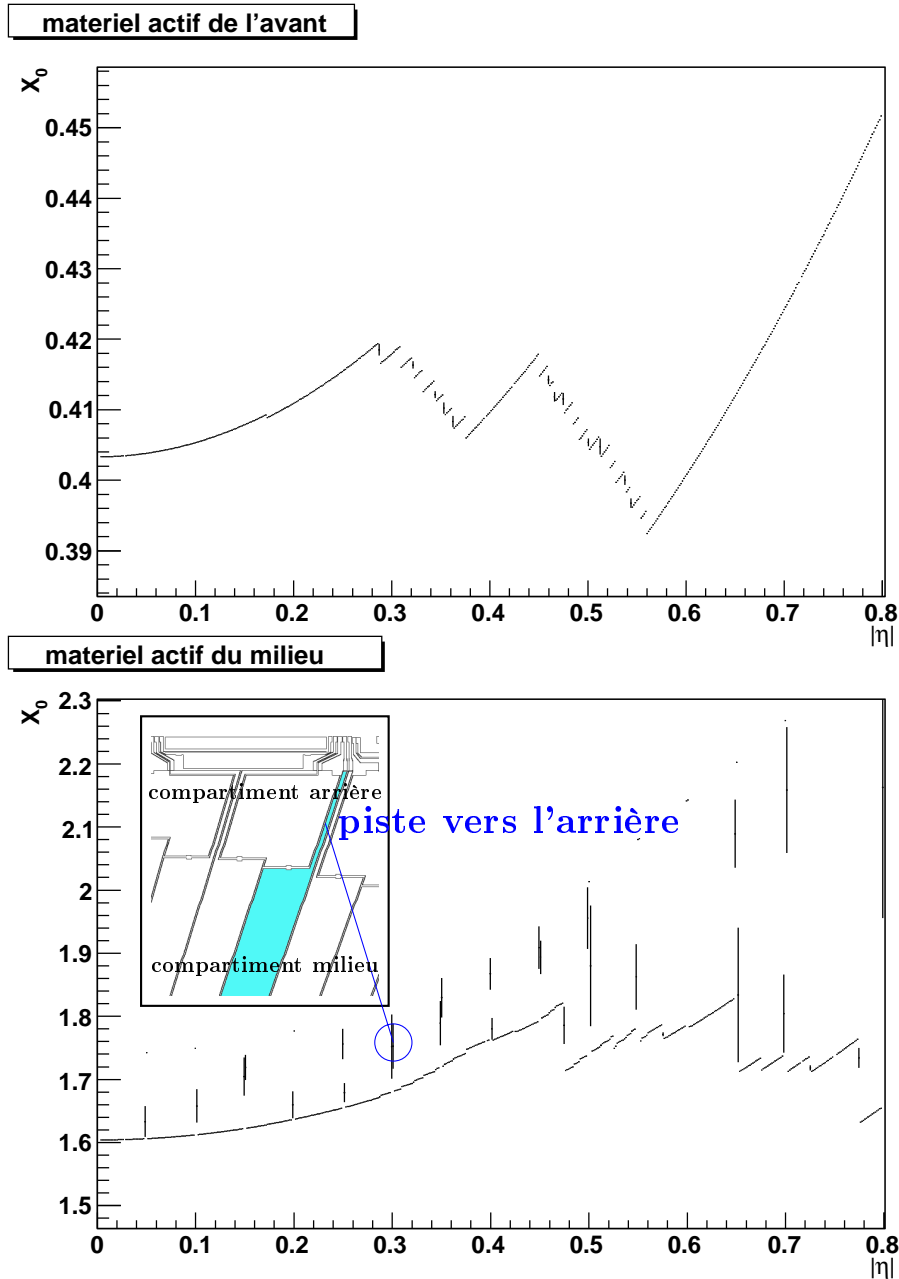


FIG. 4.7 – Distance traversée dans le milieu actif du calorimètre électromagnétique (argon liquide) par une particule (*geantino*) projective. Dans le compartiment avant (haut), les discontinuités sont expliquées par l'impossibilité de faire le changement de segmentation proche d'un coude de l'accordéon qui risquerait de casser les résistances HT. Dans le compartiment milieu (bas), les fines pistes amenant le signal vers l'arrière sont clairement visibles.

4.4.1 Amélioration du rapport signal sur bruit

Dans le chapitre précédent, il a été montré que le filtre optimal améliore le rapport S/N avec 5 échantillons même sans corrélation du bruit. La figure 3.6 montre qu'au-delà de 7 échantillons,

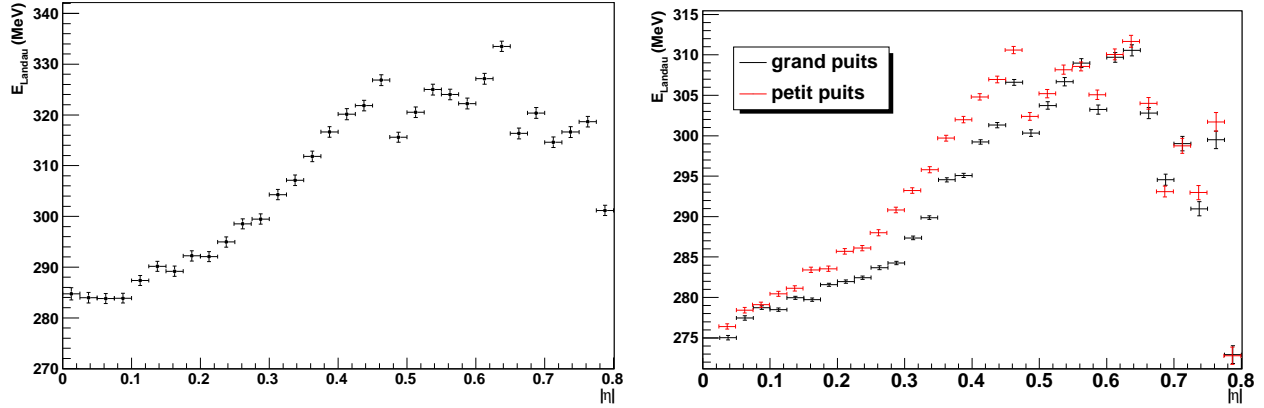


FIG. 4.8 – Variation de la position de la Landau en fonction de η pour des muons mono-énergétiques de 245 GeV partant de l’origine (gauche). Différence du pic de la Landau pour des muons cosmiques en fonction de η suivant leur origine : $z > 0$ (grand puits) et $z < 0$ (petit puits).

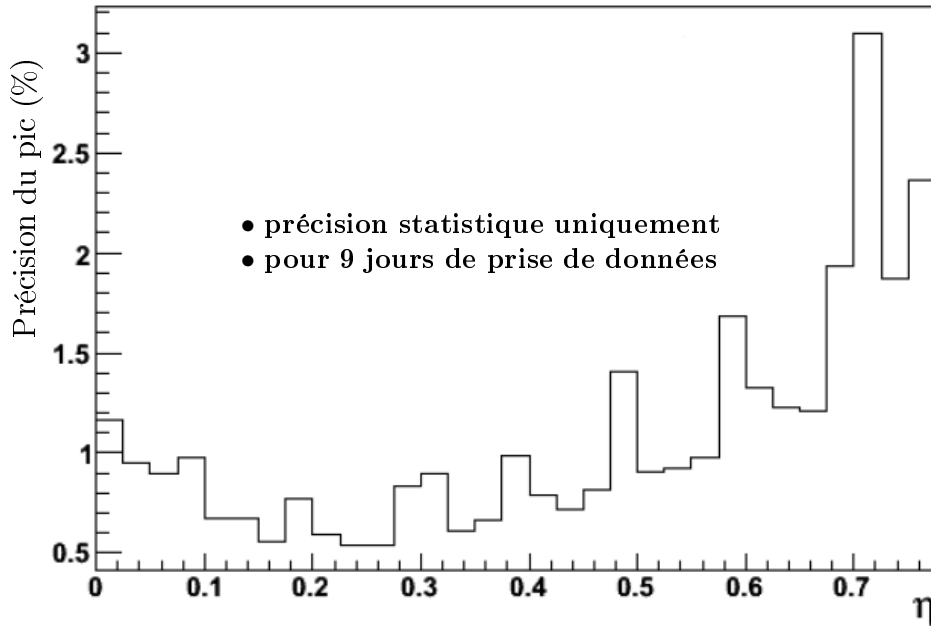


FIG. 4.9 – Précision statistique sur la position de la Landau en fonction de η pour une durée équivalente à 9 jours de cosmiques en continu.

la fonction d’autocorrélation devient nulle tandis que la partie négative du signal contient environ 20% de l’amplitude totale. Des coefficients ont été calculés pour chaque cellule avec un nombre d’échantillons variable entre 5 et 32 et le bruit a été déterminé (voir fig.4.13) :

- Dans le compartiment milieu, une réduction supplémentaire du bruit par un facteur 1.7 est obtenue avec 32 échantillons. La comparaison de la réduction avec et sans matrice d’autocorrélation démontre que la majorité de la réduction est due à une augmentation du signal, sauf entre 5 et 7 échantillons où la fonction d’autocorrélation contribue encore

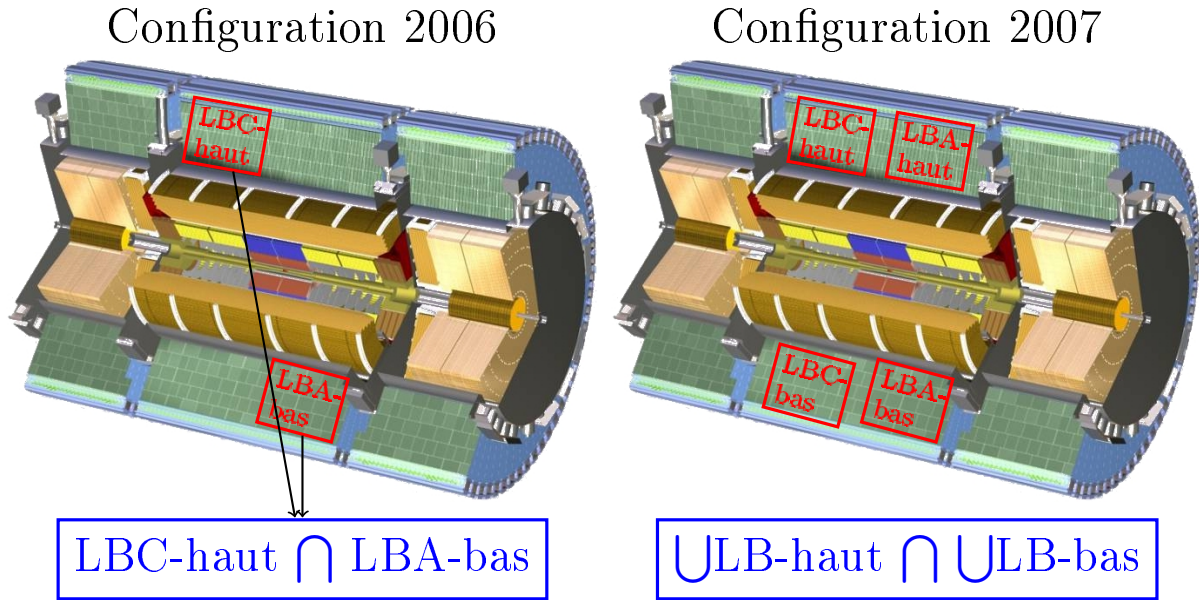


FIG. 4.10 – Couverture du déclenchement pour les runs étudiés de 2006 et 2007.

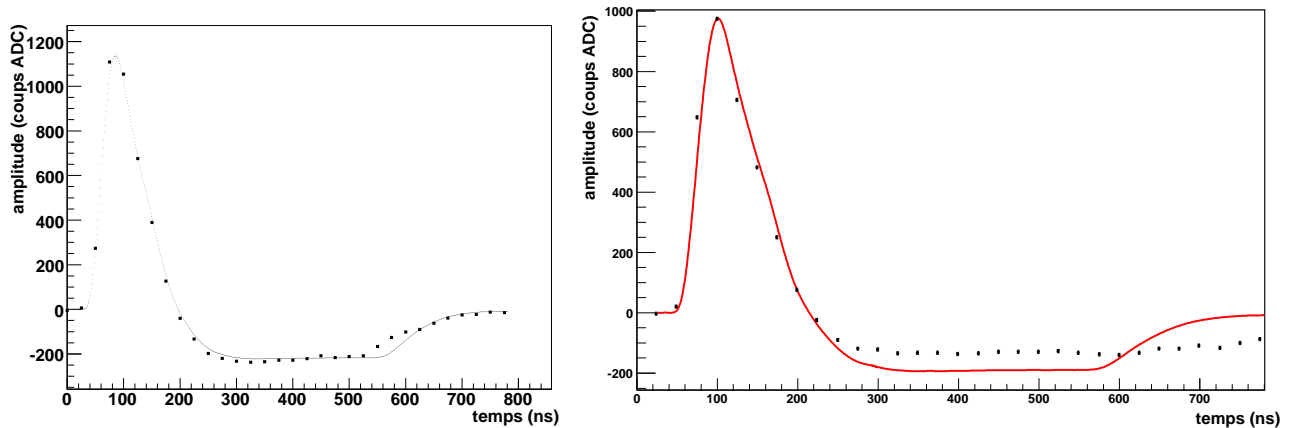


FIG. 4.11 – Exemple de signaux enregistrés dans des régions à 1600 V et 600 V respectivement. Dans le second cas, le signal est comparé à la prédiction pour 1600 V et le temps de dérive plus long est clairement visible.

un peu. Un rapport signal/bruit de 12 est ainsi obtenu dans le compartiment milieu, rendant leur identification non-équivoque.

- Les signaux dans le compartiment avant sont visibles avec un rapport S/N de 7, mais la non-projectivité des muons cosmiques ne facilite pas la mesure de l'uniformité pour ces étroites cellules. Elles peuvent cependant être utilisées pour détecter le passage du muon.

Date	# runs	modules LAr équipés	LAr HT (V)	Configuration des tuiles	# évts ($\times 10^3$)
08/2006	7810-7814	M12	2000	haut : LBC bas : LBA	13
10/2006	8035,8037, 8051,8055,8077	M11,M12, P4*,P5	1600	haut : LBC bas : LBA	~ 78
03/2007	1586,1938,4120 2060,2623	M3,M4,M5, M11,M12,P4*, P5,P11,P12	1600	haut : LBC+LBA bas : LBC+LBA	~ 50

TAB. 4.2 – Caractéristiques des trois différentes périodes de prise de données (* modules exclus des analyses).

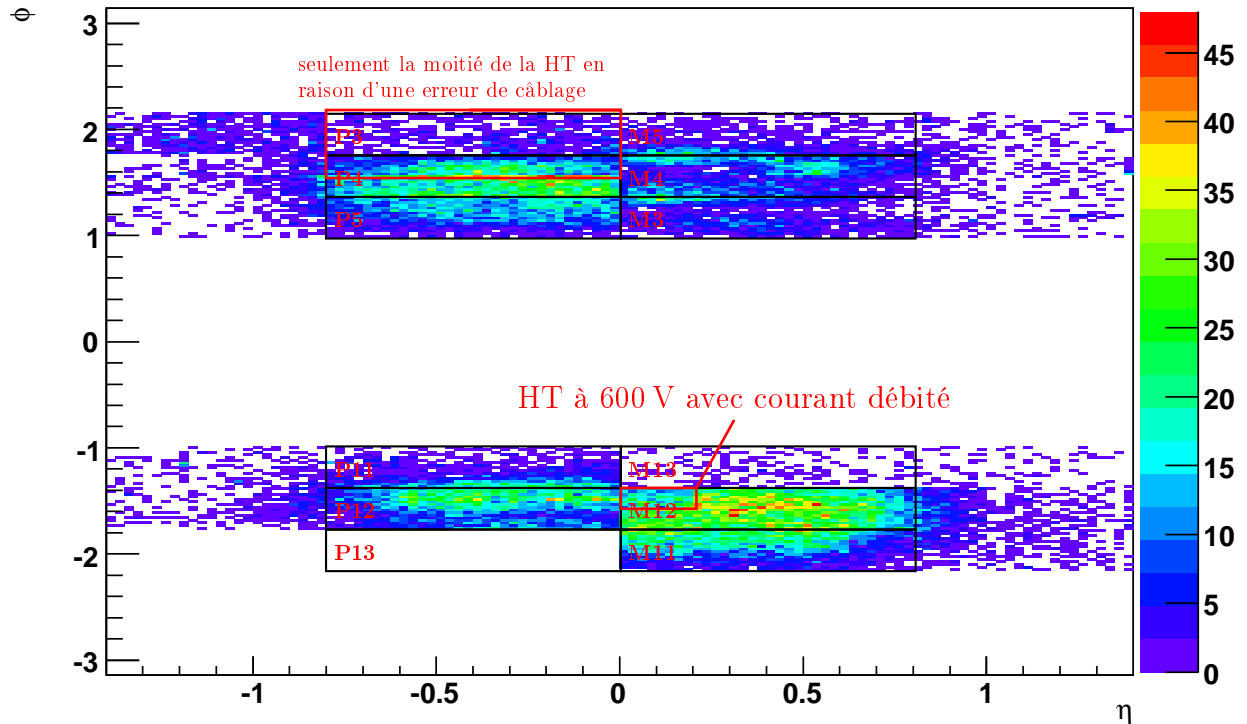


FIG. 4.12 – Carte $\eta - \phi$ du nombre d'événements cosmiques enregistrés.

4.4.2 Algorithme TileMuonFitter

L'algorithme TileMuonFitter [40] a été développé pour reconstruire la trajectoire des muons cosmiques et déterminer également le temps de passage dans le plan horizontal à $Y = 0$ (fig. 4.14). La direction est obtenue en ajustant une droite selon la position des cellules des Tuiles au-delà d'un seuil de 100 MeV. La fonction ajustée est en fait la somme des carrés des distances orthogonales entre la trace et le centre des cellules pondérée par l'énergie. En sortie, l'algorithme

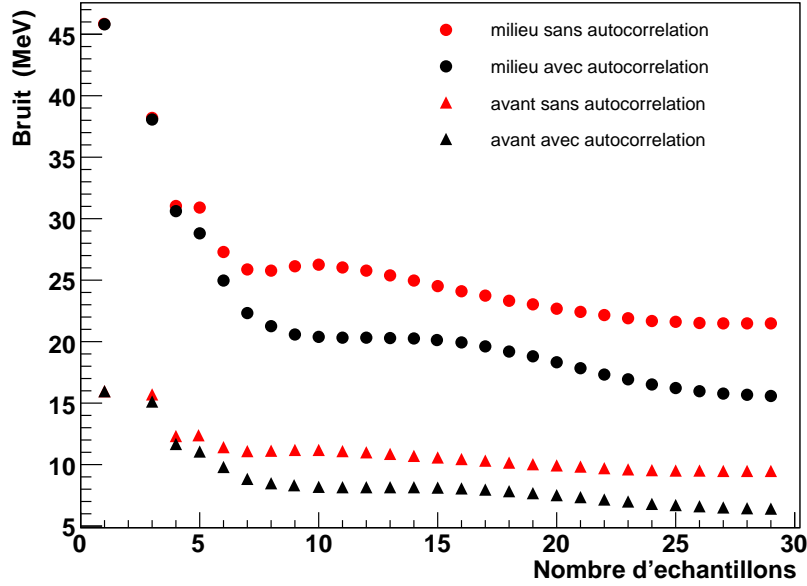


FIG. 4.13 – Réduction du bruit en fonction du nombre d'échantillons utilisé pour une cellule de chacun des compartiments avant et milieu. Les points en rouges correspondent à un filtre optimal dans lequel la corrélation entre les échantillons est négligée.

fournit les coordonnées (X_0, Z_0) dans le plan $Y = 0$ ainsi qu'un vecteur unitaire indiquant la direction. L'information temps est calculée en faisant la moyenne pondérée du temps de chaque cellule. L'efficacité de l'algorithme a été mesurée à 78% sur des événements de simulation. À $Y = 0$, la position suivant X est mesurée avec un r.m.s. de 60 cm alors que suivant Z , la dispersion est d'environ 87 cm avec un biais d'environ 18 cm. Une résolution de 1.5 ns sur le temps est prédite après intercalibration en temps des cellules du calorimètre à tuiles.

Comme le signal déposé par des muons est faible dans le calorimètre EM, la direction donnée par cet algorithme est utilisée pour restreindre la région où rechercher les muons. L'utilisation du temps peut aussi être utilisée pour déterminer la phase de la méthode de reconstruction du signal.

4.4.3 Détermination de la phase et biais dans la reconstruction

En absence de référence externe précise, plusieurs méthodes ont été testées pour déterminer la phase des coefficients de filtre optimal :

- La première méthode, appelée $iter_{max}$ et utilisée comme référence, consiste à rechercher la phase uniquement sur la cellule d'énergie maximale du compartiment milieu du calorimètre en calculant le temps avec les coefficients b_i et en itérant jusqu'à atteindre $\Delta t \lesssim 1 ns$. La valeur de cette phase est alors utilisée pour toutes les autres cellules utilisées dans le cluster. Dans le cas où $E_{max} < 150 MeV$, l'imprécision sur la mesure du temps

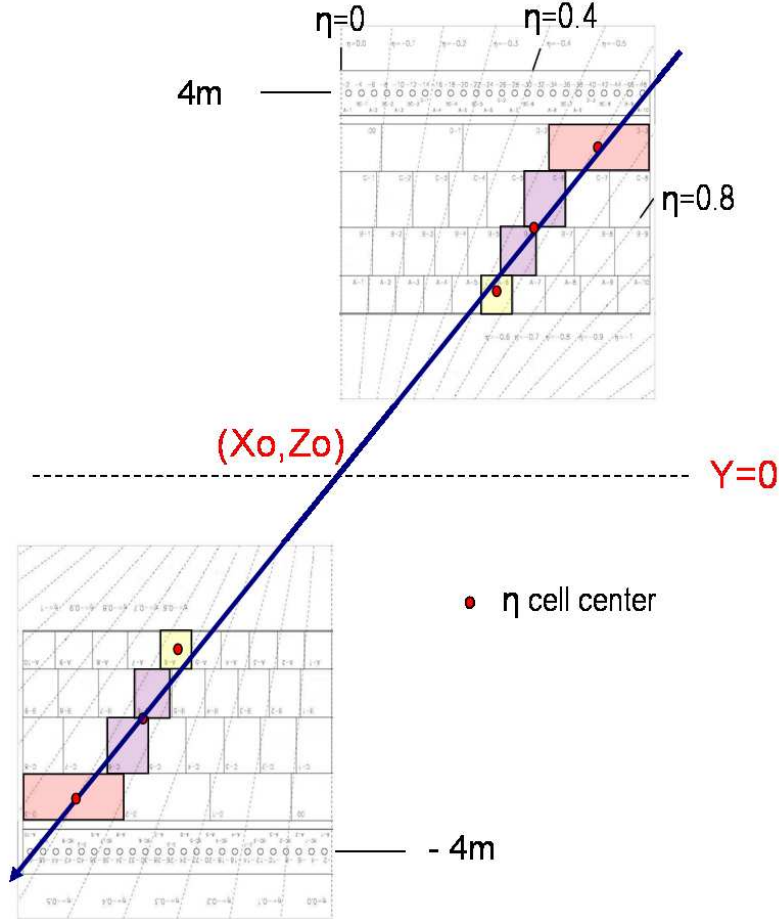


FIG. 4.14 – Schéma décrivant la reconstruction de la trace d’un muon par l’algorithme TileMuonFitter. Les cellules en couleur sont au-delà du seuil en énergie et les points rouges sont situés en leur barycentre. La flèche correspond à la trajectoire du muon qui est ajustée en fonction des dépôts sélectionnés. L’algorithme donne en sortie les coordonnées (X_0, Z_0) où la trajectoire du muon croise le plan $Y = 0$.

donne une valeur de phase peu fiable. Par conséquent, une valeur de phase fixe est utilisée ($\phi=12$, donc fausse d’au maximum 12 ns)^d. Avec l’amélioration de la réduction du bruit (facteur 1.7), il est légitime de penser que la phase puisse être déterminée de façon plus précise.

- Une variante de la méthode précédente consiste à rechercher systématiquement la phase par itération pour toute cellule au-delà de 150 MeV et donc ne nécessitant pas au préalable la recherche du maximum. En présence de diaphonie qui déforme le signal, cette méthode a tendance à sous-estimer l’énergie des cellules périphériques.
- Une phase fixe ($\phi=12$) peut être utilisée pour toutes les cellules (méthode particulièrement robuste pour les études en ligne mais peu précise).
- Finalement, le temps donné par le TileMuonFitter peut être utilisé pour déterminer la

^dÀ 150 MeV et avec 5 échantillons, la résolution en temps est de l’ordre de 9 ns.

phase. Potentiellement, cette méthode est la plus puissante car applicable à toutes les cellules et toutes les énergies si toutefois l'ensemble des régions des tuiles et EM sont parfaitement intercalibrées, ce qui n'était pas le cas. Pour des signaux d'amplitude suffisante pour que l'itération fonctionne, le temps du calorimètre EM a été comparé à celui du TileMuonFitter corrigé pour des effets de temps de vol comme sur la figure 4.15. Alors que la valeur de la pente correspond bien à 1, un décalage en temps est observé, celui-ci dépendant des régions et des cartes FEB. Après correction pour chaque carte de ce biais, la phase peut être sélectionnée aussi pour des signaux de faible amplitude. Ces corrections ont aussi permis de vérifier la résolution en temps du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie dans la cellule (fig. 4.16). Un terme en $1/E$ de 1.4 ns, compatible avec les résultats des faisceaux tests, a été trouvé. Le terme constant de 2.7 ns reflète l'imprécision de l'intercalibration des cellules du calorimètre hadronique.

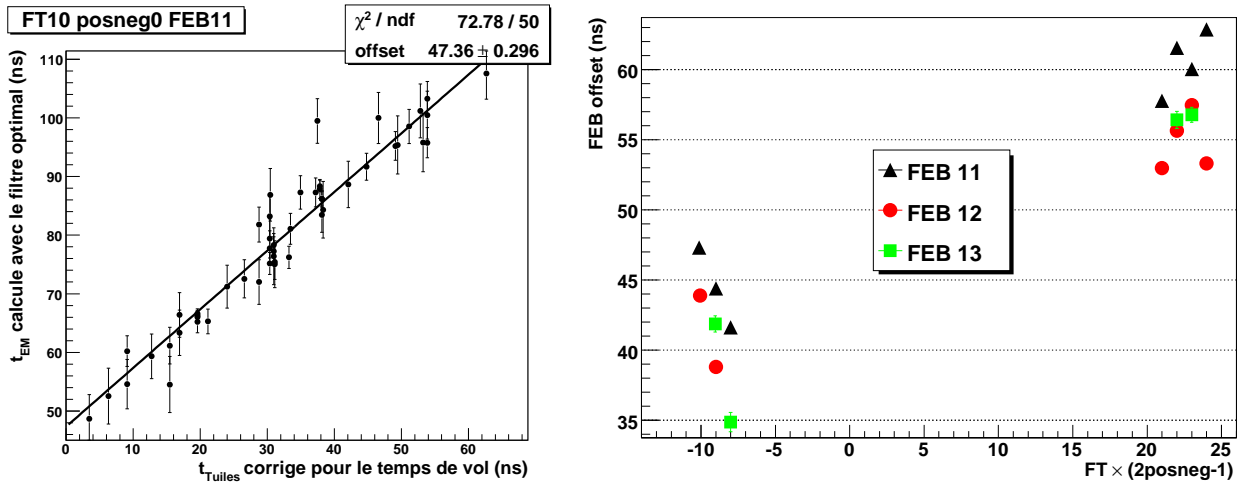


FIG. 4.15 – Le graphe de gauche montre pour les événements ayant traversé les cellules d'une FEB donnée, la corrélation entre le temps donné par le TileMuonFitter (et corrigé pour le temps de vol) et celui du dépôt dans le calorimètre électromagnétique (les erreurs suivent la courbe de résolution en temps). La pente observée est compatible avec 1 et l'ordonnée à l'origine indique le décalage global existant entre le calorimètre à tuiles et les canaux de cette carte. À droite, les biais mesurés pour chaque FEB avec les données.

Afin de tester ces différentes méthodes, la position de la Landau est reconstruite pour chaque méthode et comparée à la référence pour un cluster de taille 1×3 ou 3×3 . Les résultats sont résumés dans la table 4.3 : un biais maximum de l'énergie de -0.5% est observé avec une dispersion de l'ordre de 3% pour le *cluster* 1×3 et de 4% pour le *cluster* 3×3 . Dans le cas de l'itération pour toutes les cellules >150 MeV, la différence avec la méthode iter_{max} présente aussi des queues dans la distribution. La méthode iter_{max} est utilisée pour le reste de l'analyse.

Comme expliqué précédemment, il est intéressant d'utiliser beaucoup d'échantillons pour réduire le bruit. Cependant, cela nécessite la connaissance du signal d'ionisation sur un grand intervalle de temps. La méthode RTM prédit au niveau de 1-2% la forme du signal sur les 150 premières ns mais ne décrit pas parfaitement la fin du signal ni la descente après la partie positive. Le biais sur l'énergie reconstruite est présentée sur la figure 4.17 entre 5 et 29 échantillons

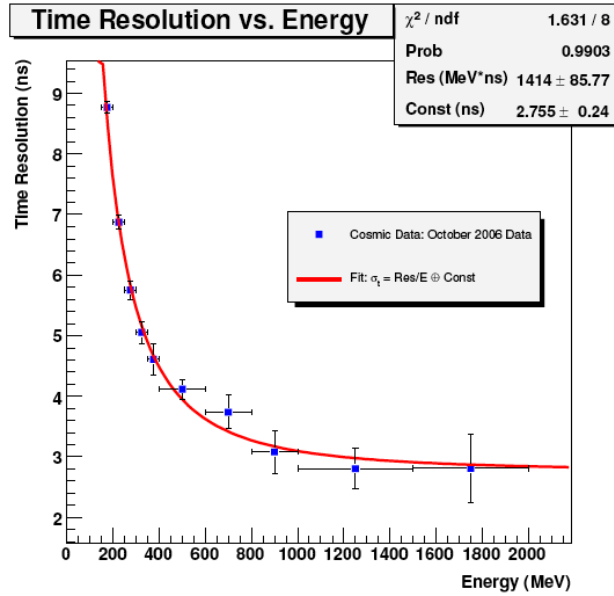


FIG. 4.16 – Résolution en temps pour une cellule du compartiment milieu du calorimètre électromagnétique en fonction de son énergie [39].

Méthode	<i>Cluster</i> 1×3		<i>Cluster</i> 3×3	
	biais (%)	r.m.s.	biais (%)	r.m.s.
$\text{iter}_{\max} + 4 \text{ ns}$	-0.20	0.70	-0.17	1.25
$\text{iter}_{\max} - 4 \text{ ns}$	-0.09	1.09	-0.11	1.66
$\text{iter}_{>150 \text{ MeV}}, \text{fixe}_{<150 \text{ MeV}}$	-0.55	2.73	-0.51	3.50
TMF	-0.73	2.25	-0.50	2.88
phase fixe ($\phi=12$)	-1.49	3.03	-0.98	3.51

TAB. 4.3 – Biais relatifs (en %) introduits et r.m.s. pour les *clusters* 1×3 and 3×3 par rapport à la méthode iter_{\max} pour déterminer la phase. Les deux premières lignes montrent l’effet d’un décalage de $\pm 4 \text{ ns}$ dans le choix de la phase. Les autres lignes sont expliquées dans le texte.

en fonction de l’énergie reconstruite de la cellule. Un biais systématique de -2.8% est observé au-delà de 200 MeV.

La table 4.4 présente le biais cumulé en fonction du nombre d’échantillons utilisé. Une partie du biais provient de la région 5→12 particulièrement sensible aux problèmes de réflexion du signal. Celui-ci est compensé par la partie plate, montrant que le temps de dérive utilisé pour la prédiction n’est pas exact. Finalement, le retour à zéro du signal est très mal décrit. Il faut noter qu’avec une meilleure description du triangle d’ionisation, une estimation du temps de dérive à partir des cosmiques et l’introduction d’un possible décalage de l’électrode, la méthode FPM décrit maintenant parfaitement le signal sur 32 échantillons comme montré à la figure 4.18. Les coefficients de filtre optimal pour cette méthode ne sont pas encore disponibles pour des raisons techniques.

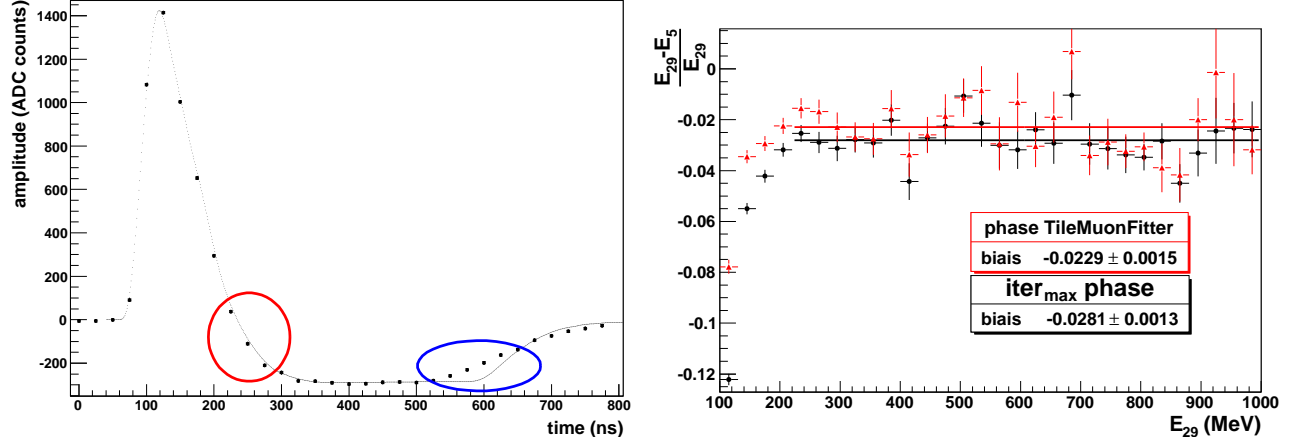


FIG. 4.17 – Comparaison entre un signal de grande amplitude enregistré dans les données cosmiques et la prédiction RTM (gauche). Les régions encadrées sont commentées dans le texte. Biais de la reconstruction de l'énergie des cellules entre 5 et 29 échantillons (droite).

Δn	biais (%)	Δn	biais cumulé (%)
5→7	-0.97 ± 0.07	5→7	-0.97 ± 0.07
7→12	-1.07 ± 0.05	5→12	-2.04 ± 0.08
12→15	$+0.27 \pm 0.03$	5→15	-1.77 ± 0.09
15→20	$+0.64 \pm 0.06$	5→20	-1.12 ± 0.11
20→29	-1.68 ± 0.07	5→29	-2.81 ± 0.13

TAB. 4.4 – Biais introduit dans la mesure de l'énergie par l'utilisation de différents nombres d'échantillons.

Pour $E < 200$ MeV, le biais semble s'accroître notablement plus l'énergie est faible. L'explication de cet effet est reliée au bruit important avec 5 échantillons et la migration des événements entre les différents intervalles d'énergie. Une imprécision Δped sur la valeur du piédestal peut engendrer un biais sur l'énergie pour les petits signaux donné par la formule :

$$A_{mes} = \sum_i a_i (adc_i - ped_{mes}) \quad (4.2)$$

$$= \sum_i a_i (adc_i - ped_{vrai}) - \sum_i a_i (ped_{mes} - ped_{vrai}) \quad (4.3)$$

$$= A_{vrai} - \Delta ped \sum_i a_i \quad (4.4)$$

Ce biais dépend de Δped pour chaque cellule et d'un terme qui est une fonction du nombre d'échantillons utilisés. Cet effet engendre donc une différence de nouveau entre 5 et 29 échantillons caractérisé par la figure 4.19 : pour 5(29) échantillons, ce terme vaut $\sim 1.5(-1.4)$. Les piédestaux sont mesurés avec des lots de 1000 événements et 5 échantillons. La précision atten-

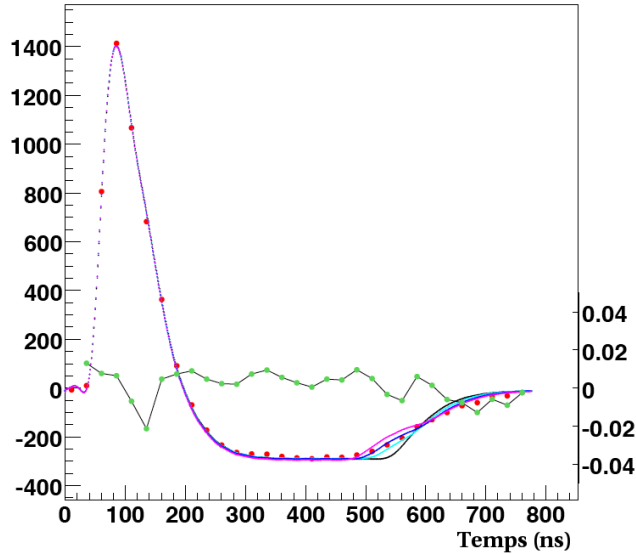


FIG. 4.18 – Signal d’ionisation échantillonné toutes les 25 ns (points rouges). La prédiction FPM est faite en autorisant un décalage de la position de l’électrode par 0 mm (noir), 0.2 mm (rose), 0.15 mm (bleu foncé) et 0.1 mm (bleu pâle). Les points en verts correspondent aux résidus pour 0.15 mm montrant une bonne description de l’ensemble du signal [33].

due est de l’ordre de 0.1 coups ADC ^e. La distribution de la différence entre le piédestal stocké dans la base de données (utilisé dans la reconstruction) et celui calculé avec les cellules vides des cosmiques est présenté sur la figure 4.20. Une faible différence moyenne de 0.02 coups ADC est observée avec une dispersion de 0.13. Un décalage de 0.1 coups ADC correspond environ à un biais de 1-2 MeV par cellule. Un exemple de variation du biais sur les événements de bruit en fonction du nombre d’échantillons est présenté sur la figure 4.19, en accord avec le comportement attendu. Cependant certaines cellules présentent des décalages allant jusqu’à 0.4 coups ADC et peuvent être instables au cours de la prise de données. Ces effets restant faibles, aucune correction n’a été appliquée dans l’analyse.

En conclusion, les événements sont reconstruits avec 29 échantillons afin de bénéficier de la réduction du bruit, mais aucune correction de biais n’est appliquée à l’énergie. Une incertitude systématique de 3% est attribuée à ces effets sur l’énergie des *clusters*.

4.5 Analyse de l’uniformité

Pour effectuer l’étude de l’uniformité du calorimètre, la question de la non-projectivité des événements cosmiques a été traitée de deux manières différentes. La première approche consiste à prendre un nombre élevé de cellules du milieu pour contenir tout le signal déposé. L’autre approche, plus stricte, restreint le nombre de cellules sommées en renforçant les critères de projectivité. Chaque méthode offre certains avantages et inconvénients [39]. Le tableau 4.5 présente le nombre d’événements en fonction de la sélection. Seuls 50% des événements contiennent un signal dans un hémisphère pour les tuiles ou l’électromagnétique. Le lot de départ de cette

^eavec un bruit de 5.1 coups ADC pour une cellule du milieu, la précision est donnée par $5.1/\sqrt{5 \cdot 1000}$ ADC

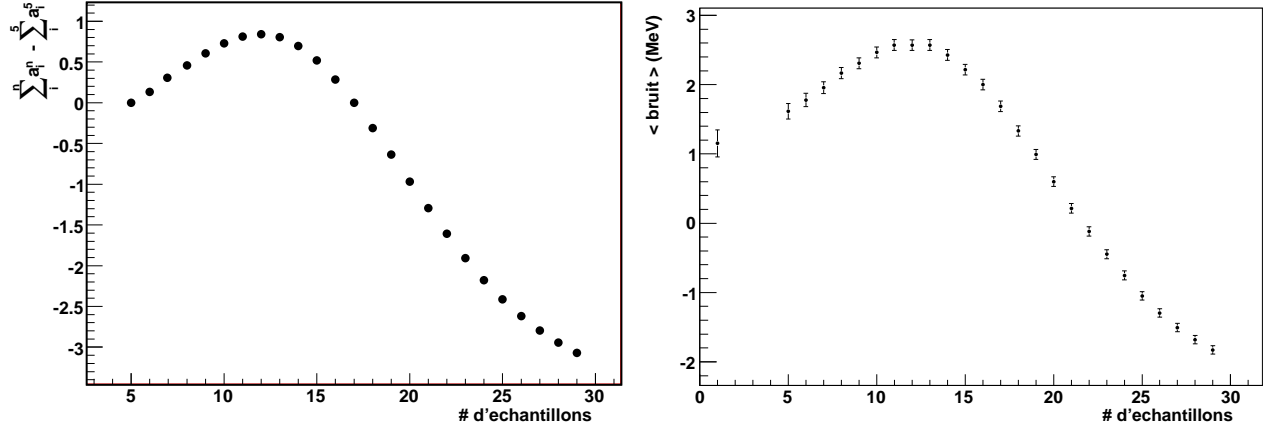


FIG. 4.19 – Différence entre les sommes des coefficients a_i entre n et 5 échantillons (gauche). Valeur moyenne du bruit en fonction du nombre d'échantillons pour une cellule dont le Δped vaut 0.1 coups ADC.

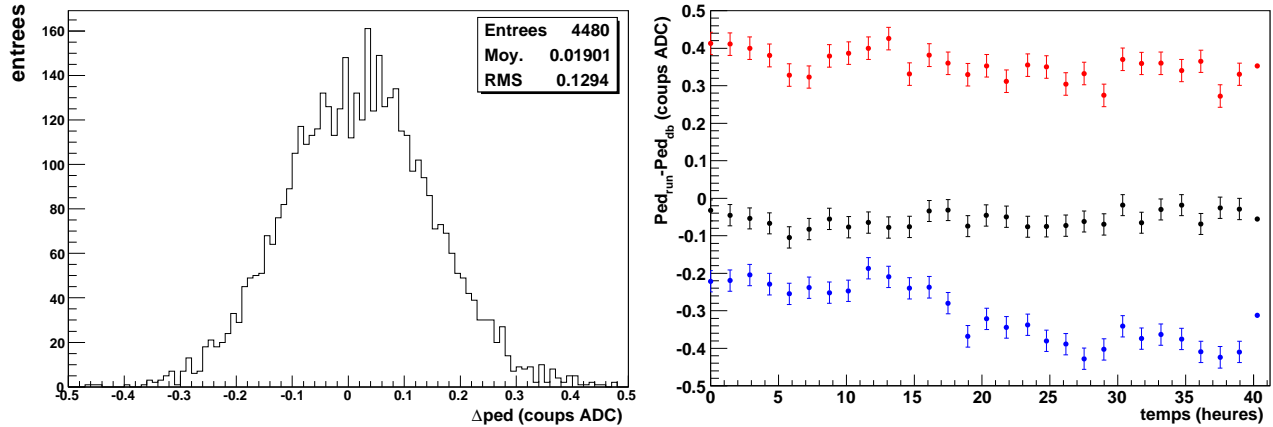


FIG. 4.20 – Différence entre le piédestal mesuré avec les cosmiques et la valeur de la base de données pour l'ensemble des cellules du compartiment milieu (gauche). Variation de ce piédestal calculé tous les 1000 événements en fonction du temps pour trois différents canaux (droite). Le dernier point de ces courbes correspond à la moyenne de l'ensemble de la période.

analyse est constitué de 28000 événements avec au moins un dépôt électromagnétique au-delà de 90 MeV et une coïncidence haut-bas. Après les coupures d'acceptance^f, 12463 dépôts sont reconstruits.

4.5.1 Signal 3×3

En prenant un *cluster* 3×3 autour de la trajectoire du muon, toute l'énergie déposée est contenue même avec un critère peu strict de projectivité. Si le TileMuonFitter a convergé, une région d'intérêt est définie autour de la direction fournie par l'algorithme. La cellule du

^fLes dépôts proches des régions non-équipées ou présentant des problèmes sont exclus.

	# événements
total	135349
haut ou bas (avec $E_{\text{tuiles}} > 1 \text{ GeV}$ ou $E_{\text{EM}} > 90 \text{ MeV}$)	69297
haut et bas (avec $E_{\text{tuiles}} > 1 \text{ GeV}$ ou $E_{\text{EM}} > 90 \text{ MeV}$)	28158
$\Delta\phi < 0.4$	10169
$ Z_0 < 35 \text{ cm}$	7681
	# signaux EM
$E_{\text{EM}} > 90 \text{ MeV}$	14973
acceptance	12463
$E_{\text{avant}} > 18 \text{ MeV}$ avec $\Delta\eta < 0.0125$	7435
coupure $\Delta\eta$ hémisphère opposé	5651

TAB. 4.5 – Nombre d'événements après chaque coupure.

compartiment milieu avec l'énergie maximale, centre du *cluster* 3×3 , est recherchée uniquement dans cette région pour chaque hémisphère. Les événements pseudo-projectifs sont sélectionnés par une coupure sur $|Z_0|$ et $\Delta\phi = |\phi_{\text{haut}} - \phi_{\text{bas}} - \pi|$. Les seuils des coupures $|Z_0| < 35 \text{ cm}$ et $\Delta\phi < 0.4$ sont justifiés sur la figure 4.21 en exigeant que la fraction d'énergie dans le cluster 3×3 soit supérieure à 98%. Ces deux critères conservent 45% des événements. Un exemple de Landau à $\eta=0.35$ reconstruit pour un cluster 3×3 est présenté sur la figure 4.24.

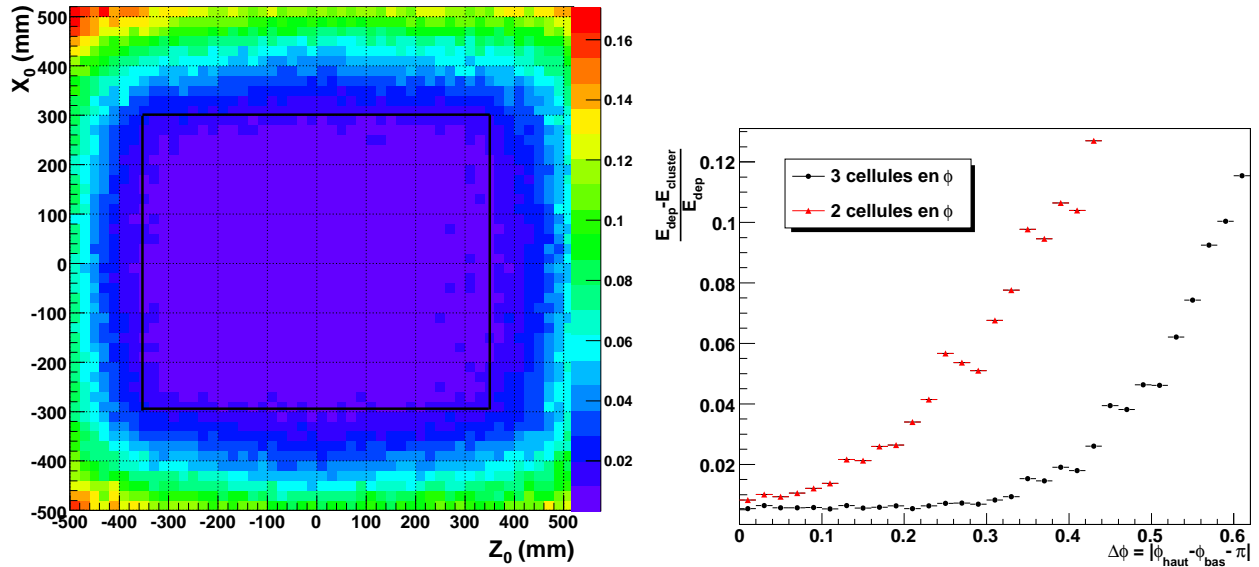


FIG. 4.21 – Fraction de l'énergie à l'extérieur d'un cluster 3×3 sur l'énergie totale déposée en fonction de X_0 et Z_0 pour la simulation (gauche). Fraction d'énergie contenue à l'extérieur d'un cluster 3×2 et 3×3 en fonction de $\Delta\phi$ (droite).

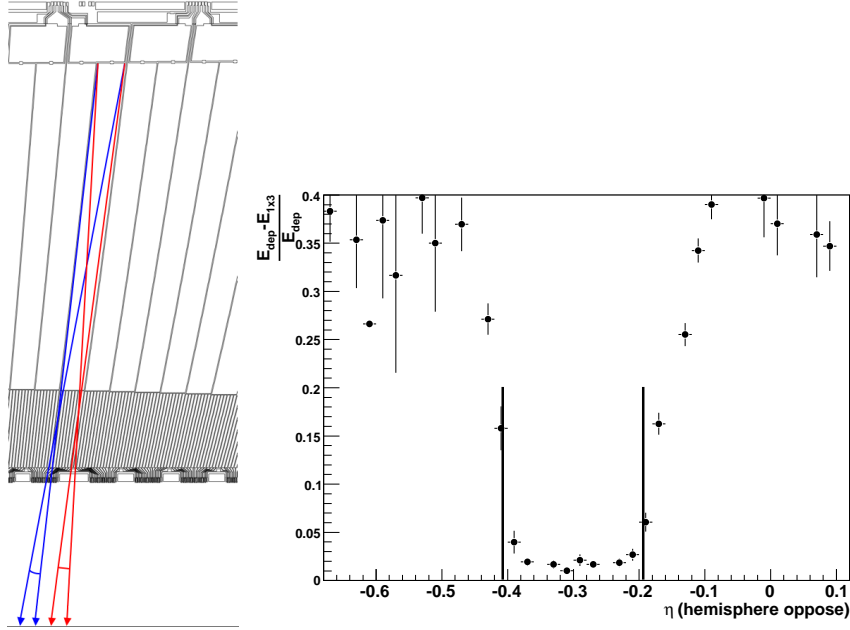


FIG. 4.22 – Schéma du critère de projectivité utilisant le compartiment avant (gauche). Fraction de l'énergie à l'extérieur du cluster 1×3 en fonction du η de l'hémisphère opposé.

4.5.2 Signal 1×3

Afin de réduire le nombre de cellules à sommer, les critères de projectivité doivent être resserrés. Chercher à le faire à partir de l'énergie des cellules est voué à l'échec en raison de la faiblesse des signaux par rapport au bruit. Une autre façon serait de connaître précisément la trajectoire du muon et de ne sommer que les cellules traversées. La résolution insuffisante du TileMuonFitter ne permet pas de déterminer précisément les cellules à prendre.

Identifier la ou les cellules du compartiment avant dans lesquelles le muon est passé permettrait de mesurer la direction précisément car la granularité est très fine en η . La réduction du bruit avec 29 échantillons doit permettre de détecter ces cellules et l'algorithme ci-dessous utilise cet avantage :

1. Dans un hémisphère, la cellule d'énergie maximale du compartiment milieu est recherchée ($E > 90$ MeV).
2. Dans une région de $|\Delta\eta| < 0.025$ devant cette cellule, une recherche de la cellule maximale parmi les 16 cellules du compartiment avant est effectuée. Dans la simulation et en présence de bruit, dans 96% des cas la cellule trouvée correspond à la cellule maximale ou à sa voisine. La distribution de l'énergie de cette cellule est présentée sur la figure 4.23 démontrant clairement la présence de signal au-delà du bruit. Le dépôt est conservé si l'énergie est supérieure à 18 MeV et un $\Delta\eta < 0.0125$, donnant une efficacité d'environ 50%.
3. Compte tenu du bras de levier entre la cellule du compartiment avant et celle du milieu, des limites sur la projectivité du muon sont déterminées suivant la figure 4.22.

4. Dans l'hémisphère opposé, ces limites définissent un intervalle $\Delta\eta$ dans lequel une recherche de signal est faite dans le compartiment milieu ($E > 90$ MeV) ou le calorimètre tuiles ($E > 1$ GeV). La taille de cet intervalle dépend de η et de la géométrie. Un exemple de l'énergie à l'extérieur du 1×3 en fonction du η de l'hémisphère opposé est montré sur la figure 4.22. À l'intérieur de l'intervalle défini par la géométrie, plus de 98% de l'énergie est contenue.
5. les coupures précédentes n'assurent qu'une projectivité dans la direction η . Une coupure de $\Delta\phi < 0.4$ est appliquée.

Finalement, cet algorithme conserve 35% des événements sélectionnés par le *cluster* 3×3 . Un exemple de Landau à $\eta=0.45$ reconstruit pour un cluster 1×3 est présenté sur la figure 4.24.

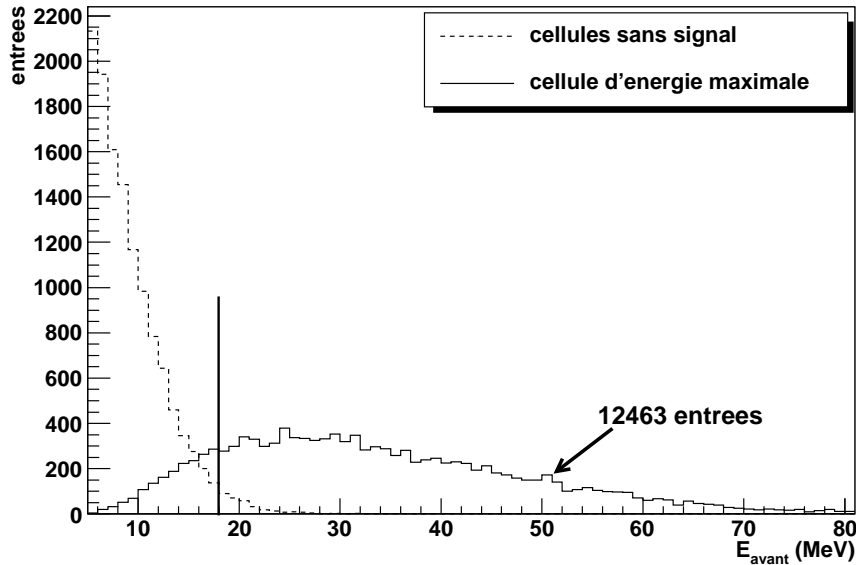


FIG. 4.23 – Signal dans la cellule de l'avant avec l'énergie maximale comparée aux autres cellules non-touchées.

4.5.3 Corrections sur l'énergie

À la fois la simulation et les données doivent être corrigés pour certains effets résumés dans la table 4.6 :

1. Les événements cosmiques ont été simulés avec GEANT3. Il a cependant été démontré que la simulation GEANT4.8 [41] contient un meilleur traitement de la diffusion multiple [42]. Avec ce changement, la fraction d'échantillonnage, c'est-à-dire le facteur $\mu A/MeV$, est diminuée d'un facteur 12.5%. Une simulation de muons de 10 GeV purement projectifs (envoyés à partir de l'origine) a permis de tester les différentes listes de physique de GEANT4 qui définissent les processus inclus dans la simulation. La figure 4.25 présente la variation de la valeur la plus probable de la Landau (E_{Landau} ou mpv) en fonction de η pour deux listes couramment utilisées (Bertini et EMV), un écart maximal de 2% étant observé.

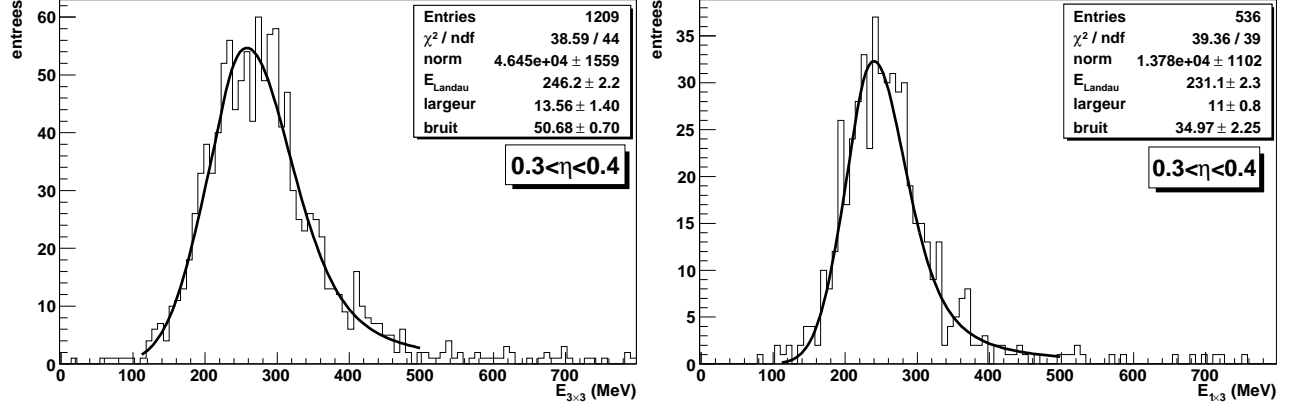


FIG. 4.24 – Exemples de distributions de Landau obtenues avec les données pour des *clusters* 3×3 (gauche) et 1×3 (droite).

2. La valeur de la haute tension pour les données est différente de la valeur utilisée pour la simulation. Cet écart de 400 V est corrigé sur les données en utilisant la courbe 3.7.
3. Le facteur $\mu A/MeV$ pour les données a été extrait en faisceau test avec des électrons reconstruits avec un cluster 3×3. L'effet de la diaphonie sur le calcul des gains électroniques (DAC/ADC) est donc corrigé dans le facteur $\mu A/MeV$ avec l'hypothèse que toute l'énergie est reconstruite dans le cluster. Cela ne s'applique au cas du cluster 1×3. Il faut donc appliquer un facteur correctif pour la diaphonie estimé au maximum à 3% (table 3.1).

corrections	commentaires	données	Monte-Carlo
version GEANT	G4/G3		-12.5%
haute tension	2000 V/1600 V	+8.8%	
diaphonie	milieu-milieu ; 1×3 seulement	+3.0%	

TAB. 4.6 – Tableau récapitulatif des corrections sur l'énergie.

En plus de ces corrections, il faut considérer une erreur systématique de 5% pour le 3×3 (3% provenant de la reconstruction du signal et 2% de la simulation) et 6% pour le 1×3 (1% supplémentaire dû à la diaphonie).

4.5.4 Résultats

Des distributions de Landau ont été ajustées pour chaque intervalle de $\Delta\eta=0.1$. La position de la valeur la plus probable de la Landau pour les deux sélections est comparée à la simulation en fonction de η sur la figure 4.26. Un accord satisfaisant est observé, démontrant un bon fonctionnement du calorimètre, de son électronique et de la chaîne de reconstruction. Un ajustement du rapport $\frac{\text{data-MC}}{\text{MC}}$ est présenté sur la figure 4.27 pour les deux types de *clusters* :

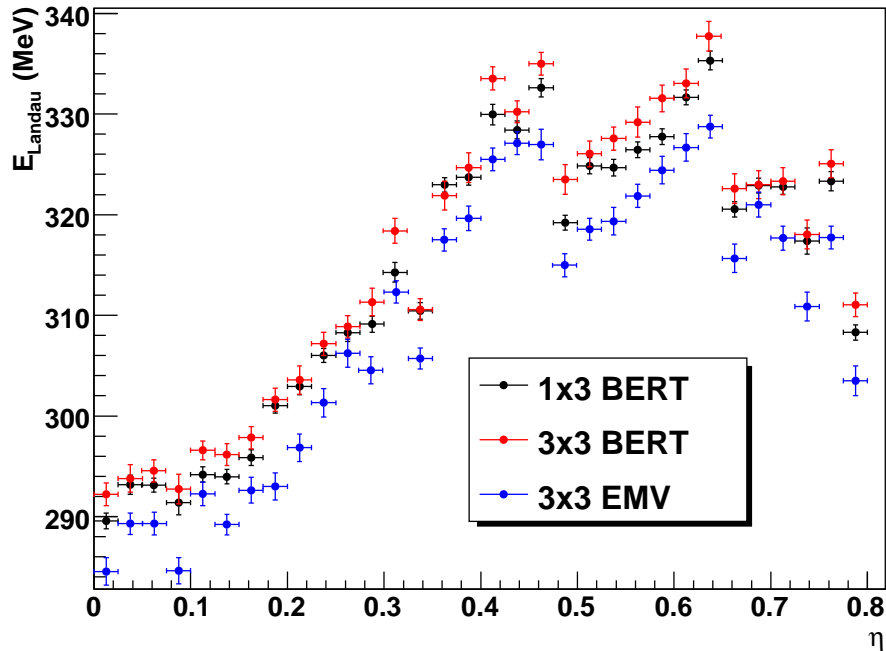


FIG. 4.25 – Simulation de muons purement projectifs de 10 GeV à $\phi = 0.15$ permettant d'évaluer l'impact sur la valeur la plus probable (E_{Landau} ou mpv) entre les clusters 1×3 et 3×3 en fonction de η ainsi que l'impact de la liste de physique (Bertini ou EMV).

- Les deux sélections donnent des résultats similaires en fonction de η . Les asymétries entre grand et petit puits n'ont pas été prises en compte[§] et peuvent expliquer des variations jusqu'à 2% pour certains intervalles de η .
- L'échelle d'énergie diffère par +2.9%(+0.5%) pour le cluster $3 \times 3(1 \times 3)$ à l'intérieur des systématiques précédemment estimées.

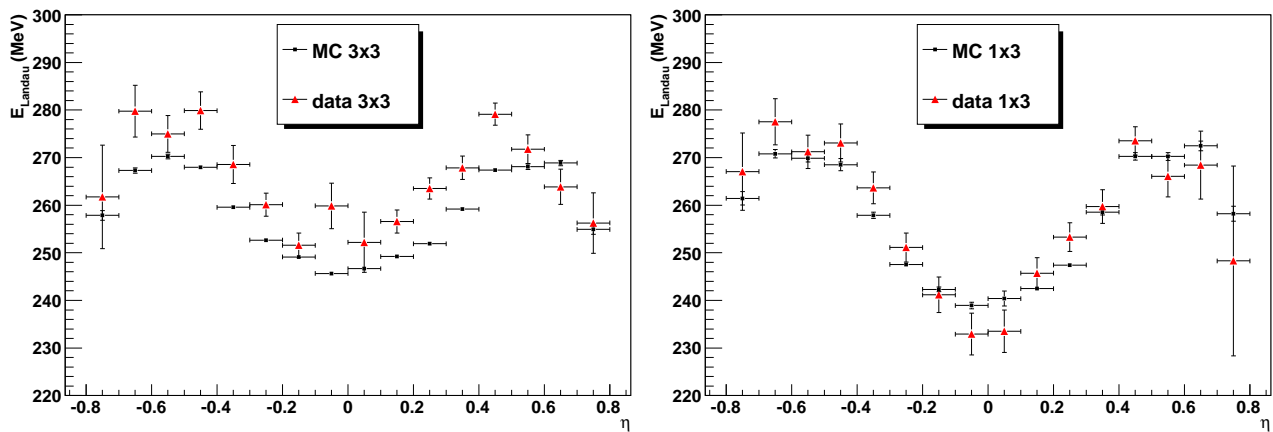


FIG. 4.26 – Position de la Landau entre données et Monte-Carlo en fonction de η pour les *clusters* 3×3 (gauche) et 1×3 (droite).

[§]Les variations de l'acceptance du déclenchement ne sont pas intégrés à la simulation.

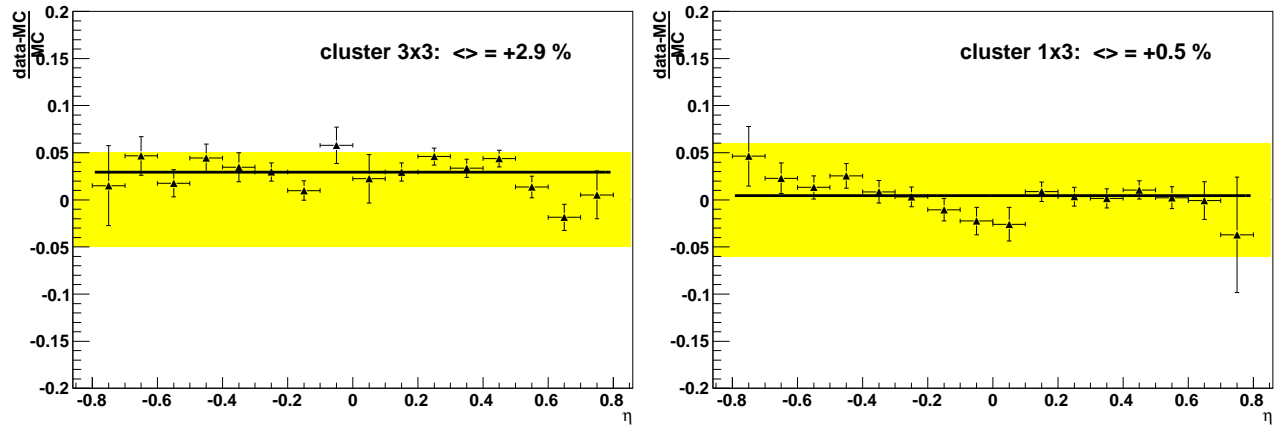


FIG. 4.27 – Rapport $\frac{\text{data-MC}}{\text{MC}}$ en fonction de η pour les *clusters* 3×3 (gauche) et 1×3 (droite).

4.5.5 Conclusions

Les données de cosmiques ont été particulièrement utiles pour mettre en fonctionnement le calorimètre et détecter des problèmes (câblage, base de données,...). Grâce à une méthode utilisant 29 échantillons pour réduire le bruit, des analyses ont pu être menées à partir de ces données. Une vérification de l'échelle d'énergie et d'uniformité du calorimètre au niveau de 5% a été obtenue. Ces résultats démontrent la bonne construction de ce calorimètre et la maîtrise de la chaîne complète de calibration et reconstruction. Cela constitue un bon point de départ pour les premières collisions au LHC où des études fines de calibration vont être menées avec des désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$.

Chapitre 5

Muons et calorimètres dans ATLAS

La reconstruction et identification des muons dans ATLAS est basée principalement sur l'utilisation combinée du trajectomètre interne et du spectromètre à muons. Les muons peuvent aussi être identifiés dans les calorimètres et ainsi contribuer à une amélioration de l'identification. La reconstruction avec les spectromètres est rappelée dans une première section avant que l'apport des calorimètres ne soit exposé. Dans le cas de bremsstrahlung du muon, la mesure du dépôt d'énergie dans les calorimètres permet de corriger la mesure de la quantité de mouvement. Dans certaines régions inefficaces du spectromètre, les muons peuvent être identifiés uniquement par les calorimètres. Finalement, une isolation calorimétrique autour des muons permet de rejeter des bruits de muons non isolés (venant de jets de b par exemple). Une telle isolation dépend cruciallement de la maîtrise du bruit : cela sera illustré par l'analyse de données de cosmiques.

5.1 Reconstruction des muons dans ATLAS

Le détecteur ATLAS est conçu pour identifier et mesurer les muons (notamment de haute énergie) avec le spectromètre seul entre 3 GeV et 3 TeV. Pour une énergie inférieure à 100 GeV, le détecteur interne permet d'améliorer fortement la résolution sur la quantité de mouvement et donc une mesure combinée est utilisée [43].

5.1.1 Reconstruction avec le spectromètre seul

L'algorithme *Muonboy* exploite uniquement le spectromètre pour reconstruire les muons. Des régions d'intérêt (ROI) déterminées par le système de déclenchement permettent d'identifier les segments de différentes qualités qui sont reconstruits et associés par itération pour former des traces. Utilisant les points des segments sélectionnés (généralement au nombre de trois comme dans la figure 5.1), *Muonboy* effectue une régression globale qui prend en compte la diffusion multiple ainsi que le champ magnétique toroïdal. Les cinq paramètres ajustés de la trace sont définis au point de plus petite approche par rapport à l'axe $x=y=0$ (périgée) :

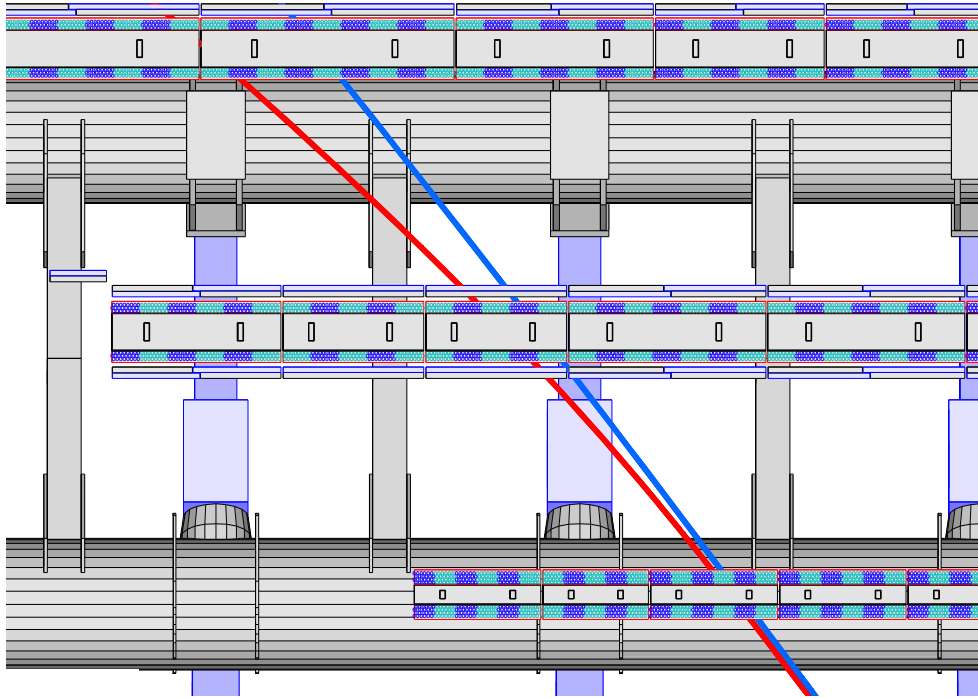


FIG. 5.1 – Trajectoires des muons dans ATLAS à travers trois stations comprenant deux plans de chambres MDT.

- $1/p_T$ l'inverse de la quantité de mouvement
- ϕ où $\tan\phi = p_y/p_x$
- d_0 la distance transverse à l'axe $x=y=0$ avec un signe dépendant du moment angulaire de la trace
- $\cot\theta$ où $\cot\theta = p_z/p_T$
- z_0 la position z de la trace au périhélie

Les paramètres de la trace du muon sont déterminés également (avec la matrice de covariance associée) à deux autres endroits : à l'entrée du spectromètre à muons et à l'entrée du calorimètre.

La figure 5.2 présente le nombre de stations traversées par un muon en fonction de η et ϕ . La structure due aux bobines du toroïde est clairement visible. À l'interface entre la partie centrale et avant, le nombre de stations est réduite à deux. Finalement à $\eta=0$, il existe une région pour laquelle le nombre de stations peut être nul, entraînant donc une très forte perte d'efficacité de reconstruction et une dégradation de la résolution. À haute luminosité, une perte supplémentaire d'efficacité est engendrée par le bruit de fond de neutrons émanant de la caverne.

La figure 5.3 montre la résolution sur le p_T des muons en fonction de p_T et de η . La dégradation de la résolution dans la région $1.2 < \eta < 1.7$ est expliquée par le nombre réduit de mesures, l'intégrale de champ faible due au chevauchement des régions centrale et bouchons et finalement à la matière plus importante devant les toroïdes bouchons. À basse énergie, la

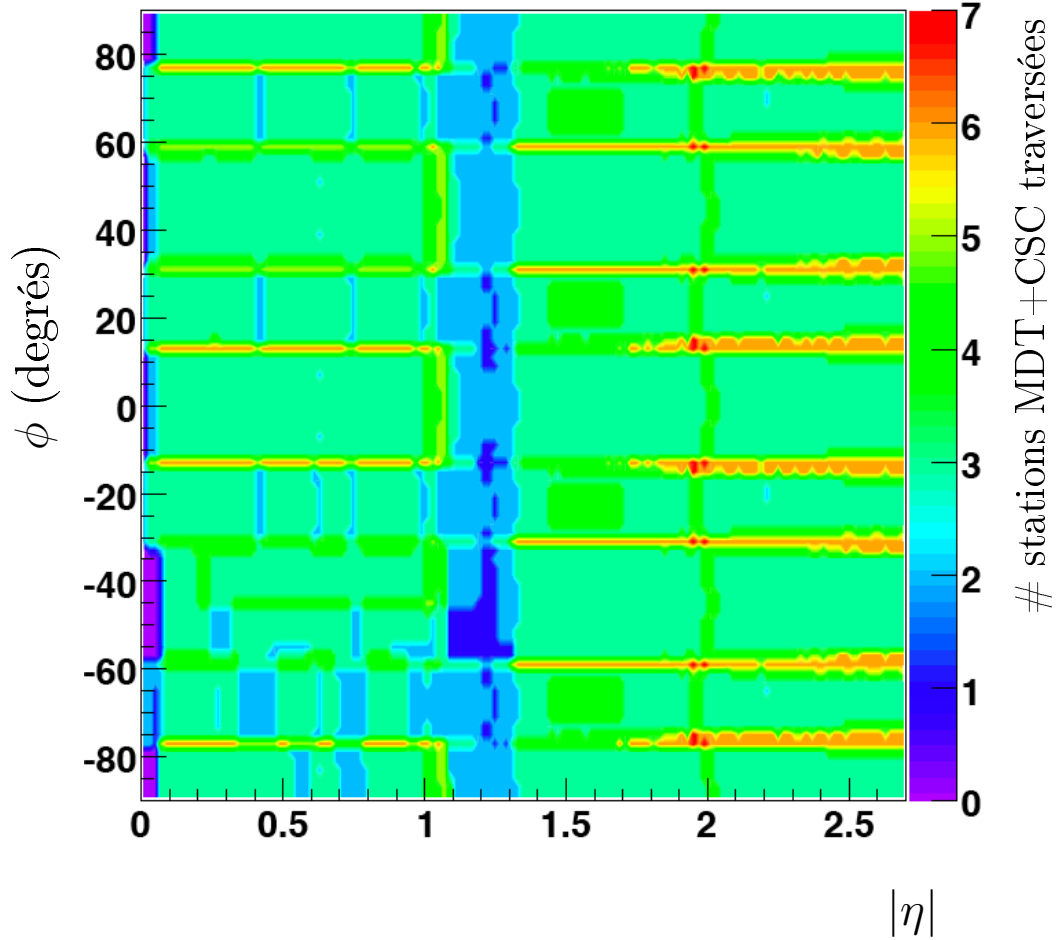


FIG. 5.2 – Nombre de stations du spectromètre traversées par les muons en fonction de $|\eta|$ et ϕ .

résolution en énergie est dominée par la perte d'énergie dans la matière en amont, bien que corrigée. À haute énergie, les contributions majeures à la résolution proviennent des effets d'alignement et de connaissance du champ magnétique.

5.1.2 Reconstruction combinée

La reconstruction combinée utilise le détecteur interne (ID) limité à une rapidité de 2.5 alors que la mesure avec le spectromètre seul permet de couvrir jusqu'à $\eta=2.7$. Les points d'espace des quatre couches les plus internes du trajectomètre sont liés pour constituer les traces candidates. Les traces sont alors identifiées à l'aide des autres couches externes.

Deux algorithmes ont été développés. Dans le premier nommé STACO, la trace du muon reconstruit par le spectromètre, et corrigée de la perte d'énergie dans la matière, est alors combinée avec la trace associée dans le détecteur interne. Les paramètres de chaque trace sont alors moyennés en tenant compte des matrices de covariance respectives. Dans la seconde approche (Muid), l'algorithme part de la trace dans le détecteur interne et ajoute des points de

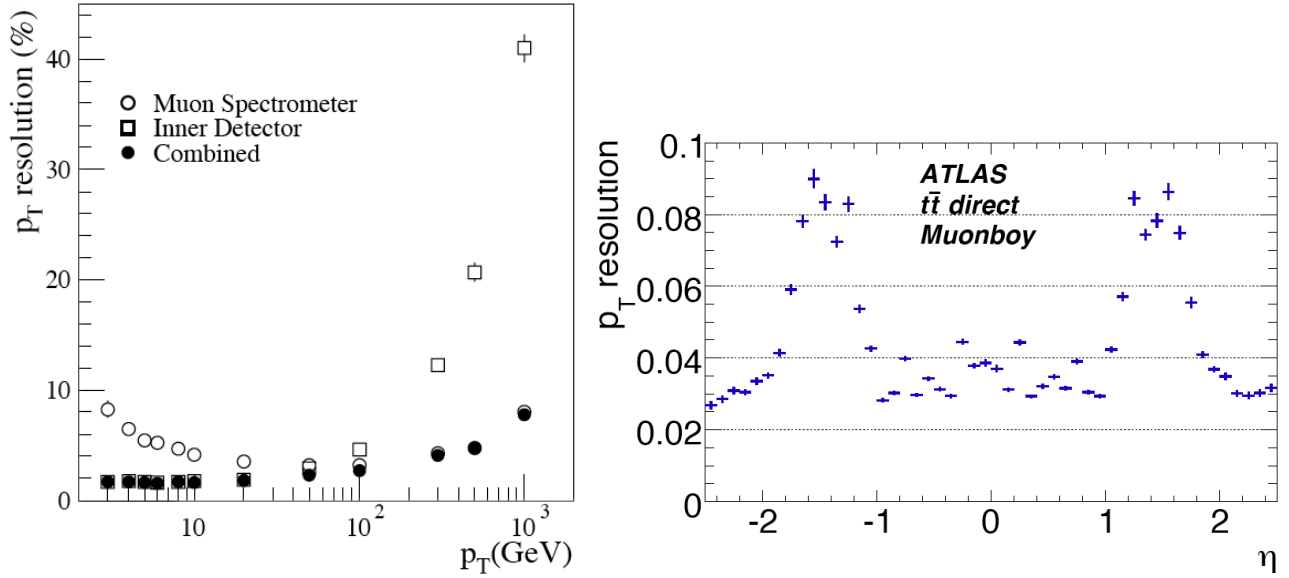


FIG. 5.3 – Résolution en p_T des traces reconstruites par le système à muons, le détecteur interne ou combinées par l’algorithme STACO en fonction de p_T (gauche). Résolution relative du p_T en fonction de η pour des muons issus de désintégrations de W dans des événements $t\bar{t}$ directs (droite).

la trace dans le spectromètre en refaisant un ajustement des paramètres. Comme démontré par la figure 5.3, la résolution est fortement améliorée pour les bas p_T et jusqu’à environ 100 GeV/c.

Pour les bas p_T où le muon ne voit pas trois stations, l’efficacité de la reconstruction (algorithme MuTag) est améliorée en associant à la trace du détecteur interne un muon identifié soit par un seul segment de trace, soit par une perte d’énergie dans le calorimètre. Les analyses de physique dans ATLAS utilisent principalement les muons combinés trouvés par les différents algorithmes (e.g. STACO+MuTag). Avec STACO, une efficacité de 94.3% est trouvée sur des muons de lots $t\bar{t}$ directs avec un taux de mauvaise identification de l’ordre de 9.6‰ pour $p_T > 10$ GeV/c. Des performances similaires sont obtenues avec Muid.

5.2 Apport des calorimètres

Comme démontré par la figure 5.4, un muon atteignant le spectromètre à muons a franchi 100 longueurs de radiations (X_0). Cette énergie perdue doit donc être prise en compte dans la reconstruction du muon. Comme 80% de cette matière devant les spectromètres correspond aux calorimètres, il est possible d’estimer cette perte d’énergie. Une bonne description des dépôts d’énergie dans les calorimètres permet aussi de faciliter l’identification des muons.

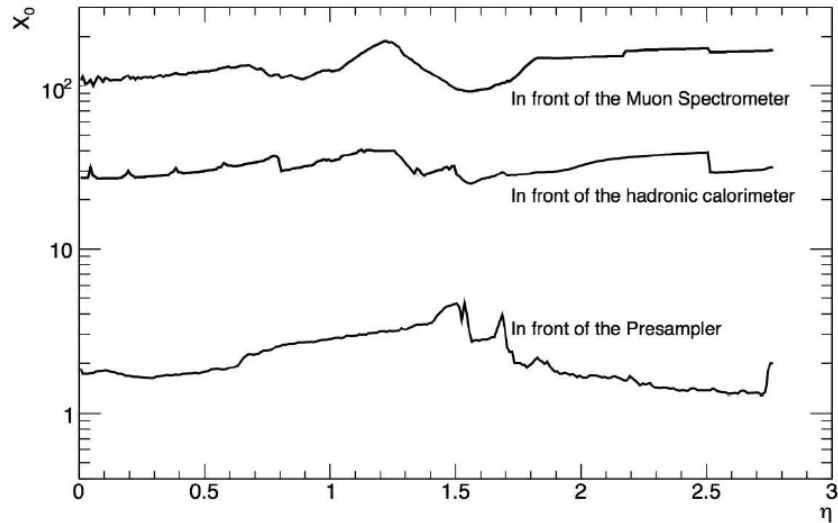


FIG. 5.4 – La quantité de matière (en X_0) traversée en fonction de η par le muon en amont du pré-échantillonneur, du calorimètre à tuiles et du spectromètre.

5.2.1 Correction de la quantité de mouvement avec les calorimètres

Dans les chapitres précédents, les dépôts d'énergie des muons (simulation et données) dans les calorimètres ont été bien décrits par des distributions de Landau. Trois méthodes ont été développées pour corriger le biais sur la mesure de p_T et améliorer la résolution :

- La première repose sur une paramétrisation de l'énergie perdue en fonction de la quantité de mouvement du muon dans chaque intervalle de pseudo-rapacité de $\Delta\eta=0.1$ en utilisant la simulation GEANT4 (voir fig. 5.5). Par exemple, un muon de 100 GeV perd entre 3 et 5 GeV selon η . Ces valeurs sont utilisées comme paramètres gaussiens dans l'ajustement des traces.
- L'approximation gaussienne de la Landau est évidemment incorrecte lorsque le dépôt d'énergie est important. Dans ce cas, une mesure directe avec le calorimètre peut être utilisée. Dans la méthode dite *hybride*, l'énergie perdue qui est mesurée est prise en compte seulement au-delà d'un seuil $E_{\text{mpv}} + 2\mathcal{L}_{\text{Landau}}$, où $\mathcal{L}_{\text{Landau}}$ est la largeur de la Landau. Sinon, la paramétrisation est utilisée. Une approche *bayésienne* [44] consiste en une combinaison statistique entre la paramétrisation et la mesure.

À bas p_T , la résolution sur l'énergie perdue par la méthode hybride est similaire à la paramétrisation, alors qu'à 1 TeV, elle devient trois fois meilleure (voir figure 5.6)

5.2.2 Identification des muons avec le calorimètre : CaloMuons

Les calorimètres peuvent être utilisés pour identifier des muons près de $|\eta|=0$ où le nombre de segments reconstruits dans le spectromètre peut être nul (voir figure 5.2). Un algorithme *CaloMuonTag* a été développé selon ce concept [45].

1. L'algorithme sélectionne d'abord les traces en demandant un p_T minimal et une isolation

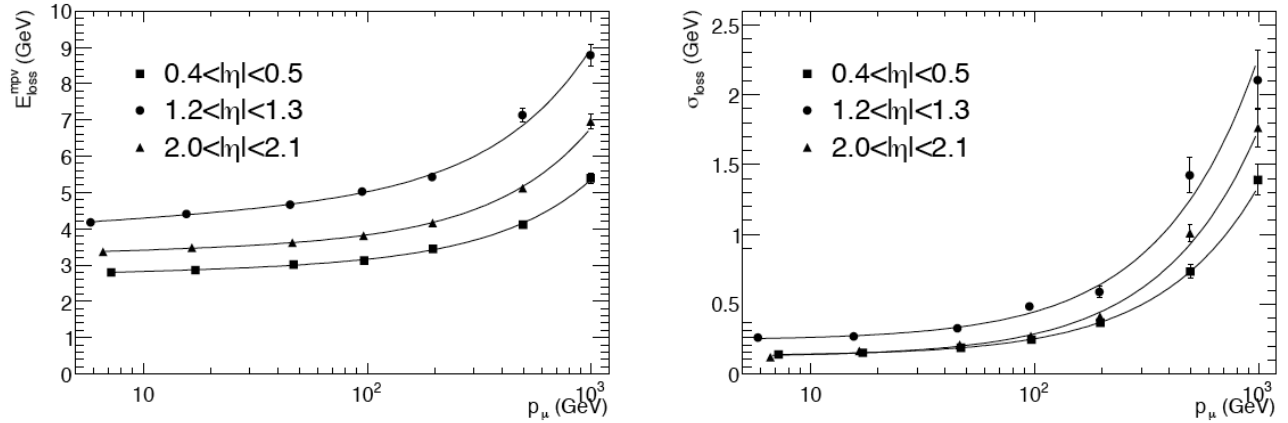


FIG. 5.5 – Paramétrisation de la mpv (gauche) et de la largeur (droite) de la distribution de Landau en fonction de la quantité de mouvement pour différentes régions en η .

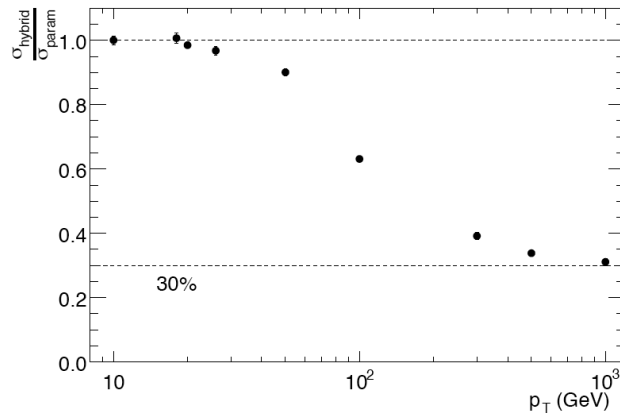


FIG. 5.6 – Rapport entre la résolution sur l'énergie perdue par la méthode hybride et la paramétrisation en fonction de p_T .

E_T^{cone} dans un cône de 0.45 :

- $p_T > 2 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{cone}} < 10 \text{ GeV}$ pour les traces pointant vers le calorimètre central
- $p_T > 3 \text{ GeV}$ et $E_T^{\text{cone}} < 15 \text{ GeV}$ pour les traces pointant vers les bouchons

2. Les traces sont rejetées si l'énergie déposée est au-delà d'un seuil défini pour chaque compartiment des tuiles (TileCal).
3. Les cellules traversées par le muon sont identifiées et sommées. Si cette énergie est supérieure à un seuil E_{th} qui dépend de η pour tenir compte de la variation de l'énergie déposée, la trace est étiquetée comme muon.

Les performances de cet algorithme seront montrées au chapitre suivant dans le cadre d'une analyse physique ($Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$).

5.3 Isolation calorimétrique

Une source importante de muons au LHC provient de la désintégration de quarks b accompagnés de particules supplémentaires. Cette caractéristique est utilisée dans certains cas pour identifier/rejeter ces événements en utilisant des critères d'isolation qui peuvent être basés sur les traces ou sur l'activité calorimétrique comme décrit ci-dessous. La qualité de l'isolation calorimétrique dépend fortement de la compréhension du bruit. Une étude spécifique montre les performances obtenues pour les variables d'isolation avec les données cosmiques.

5.3.1 Définition de l'isolation

La variable d'isolation est définie comme la somme des énergies transverses au-delà d'un seuil ($> n\sigma$) dans un cône autour de la trajectoire du muon :

$$E_T^{\text{EMcone}} = \sum_{\text{cellules}} E_T^{>n\sigma}(R_{\min} < \Delta R < R_{\max}) \quad (5.1)$$

Afin de sélectionner correctement les cellules à sommer dans chaque compartiment, la trace

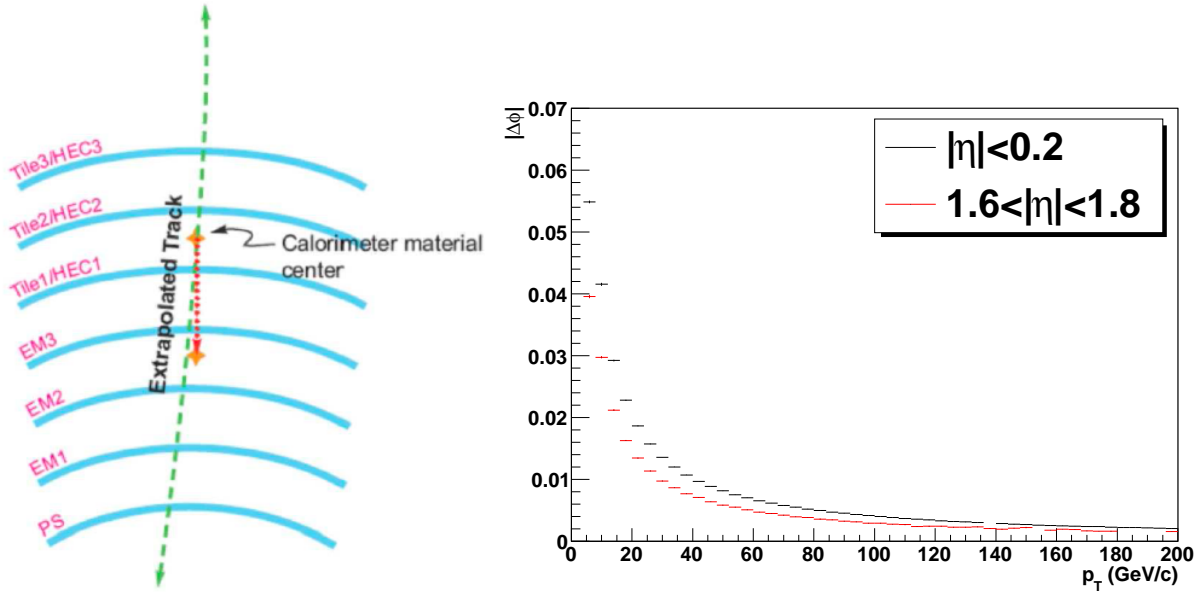


FIG. 5.7 – Extrapolation de la trace du muon jusqu'au milieu de chaque compartiment (gauche). Déviation en ϕ (entre le vertex primaire et l'entrée du calorimètre) d'un muon en fonction de son p_T (droite).

est extrapolée à l'aide d'un outil de reconstruction *TrackInCaloTools* prenant en compte le champ magnétique comme illustré sur la figure 5.7. À $p_T = 20$ GeV, sans cette extrapolation, la définition du cône interne serait fautive d'une cellule du compartiment milieu suivant la direction ϕ . Un exemple de variable d'isolation pour les calorimètres électromagnétique et hadronique

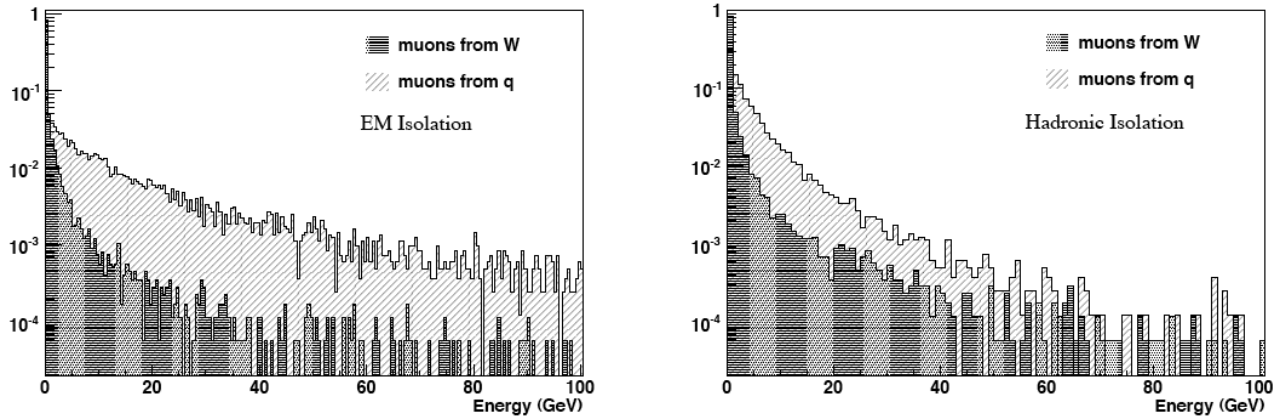


FIG. 5.8 – Isolation dans les calorimètres électromagnétique (gauche) et hadronique (droite) pour des muons provenant d'un W ou d'un quark b .

est montré sur la figure 5.8 : comme attendu, les muons issus de la désintégration du W sont nettement mieux isolés que ceux de quarks b .

La taille des cônes ainsi que les seuils peuvent être optimisés en fonction de l'état final de l'événement. Ce travail fait l'objet du chapitre 6 dans le cadre de la recherche du $Higgs \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

5.3.2 Application au calo EM avec les cosmiques

Des données de cosmiques enregistrées en avril 2008 avec 5 échantillons ont été utilisées pour étudier la variable d'isolation du calorimètre électromagnétique. Dans un premier temps, une attention particulière a été portée à l'étude du bruit. L'isolation a été calculée sous différentes conditions et comparée à une simulation de bruit gaussien.

5.3.2.1 Mesure du bruit

Pour chacune des cellules (essentiellement sans signal^a), la distribution de l'énergie a été ajustée par une gaussienne (fig. 5.9). Des critères ont été définis pour rejeter des cellules ayant un comportement problématique :

- la cellule est conservée si l'ajustement gaussien a correctement convergé avec un $\chi^2 < 3$
- $|\langle E \rangle| < 10 \text{ MeV}$: cette coupure rejette des cellules où le piédestal est instable
- $0.96 < \frac{\sigma}{rms} < 1.1$: le σ de la gaussienne doit être compatible avec le rms de la distribution, sinon cela signifie que le bruit est instable
- la cellule doit être reconstruite avec le filtre optimal
- la base de données doit contenir des piédestaux et des gains électroniques

Ces critères rejettent moins de 1% des cellules lues. La figure 5.10 présente les moyennes du bruit et rms en fonction de η - ϕ pour les trois compartiments. Deux modules du calorimètres

^aun muon déposant un signal dans moins de 10 cellules

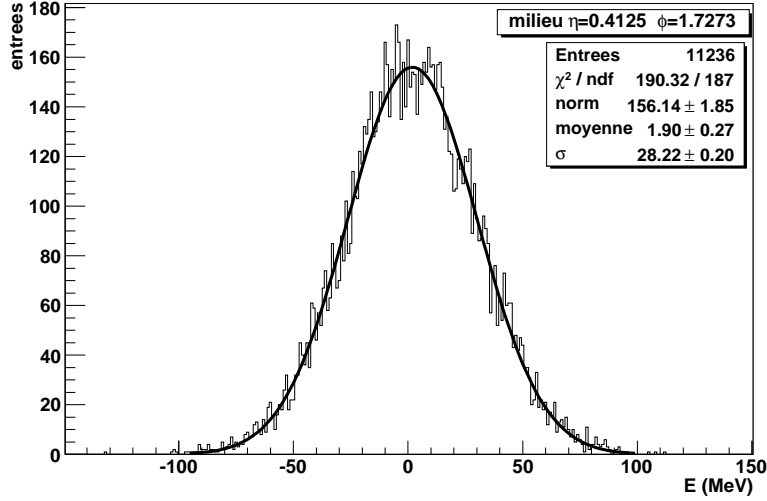


FIG. 5.9 – Exemple de la mesure du bruit ($\langle E \rangle, \sigma_E$) pour une cellule du milieu à partir des données (gauche).

n'étaient pas lus. Le décalage $\langle E \rangle$ du bruit est pris en compte dans la mesure de l'énergie. La cellule ayant le plus grand rapport signal sur bruit dans le compartiment milieu est identifiée. Si ces énergies sont supérieures à un seuil ^b garantissant la présence d'un signal, elles définissent la trajectoire du muon, extrapolée dans chaque compartiment.

5.3.2.2 Calcul de l'isolation

La variable E_T^{EMcone} est calculée avec $n=3.4$ et $R_{max} = 0.25$. Le rayon interne R_{min} a été choisi à 0.05 pour les compartiments milieu et arrière. Compte tenu de leur taille ($\Delta\phi = 0.1$), une condition supplémentaire $\Delta\phi = 0.075$ est appliquée pour les cellules du pré-échantillonneur et du compartiment avant. Cela garantit la réjection de toutes les cellules potentiellement traversées par le muon.

La variable E_T^{EMcone} n'est acceptée que dans les cas suivants :

- $|\phi - \pi/2| < 0.7$ pour les 2 hémisphères, garantissant une projectivité en ϕ .
- $|\eta_{haut} - \eta_{bas}| < 0.8$ pour éliminer des événements hautement non-projectifs suivant η .
- Pour chaque compartiment, au moins 97% des cellules dans le cône doivent avoir été lues et considérées bonnes dans l'analyse du bruit. La figure 5.12 montre la distribution du nombre de cellules par compartiment pour tous les cônes gardés.

La variable d'isolation a aussi été calculée pour chaque événement sélectionné ci-dessus dans le demi-tonneau opposé. Le cône interne de ces événements ne contient que du bruit. Finalement, pour chaque cône d'isolation autour du muon, le signal a été simulé avec le bruit gaussien mesuré sur la figure 5.13 pour chaque cellule dans le cône. La figure 5.14 (haut) montre

^bune valeur de 3.6σ a été utilisée

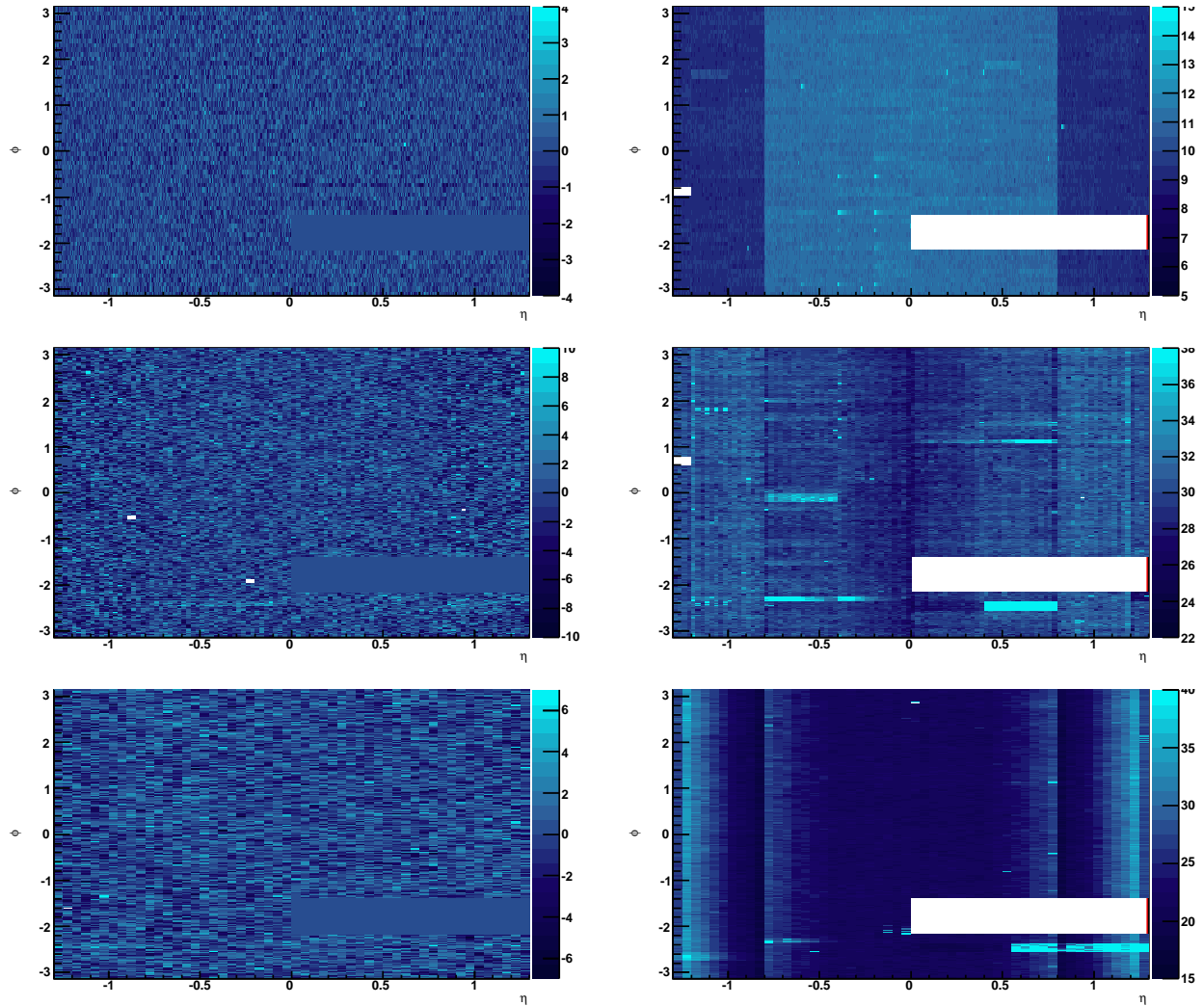


FIG. 5.10 – Distribution en fonction de η - ϕ de la valeur moyenne de E (gauche) et du σ du bruit (droite) pour le premier (haut), second (milieu) et troisième (bas) compartiments du tonneau.

la distribution de la variable d'isolation pour ces trois cas. Plusieurs observations peuvent être faites à partir de cette distribution :

- Pour l'isolation autour d'un muon, 8 événements dont 5 au-delà de 1 GeV ont un dépôt supérieur à 500 MeV et semblent être associés à la présence d'un photon de bremsstrahlung. Aucune explication n'a été trouvée pour les événements au-delà de 500 MeV en absence de muon.
- La structure à deux pics correspond à une cellule du compartiment avant ou milieu au-delà de 3.4σ
- La fraction d'événements n'ayant aucune cellule au-delà de 3.4σ dans le cône d'isolation est environ 25% plus faible dans les données par rapport à la simulation du bruit gaussien. Cette différence est expliquée par l'algorithme de reconstruction du signal. La figure 5.12 montre que le nombre de cellules avec une énergie reconstruite au-delà de $+3.4\sigma$

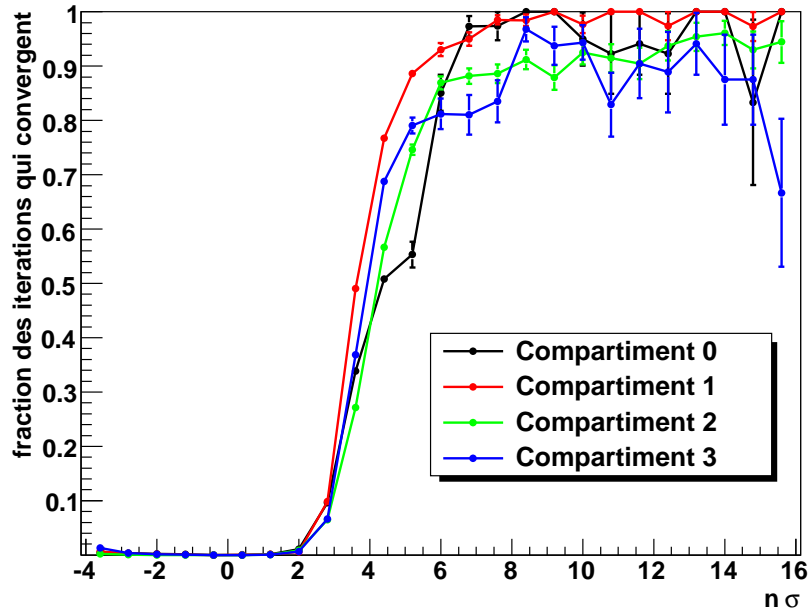


FIG. 5.11 – Probabilité de convergence de la méthode itérative en fonction de l’amplitude pour les quatre compartiments (bas).

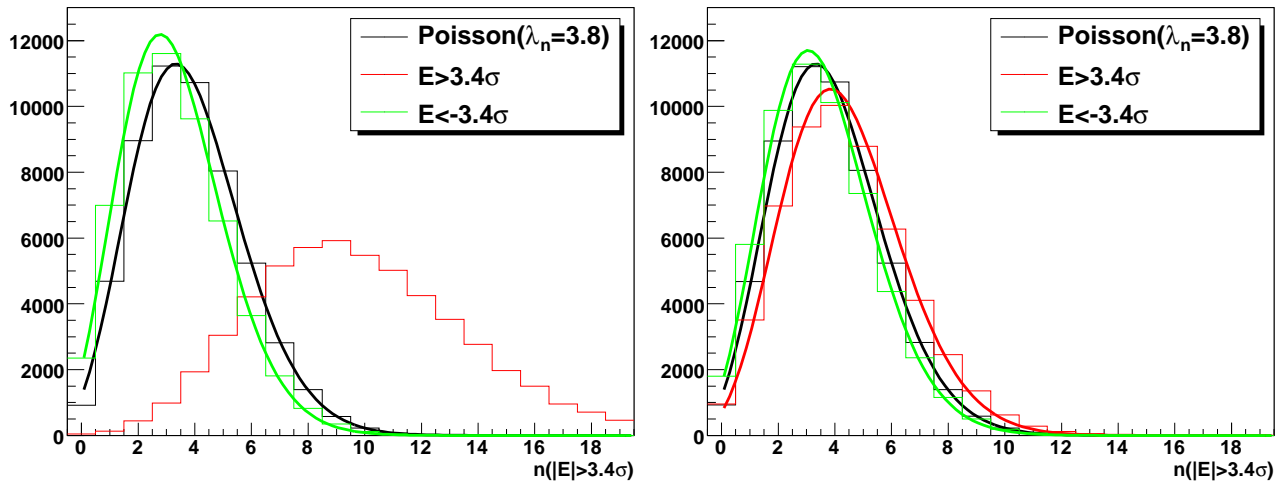


FIG. 5.12 – Distribution du nombre d’événements par cellule avec une énergie inférieure à -3.4σ (vert) ou supérieure à $+3.4\sigma$ (rouge) pour un lot de 11278 événements. La courbe en noir représente la distribution attendue dans le cas d’un bruit gaussien pour chaque cellule. Reconstruction du signal standard (gauche) et avec réjection des cellules inférieures à 4σ ayant convergé (droite).

diffère du nombre en-deçà de -3.4σ pour des événements de bruit. En faisant l’hypothèse d’une distribution gaussienne pour le bruit, ce nombre moyen devrait être de 3.8 . Une distribution de Poisson avec $\lambda_n = 3.8$ démontre un problème avec les cellules à énergie

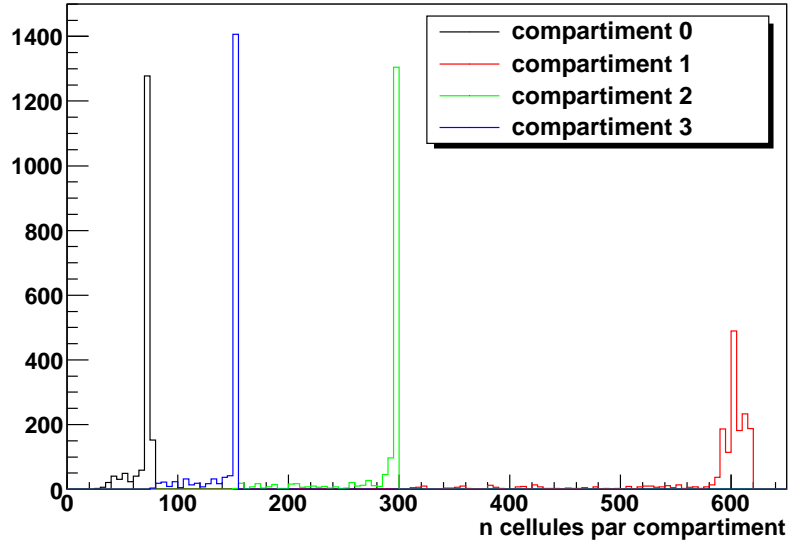


FIG. 5.13 – Nombre de cellules dans le cône pour chaque compartiment avant sélection (droite)

positive. Cette différence ne peut être expliquée par la présence des cosmiques, mais est attribuée à l’algorithme de reconstruction du signal. En effet, la figure 5.11 présente la fraction des cellules sur lesquelles l’itération converge en fonction de l’amplitude en unités de σ . À partir de 4σ , l’itération converge dans au moins 60% des cas et en dessous de 2σ , il n’y a jamais d’itération. Dans la région 3.4 à 4.0σ , l’énergie est surestimée quand l’itération a convergé. Si on ne conserve que les cellules dans cet intervalle pour lesquelles l’itération n’a pas convergé, le nombre moyen de cellules avec énergie positive est en accord avec la distribution de Poisson (fig. 5.12). La distribution du $E_T^{\text{EMcône}}$ dans ces conditions est présentée sur la figure 5.14 (bas). Un meilleur accord est trouvé entre les distributions jusqu’à 200 MeV.

En conclusion, moins de 2% des événements ont une énergie dans le cône d’isolation dans le calorimètre électromagnétique supérieure à 500 MeV. En principe, la variable d’isolation est la somme des parties électromagnétique et hadronique et une coupure à environ 5 GeV est appliquée. Par conséquent, cette étude démontre que les conditions actuelles de bruit dans le calorimètre à argon liquide seront adéquates dès le démarrage du LHC pour l’isolation.

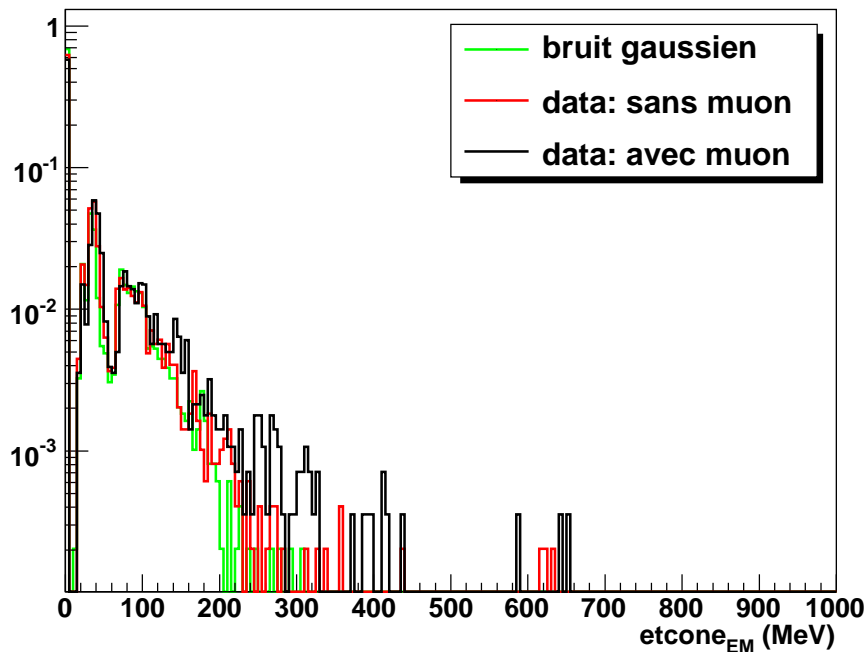
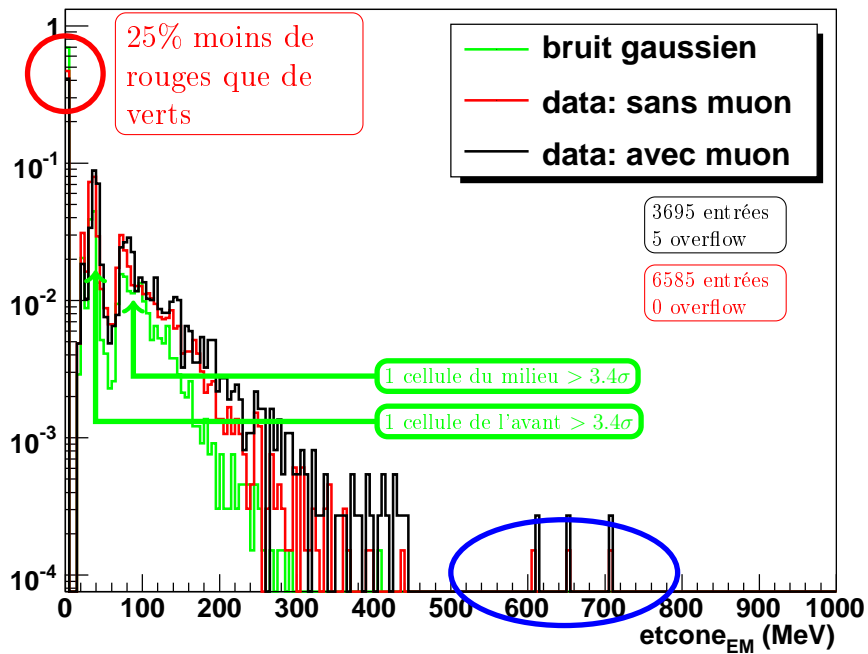


FIG. 5.14 – Distribution de la variable d’isolation E_T^{EMcone} autour d’un muon (noir) et sans muon (rouge) avec les données cosmiques. La courbe en vert correspond à une simulation du bruit attendu. La figure du haut est obtenue avec la reconstruction standard de l’énergie des cellules alors que dans celle du bas, sont rejetées les cellules inférieures à 4σ qui ont convergé.

Chapitre 6

Étude de l'isolation des muons pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$

Le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ est l'un des plus prometteurs pour la découverte du Higgs dans la région $120 \text{ GeV} < M_H < 180 \text{ GeV}$, notamment en raison d'un bruit de fond réductible très faible. L'objet de ce chapitre est de démontrer que l'efficacité du signal peut être augmentée en utilisant des critères d'isolation appropriés à l'état final. Dans un premier temps, l'analyse standard d'ATLAS est décrite. Une seconde partie présente une analyse détaillée de différents critères d'isolation et leur impact sur l'analyse. Ces nouvelles variables sont ensuite combinées et le résultat de l'analyse présenté. Finalement, l'utilisation des muons identifiés par le calorimètre est exposée avant une conclusion.

6.1 Analyse du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ dans ATLAS

6.1.1 Caractéristiques du signal

Le diagramme dominant de production du Higgs en ZZ est présenté sur le schéma 6.1. Seuls les états finaux de type électrons ou muons permettent d'offrir une signature claire. Compte tenu du faible rapport d'embranchement du $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ ou $Z \rightarrow e^+e^-$, la section efficace de production calculée au second ordre est faible, $\sigma \cdot \text{BR} = 6.25 \text{ fb}$ pour un Higgs de 130 GeV . L'état final se caractérise par quatre leptons isolés.

Dans la région de masse $120 \text{ GeV} < M_H < 150 \text{ GeV}$, l'analyse devient plus difficile car un des Z ne se trouve pas sur sa couche de masse : la contrainte sur la masse invariante ne peut pas être utilisée et les p_T sont plus faibles. Le signal se caractérise par la présence d'un étroit pic dans la masse invariante 4-leptons au dessus du bruit de fond "plat" attendu grâce à l'excellente résolution et la linéarité de la mesure de l'énergie des électrons et muons. Bien que l'analyse combine tous les états finaux possibles, seul l'état $H \rightarrow 4\mu$ est étudié dans ce chapitre et pour une masse de 130 GeV .

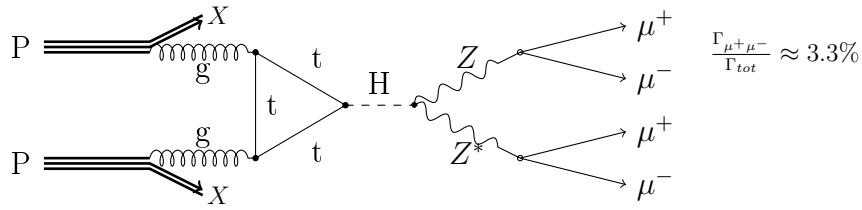


FIG. 6.1 – Mécanisme de production du Higgs par fusion de gluons suivie par sa désintégration en 2 Z qui se désintègrent à leur tour leptoniquement.

6.1.2 Bruit de fond irréductible ZZ^*

La production par QCD de l'état final ZZ^* a les mêmes caractéristiques que le signal de Higgs. La section efficace est supérieure par un ordre de grandeur. En revanche, la forme du spectre en masse invariante (figure 6.2) ne présente pas de pic à la masse du Higgs. Le nombre d'événements de bruit de fond attendu devra être estimé soit par la simulation, soit par un ajustement global effectué avec les données.

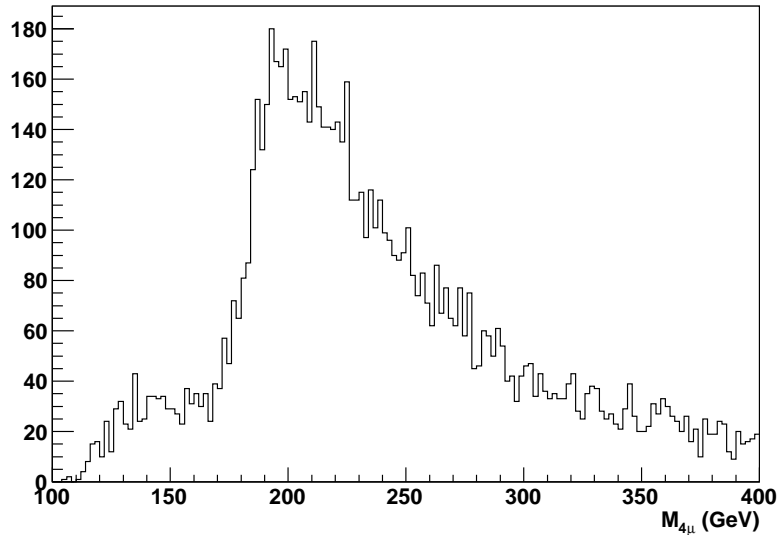


FIG. 6.2 – Spectre en masse invariante des événements ZZ^* avant les coupures sur l'isolation et après le filtre à la génération.

6.1.3 Bruits de fond réductibles : $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$

Les bruits de fond $Zb\bar{b}$ et $t\bar{t}$ sont les plus importants notamment dans la région de basse masse. Ils se caractérisent par la présence de leptons mal isolés dans l'état final provenant en principe de la désintégration d'un quark b comme illustré sur le schéma 6.4. Les sections efficaces sont respectivement 833 pb pour le $t\bar{t}$ et 52 pb pour le $Zb\bar{b}$. Cependant, ce dernier, dont les diagrammes de production sont montrés sur la figure 6.3, demeure le plus difficile à réduire car il contient aussi un Z dans l'état final. Étant donné les incertitudes importantes sur leurs

sections efficaces, l'objectif est de maintenir leur contribution à un niveau bien en-deçà du bruit fond irréductible (e.g. $< 30\%$ du ZZ^*).

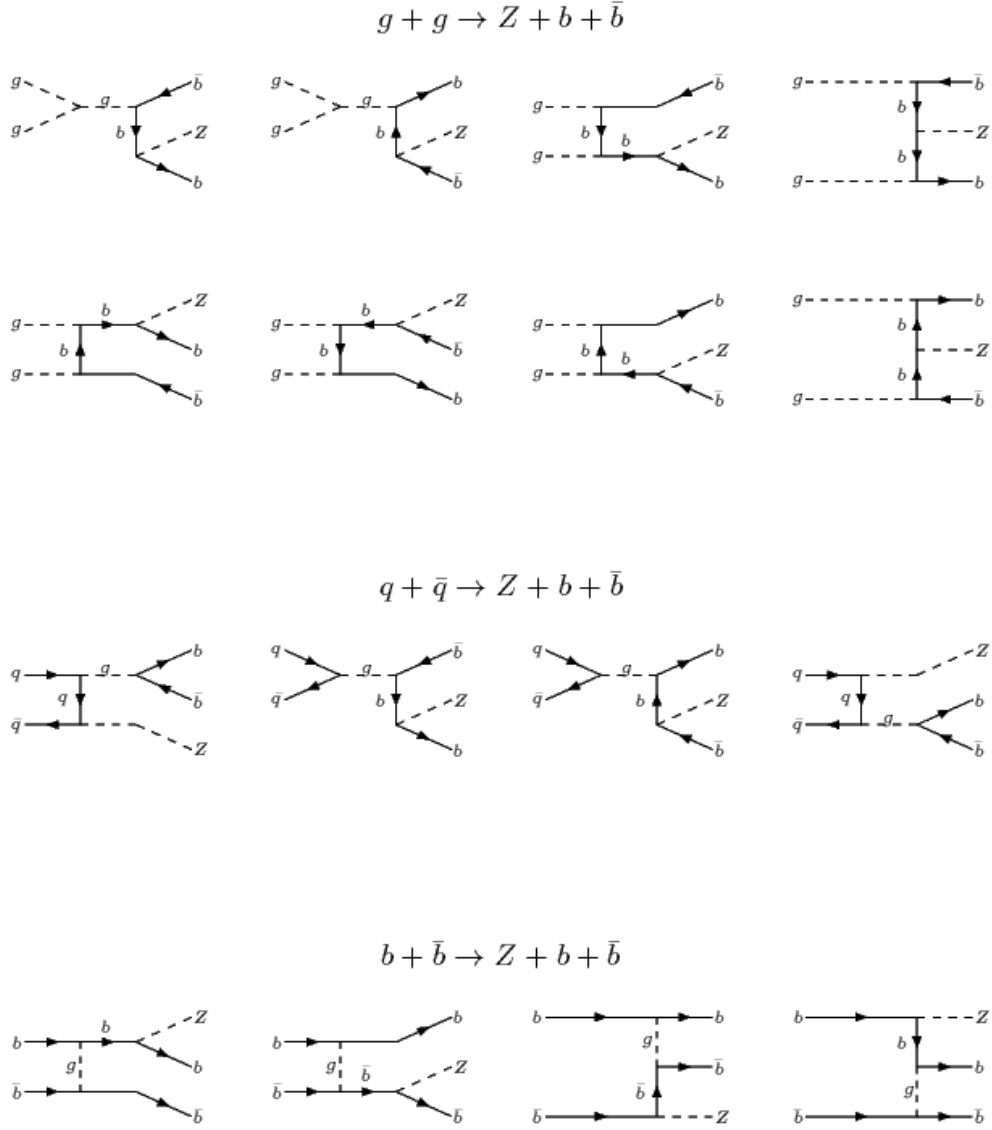


FIG. 6.3 – Diagrammes de production d'événements $Zb\bar{b}$.

6.1.4 Événements générés

La table 6.1 résume les caractéristiques de lots de données utilisés. Le signal Higgs, généré avec PYTHIA6.3 [46], a aussi été simulé dans les conditions qui devraient régner à basse luminosité, soit $2 \cdot 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. L'empilement et les événements de biais minimum sont ajoutés au niveau de la numérisation. De même, le bruit de fond caverne est augmenté à une valeur cinq fois supérieure à ce qui est attendu. Les événements ZZ^* ont été générés avec PYTHIA6.3

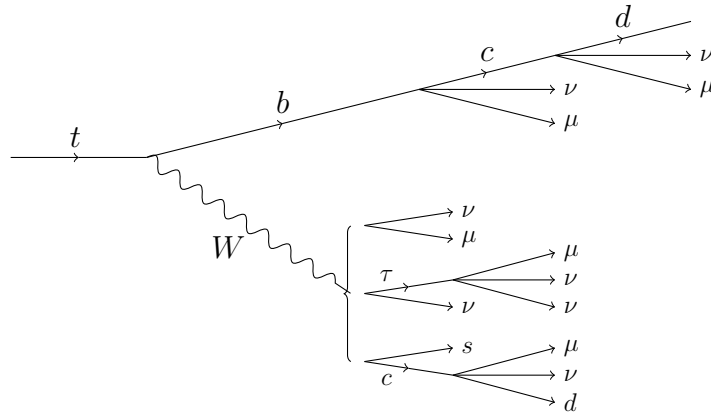


FIG. 6.4 – Ce diagramme montre les types de muons issus de la désintégration d'un quark top : de la désintégration leptonique d'un W ou semi-leptonique d'un quark lourd.

[47] au premier ordre avec une correction de +30% pour tenir compte des diagrammes en boîte des quarks. La génération des événements $Zb\bar{b}$ a été faite avec le programme AcerMC3.1 [48] : 8.5 pb sont ajoutés pour inclure des diagrammes absents à la génération. Finalement, pour le bruit de fond $t\bar{t}$, MC@NLO a été utilisé [49]. Aucun lot de bruits de fond avec empilement n'est disponible, mais il est raisonnable de penser que la réjection ne pourrait qu'être améliorée en leur présence. Les hypothèses et détails des calculs ayant mené à ces sections efficaces sont expliqués dans la référence [17].

processus	lot de données	σ (fb)	filtre	# gén.
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	trig1_misal1_csc11.005300.PythiaH130zz4l.recon.ESD.v13003003	6.25	0.633	39 K
+ empilement	trig1_pile1sf05_misal1_csc11.005300.PythiaH130zz4l.recon.ESD.v13003003			50 K
$ZZ^* \rightarrow 4\ell$	trig1_misal1_csc11.005980.Pythiaz4l.recon.ESD.v13003003	158.8(+47.64)	0.219	63 K
$Zb\bar{b} \rightarrow 4\ell$	trig1_misal1_mc12.005177.AcerMC_Zbb_4l.recon.ESD.v13003004	52000(+8500)	0.00942	424 K
$t\bar{t} \rightarrow 4\ell$	trig1_misal1_mc12.005211.ttbarmcAtNLO4Leptons.recon.ESD.v13003004	833000	0.00728	384 K

TAB. 6.1 – Caractéristiques des lots de données utilisés : les sections efficaces incluent les corrections entre parenthèses. Les critères du filtre sont expliqués dans le texte.

Un filtre à la génération (MultiLeptonFilter) a été appliqué, demandant quatre leptons dans la vérité avec $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ à l'intérieur de $|\eta| < 2.7$. Il conserve 63% du signal et moins de 1% des événements du bruit de fond réductible. Une attention particulière a été portée à la simulation du détecteur pour la plus rendre la plus réaliste possible. Des désalignements éventuels des chambres à muons et des détecteurs internes ont été ajoutés ainsi que des distorsions dans le champ magnétique. De la matière a été ajoutée devant et après le calorimètre (critique pour la reconstruction des électrons). La nécessité d'extraire l'information des cellules pour l'isolation a demandé l'utilisation de données en format ESD (Event Summary Data). Les lots de données, générés à partir de la version 12 du code ATHENA, ont été reprocessés avec la version 13.0.40.

6.1.5 Sélection des événements

Les étapes de l'analyse apparaissent dans le tableau 6.2. Chaque coupure et son impact sera expliqué dans les paragraphes suivants.

1.&2. Déclenchement Au niveaux 1 et 2, le déclenchement $1\mu 20$ sélectionne les événements ayant au moins un muon de haut p_T (>20 GeV). Le même critère de base est utilisé ensuite par le dernier niveau du déclenchement (EF pour Event Filter). L'efficacité combinée des trois niveaux de déclenchement est de 95%. Il est à noter qu'une alternative du type $2\mu 10$ (sélectionnant au moins 2 muons de 10 GeV de p_T) récupérerait la moitié de cette perte. Les coupures en aval devront cependant être adaptées pour que ces événements survivent à l'ensemble de l'analyse.

3. Présélection La liste des muons qui sont gardés est établie de la façon suivante : aux muons combinés (STACO), sont ajoutés successivement les muons reconstruits par les spectromètres seuls (*MuonBoy*) et les muons identifiés uniquement par le spectromètre (*MuTag*). L'étape de présélection demande au moins quatre muons combinés avec $p_T > 5$ GeV et $|\eta| < 2.5$ (cette coupure en η enlève donc la quasi totalité des muons trouvés par *MuonBoy*). La figure 6.5 montre qu'une efficacité de reconstruction des muons de 95% est obtenue. Au minimum, deux muons de chaque charge sont exigés. La figure 6.6 montre la distribution en η des muons présélectionnés. Une importante inefficacité est clairement visible autour de $|\eta| = 0$.

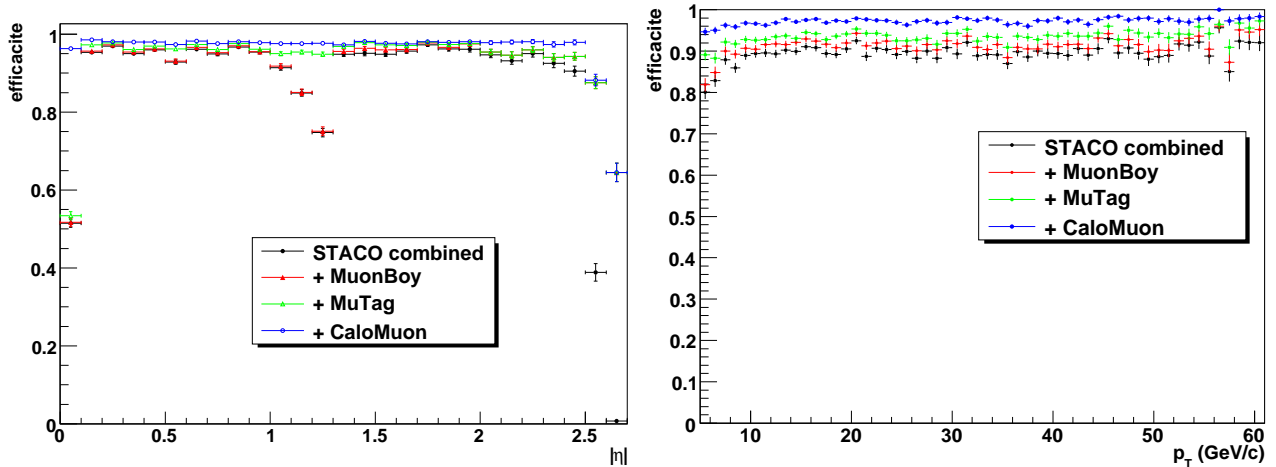


FIG. 6.5 – L'efficacité de reconstruction des muons d'événements $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ versus $|\eta|$ et p_T en ajoutant successivement les différents algorithmes.

4. Coupures cinématiques Comme expliqué précédemment, des muons sont issus de désintégrations de quarks b pour le bruit de fond réductible et donc présentent un spectre en p_T plus mou que le signal comme présenté sur la figure 6.6. Une coupure à 7 GeV est appliquée. Compte tenu de la présence d'un Z dans l'état final, on demande deux muons avec $p_T > 20$ GeV.

coupure	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ N (norm.)	+ empilement N (norm.)	$ZZ^* \rightarrow 4\mu$ N (norm.)	$Zbb \rightarrow 4\mu$ N (norm.)	$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$ N (norm.)
production	9814 (29.6719)	12306 (29.6719)	63000 (1043.3160)	423500 (14695.2000)	383650 (181927.2000)
L2	9499 (28.7195)	11687 (28.1794)	42645 (706.2256)	224546 (7791.6136)	210193 (99673.7233)
EF	9355 (28.2841)	11274 (27.1835)	41765 (691.6523)	215173 (7466.3761)	196057 (92970.4185)
préselection	7252 (21.9259)	8741 (21.0760)	11051 (183.0109)	39692 (1377.2890)	17631 (8360.6372)
coupures pr	6111 (18.4761)	7277 (17.5461)	10163 (168.3051)	15160 (526.0431)	5246 (2487.6583)
$ M_{12} - M_Z < 15 \text{ GeV}$	5150 (15.5706)	6130 (14.7805)	9906 (164.0490)	14124 (490.0945)	1755 (832.2227)
$M_{34} > 20 \text{ GeV}$	4357 (13.1731)	5193 (12.5212)	9380 (155.3382)	5203 (180.5410)	1134 (537.7439)
isolation calo	3983 (12.0423)	4462 (10.7586)	8802 (145.7661)	368 (12.7694)	8 (3.7936)
isolation traces	3692 (11.1625)	3992 (9.6254)	8511 (140.9470)	120 (4.1639)	1 (0.4742)
paramètre d'impact	3427 (10.3613)	3656 (8.8152)	7568 (125.3304)	42 (1.4574)	0 (0.0000)
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	2983 (9.0189)	3196 (7.7061)	85 (1.4076)	2 (0.0694)	0 (0.0000)

TAB. 6.2 – Ce tableau montre le nombre d'événements restant après chaque coupure. Ceux entre parenthèses ont été normalisés pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

coupure	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$		+empilement		$ZZ^* \rightarrow 4\mu$		$Zbb \rightarrow 4\mu$		$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$	
	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)
L2	0.9679 (0.9679)	0.9497 (0.9497)	0.6769 (0.6769)	0.5302 (0.5302)	0.5479 (0.5479)					
EF	0.9848 (0.9532)	0.9647 (0.9161)	0.9794 (0.6629)	0.9583 (0.5081)	0.9327 (0.5110)					
préselection	0.7752 (0.7389)	0.7753 (0.7103)	0.2646 (0.1754)	0.1845 (0.0937)	0.0899 (0.0460)					
coupures p_T	0.8427 (0.6227)	0.8325 (0.5913)	0.9196 (0.1613)	0.3819 (0.0358)	0.2975 (0.0137)					
$ M_{12} - M_Z < 15 \text{ GeV}$	0.8427 (0.5248)	0.8424 (0.4981)	0.9747 (0.1572)	0.9317 (0.0334)	0.3345 (0.0046)					
$M_{34} > 20 \text{ GeV}$	0.8460 (0.4440)	0.8471 (0.4220)	0.9469 (0.1489)	0.3684 (0.0123)	0.6462 (0.0030)					
isolation calo	0.9142 (0.4058)	0.8592 (0.3626)	0.9384 (0.1397)	0.0707 (0.0009)	0.0071 (0.0000)					
isolation traces	0.9269 (0.3762)	0.8947 (0.3244)	0.9669 (0.1351)	0.3261 (0.0003)	0.1250 (0.0000)					
paramètre d'impact	0.9282 (0.3492)	0.9158 (0.2971)	0.8892 (0.1201)	0.3500 (0.0001)	0.0000 (0.0000)					
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	0.8704 (0.3040)	0.8742 (0.2597)	0.0112 (0.0013)	0.0476 (0.0000)	0.0000 (0.0000)					

TAB. 6.3 – Efficacités relatives et absolues de chaque coupure.

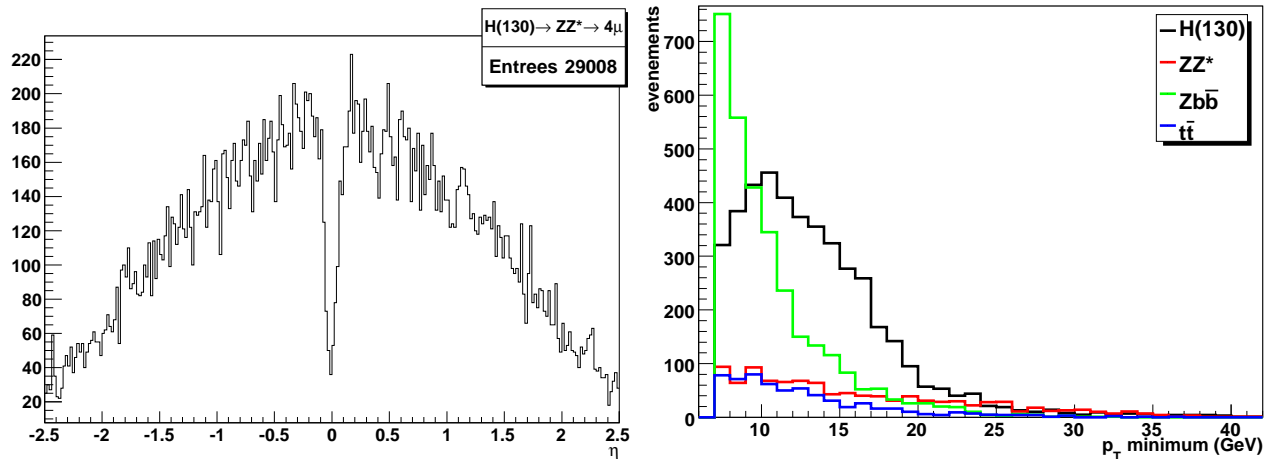


FIG. 6.6 – Distribution en η des muons après la présélection (gauche). Spectre en p_T du muon le moins énergétique pour le signal et les bruits de fond (droite).

5. Contrainte sur la masse du Z (M_{12}) Si au moins quatre muons répondent aux critères précédents, la paire avec des charges opposées dont la masse invariante M_{12} est la plus proche de celle du Z est sélectionnée. La figure 6.7 montre cette distribution de masse invariante : une coupure appliquée sur $|M_{12} - 91.188 \text{ GeV}| < 15 \text{ GeV}$ rejette efficacement le bruit de fond $t\bar{t}$.

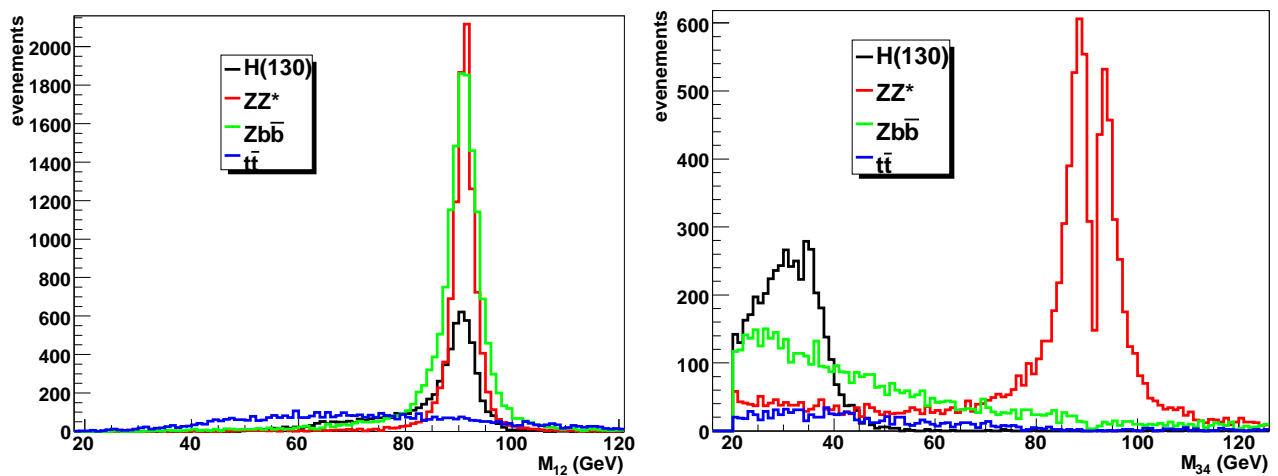


FIG. 6.7 – Contrainte sur la masse du Z et coupure sur Z^* (distributions normalisées au même nombre d'entrées). Le trou dans la distribution M_{34} autour de la masse du Z pour les événements ZZ^* est expliqué par le choix de M_{12} .

6. Masse du Z^* (M_{34}) Les muons restants qui n'ont pas formé le Z sont ensuite combinés à leur tour pour constituer le Z^* . Parmi toutes les combinaisons possibles dont la masse invariante M_{34} excède 20 GeV, la paire contenant le muon de plus grand p_T est conservée. La distribution de cette masse invariante est présentée sur la figure 6.7. Une coupure $M_{34} < 50 \text{ GeV}$ rejeterait une large fraction du bruit de fond ZZ^* , mais ces événements sont rejetés plus tard par la

coupure sur la masse invariante des quatre leptons. À ce stade de l'analyse, le bruit de fond réductible reste encore quatre fois supérieur au continuum ZZ^* .

7. Isolation calorimétrique La variable d'isolation, définie au chapitre 5.3.1 et montrée sur la figure 6.8, est utilisée pour rejeter les muons issus de la désintégration de quarks b . Les rayons internes R_{\min} et R_{\max} sont 0.05 et 0.2 respectivement, et le seuil sur les cellules de 3.4σ . La différence entre les échelles d'énergie des muons et des électrons est prise en compte en appliquant les facteurs 1.3333 et 1.0989 respectivement aux cellules électromagnétiques et aux tuiles.

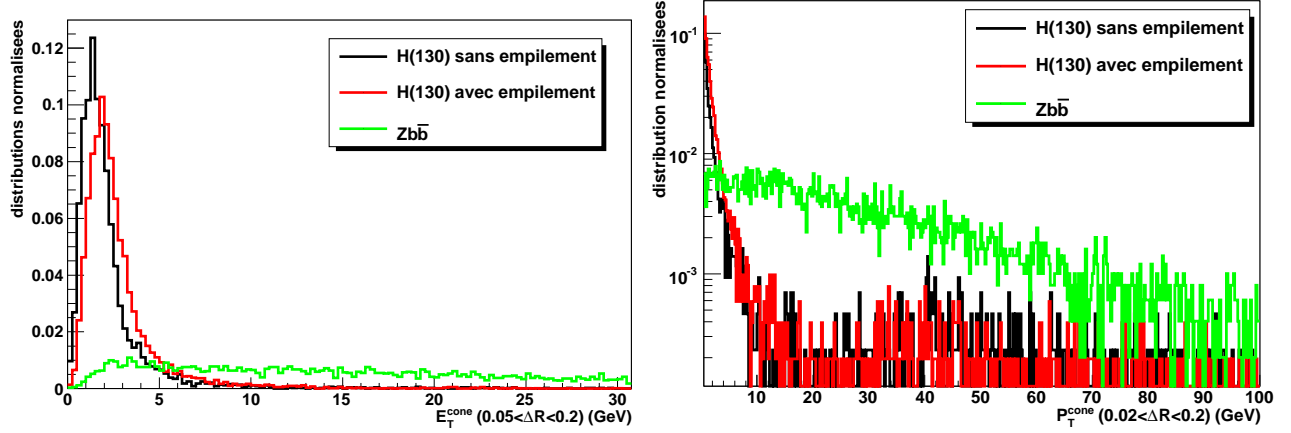


FIG. 6.8 – Distribution des variables d'isolation (non-normalisées par le p_T) telles que définies dans l'analyse standard.

En pratique, la coupure n'est pas appliquée sur E_T^{cone} mais sur E_T^{cone}/p_T , ce qui accroît son pouvoir discriminant. Bien que ce rapport n'ait pas de justification physique^a, son effet peut être expliqué. Le spectre du p_T des muons des quarks b est plus mou que ceux formant le Z^* dans le signal (fig. 6.6), ce qui accentue la différence. La courbe de la réjection du bruit de fond $Zb\bar{b}$ en fonction de l'efficacité du signal pour différents seuil de coupure est présentée sur la figure 6.9. Une coupure $E_T^{\text{cone}}/p_T < 0.23$ est choisie pour garantir une efficacité d'environ 90% du signal. Seuls 7% des événements $Zb\bar{b}$ passent cette coupure.

8. Isolation des traces De façon similaire, un critère d'isolation sommant les traces à l'intérieur d'un cône est utilisé. Le cône interne est réduit à $\Delta R < 0.02$. Les traces avec un p_T inférieur à 500 MeV ne sont pas reconstruites.

$$p_T^{\text{cone}} = \sum_{\text{traces}} p_T(0.02 < \Delta R < 0.2) \quad (6.1)$$

La variable de la figure 6.8 est normalisée comme dans le cas précédant et une coupure à $p_T^{\text{cone}}/p_T < 0.15$ conserve à peu près 90% des événements du signal (voir figure 6.9).

^aEn effet, au premier ordre, l'énergie dans le cône d'isolation ne dépend pas de l'énergie du muon.

9. Paramètre d'impact Un muon provenant d'un quark b ($c\tau \approx 0.5\text{mm}$) peut avoir un paramètre d'impact décalé. Le paramètre d'impact d_0 d'une trace est défini comme la distance d'approche minimale dans le plan transverse par rapport à la position du vertex de l'événement. La valeur normalisée par son erreur, la *signification* d_0/σ_{d_0} , constitue une variable discriminante comme le montre la figure 6.9. Une coupure à $d_0/\sigma_{d_0} < 5$ est appliquée. Pour les électrons, cette coupure est plus large car la résolution sur le paramètre d'impact est dégradée par les émissions bremsstrahlung. La méthode utilisée dans cette analyse ne vérifie pas si la trace fait partie du vertex primaire reconstruit. Le σ_{d_0} est calculé à partir de la matrice de covariance de la trace reconstruite seulement. Des méthodes alternatives pour calculer le d_0 des traces ont été récemment implémentées dans ATHENA 14.X. Si la trace participe à l'ajustement du vertex, celui-ci est recalculé sans cette trace. L'erreur sur d_0 prend aussi en compte les matrices de covariance de la trace et du vertex. La signification est légèrement améliorée par ce traitement plus adéquat et l'analyse standard, qui utilise cette définition, a resserré la coupure à $d_0/\sigma_{d_0} < 3.5$ au lieu de 5. Dans cette même analyse, les trois dernières coupures sont appliquées séquentiellement sans profiter de possibles corrélations entre ces variables.

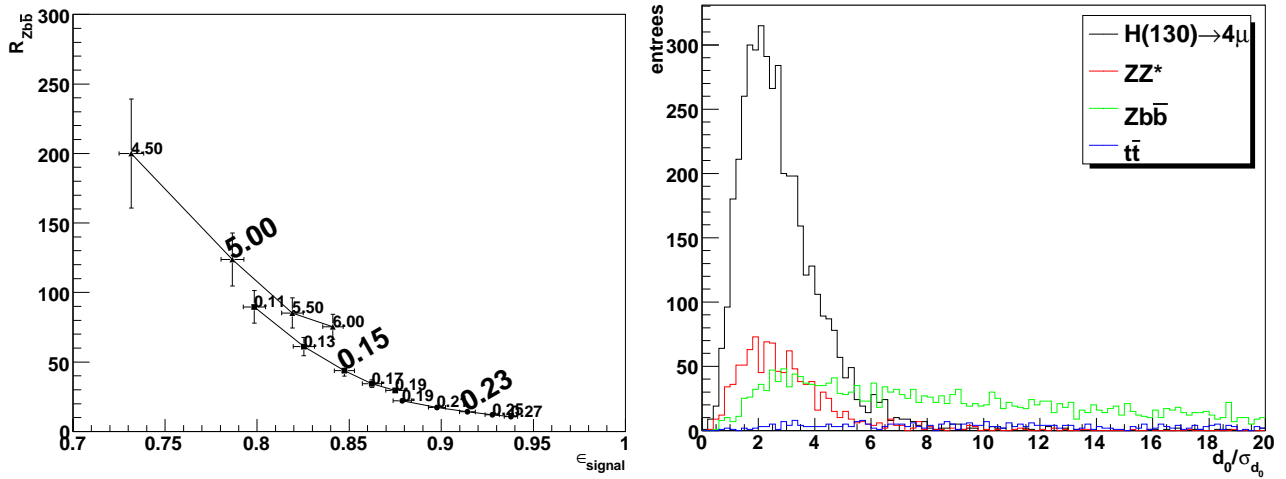


FIG. 6.9 – À gauche, réjection du bruit de fond $Zb\bar{b}$ en fonction de l'efficacité du signal pour différents seuils (écrits sur les courbes) sur l'isolation calorimétrique, l'isolation avec les traces et le paramètre d'impact (coupures appliquées successivement). Distributions de la signification du paramètre d'impact pour le signal et bruits de fond (droite). Dans ce graphe produit avant les coupures d'isolation, n'entrent que la valeur maximale parmi les quatre muons.

10. Masse invariante des 4 leptons La masse invariante des 4 leptons est reconstruite (fig.6.10). Le nombre d'événements se trouvant dans une fenêtre de 2σ autour du pic est compté. Dans le canal $4\text{-}\mu$, le biais introduit par la contraintes sur la masse du Z (M_{12}) est négligeable.

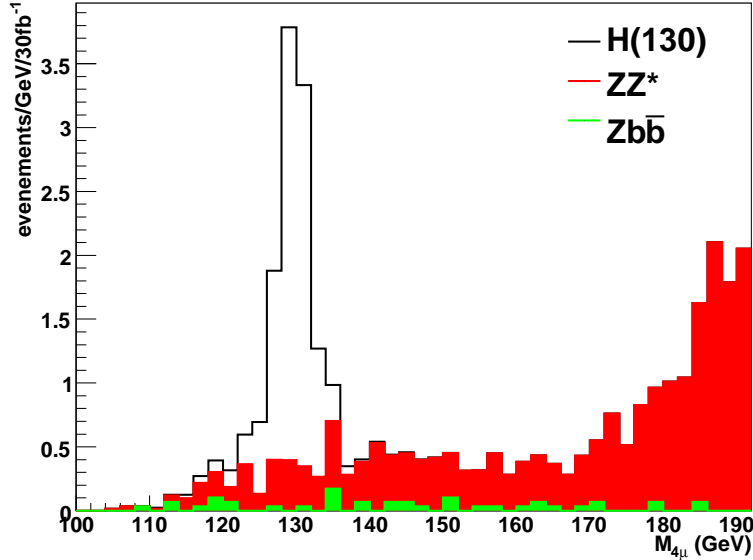


FIG. 6.10 – Distribution de la masse invariante 4-muons pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} .

6.1.6 Résultats

Pour une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} , 9 événements de signaux $\text{H} \rightarrow \text{ZZ}^* \rightarrow 4\mu$ sont attendus pour 1.8 de continuum ZZ^* et moins de 0.15 de bruit de fond réductible, correspondant à une signification statistique de 4.4. En incluant les états finaux $4e$ et $2e2\mu$, celle-ci peut atteindre 7.1 et donc permettre la découverte du Higgs après trois années à basse luminosité avec ce canal uniquement.

6.2 Optimisation de l'isolation

Comme montré juste avant, le bruit de fond réductible est très faible, $< 10\%$ du bruit ZZ^* . Par conséquent, afin d'augmenter la signification statistique, il peut être intéressant de maximiser plutôt l'efficacité au signal. En effet, même si l'efficacité ϵ du bruit de fond ZZ^* et du signal augmentent de la même façon, la signification statistique s'accroît comme $\sqrt{\epsilon}$. Les coupures cinématiques n'ont pas été optimisées à la masse de 130 GeV, mais il ne semble pas facile de les rendre plus efficaces. En revanche, les variables d'isolation, définies dans le cadre général d'ATLAS, peuvent être optimisées pour cet état final. Une définition plus robuste de l'isolation calorimétrique est présentée ainsi que son optimisation. L'impact des événements d'empilement est finalement évalué.

Pour effectuer cette étude où plusieurs itérations sont effectuées, le choix a été fait d'extraire l'ensemble des informations pertinentes des ESD et de les convertir en tuples ROOT. Il est à noter que pour les versions $>13.0.30$, les objets muons des AOD (Analysis Object Data) contiennent désormais un *cluster* de cellules à partir duquel il est possible de reconstruire les variables d'isolation. Le point de départ de ces analyses se situe après la coupure 6 sur la masse M_{34} . Puisque seules les basses masses du Higgs nous intéressent, les événements avec

$M_{4\mu} > 180 \text{ GeV}$ sont rejetés. Ceci permet de concentrer l'analyse sur les événements potentiellement dangereux uniquement. Les nombres d'événements utilisés sont montrés dans le tableau 6.4.

coupure	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$	$Zb\bar{b} \rightarrow 4\mu$	$t\bar{t}$
$M_{34} > 20 \text{ GeV}$	4357	5203	1134
$M_{4\mu} < 180 \text{ GeV}$	4343	3065	605
isolation calo	3983	299	3
isolation traces	3692	100	1
paramètre d'impact	3427	37	0

TAB. 6.4 – Nombre d'événements de signal et le bruit de fond $Zb\bar{b}$ qui sont étudiés pour l'optimisation. Les coupures d'isolation et de paramètre d'impact sont ceux de l'analyse standard.

6.2.1 Isolation calorimétrique

La distribution de la variable E_T^{cone} est montrée sur la figure 6.8. Pour comprendre les queues dans la distribution du signal ($> 5 \text{ GeV}$), une première étude a consisté à identifier les dépôts d'énergie. Compte tenu des différentes géométries dans les compartiments des calorimètres, le cône interne a été redéfini. Les paramètres de la variable d'isolation ont ensuite été optimisés.

6.2.2 Identification des dépôts d'énergie

La figure 6.11 montre les composantes électromagnétique et hadronique de la variable E_T^{cone} pour du signal. Ces événements ont été classés en plusieurs catégories. Peu d'événements comportent un muon avec une perte d'énergie catastrophique. Un nombre important d'événements présentent une forte composante électromagnétique et sont associés aux Z radiatifs pour lesquels un photon tombe dans le cône d'un muon. Une troisième catégorie correspond aux événements pour lesquels un muon du signal tombe dans le cône d'isolation d'un autre muon du signal. Dans ce cas, le dépôt est majoritairement hadronique. Pour la dernière catégorie, aucune caractéristique particulière n'a été mise en évidence et l'activité correspond aux événements sous-jacents de la collision. Un gain facile consiste à ne pas inclure les muons du signal dans les cônes d'isolation.

6.2.3 Redéfinition du cône interne

Certains muons possèdent une énergie non-nulle incompatible avec une simple fluctuation du bruit. L'origine de ce problème provient de la sélection des cellules du cône interne. Techniquement, une liste de cellules (CaloCellList) est créée à partir de la distance entre l'extrapolation dans chaque compartiment et le centre de la cellule. Comme schématisé sur la figure 6.12, une telle démarche est inadaptée à la granularité des cellules des tuiles ($\Delta\eta = 0.1$ ou 0.2

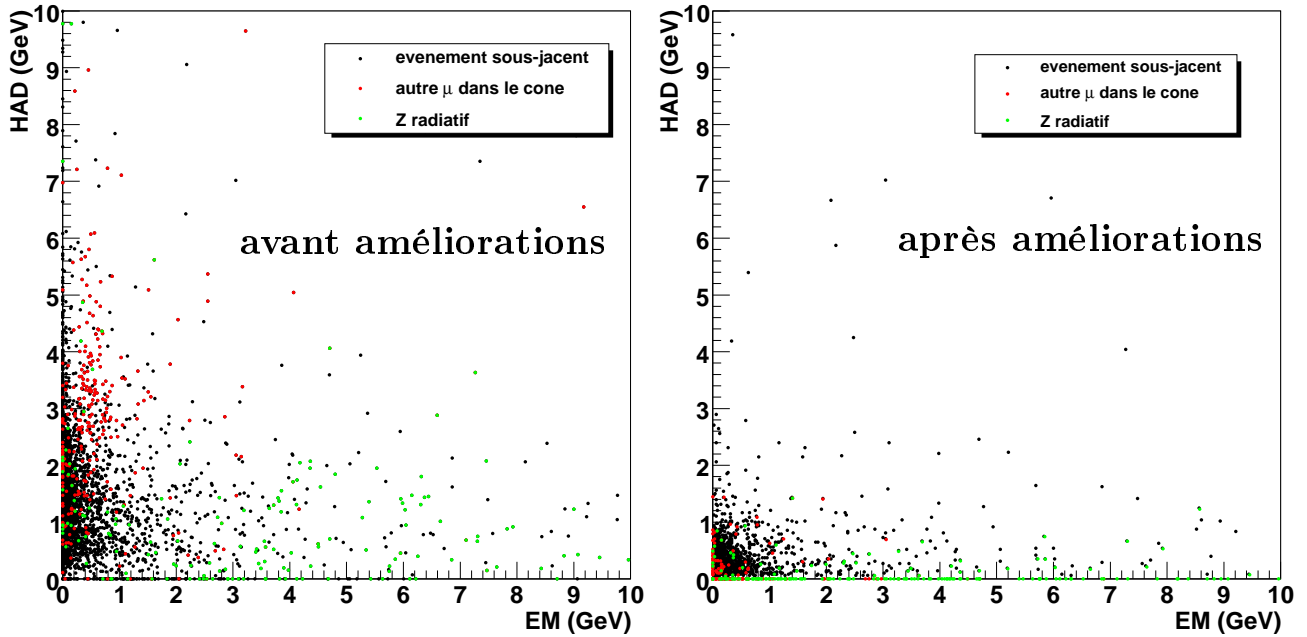


FIG. 6.11 – Les événements de signal sont classés d’après les contributions électromagnétique et hadronique de la variable d’isolation E_T^{cone} du muon le moins bien isolé. Les points verts correspondent aux cas où un photon est émis par un Z à partir du point d’interaction dans la direction de ce muon. Quant aux points rouges, un autre muon de l’événement est passé dans le cône d’isolation.

et $\Delta\phi = 0.1$). En effet, pour une fraction non-négligeable des muons (régions orangées sur le schéma), un nombre nul ou insuffisant de cellules est comptabilisé dans le cône interne. Celles-ci sont sommées dans le cône externe et le muon est ainsi considéré non-isolé. Dans le calorimètre EM (1^{er} compartiment et dans le pré-échantillonneur), la taille des cellules en $\Delta\phi$ engendre un problème similaire^b. Pour pallier à ces problèmes, la taille du cône interne doit être ajustée de sorte que toutes les cellules traversées par le muon soient exclues. Le cône interne est redéfini dans chaque compartiment de la façon suivante :

pré-échantillonneur : uniquement la cellule touchée

EM avant : $|\Delta\eta| < 0.025$ & $|\Delta\phi| < 0.035$

EM milieu et arrière : 3×3 cellules en $\eta \times \phi$

Tuiles compartiment 1&2 : $\Delta R < 0.05(2\sqrt{2} - 1)$

Tuiles compartiment 3 : $\Delta R < 0.05\sqrt{5}$

La figure 6.11 montre les composantes électromagnétique et hadronique après cette redéfinition et en excluant les muons du signal du cône externe. Peu d’événements présentent des dépôts hadroniques importants. Avec cette variable plus robuste, la courbe réjection-efficacité est présentée sur la figure 6.13. À réjection constante, un gain de 3% d’efficacité est obtenu.

^bDans la région de transition $1.35 < \eta < 1.45$, les cellules ont des dimensions variables et un traitement particulier est aussi nécessaire.

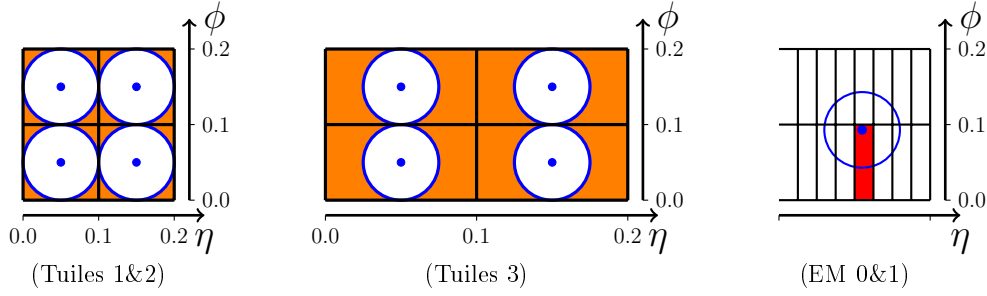


FIG. 6.12 – Les cercles bleus délimitent une région de 0.05 de rayon. Lorsque le muon tombe dans une région orangée, aucune cellule n’est comptabilisée dans le cône interne. Le schéma à droite pour le EM montre un cas typique où une seule cellule serait considérée dans le cône interne.

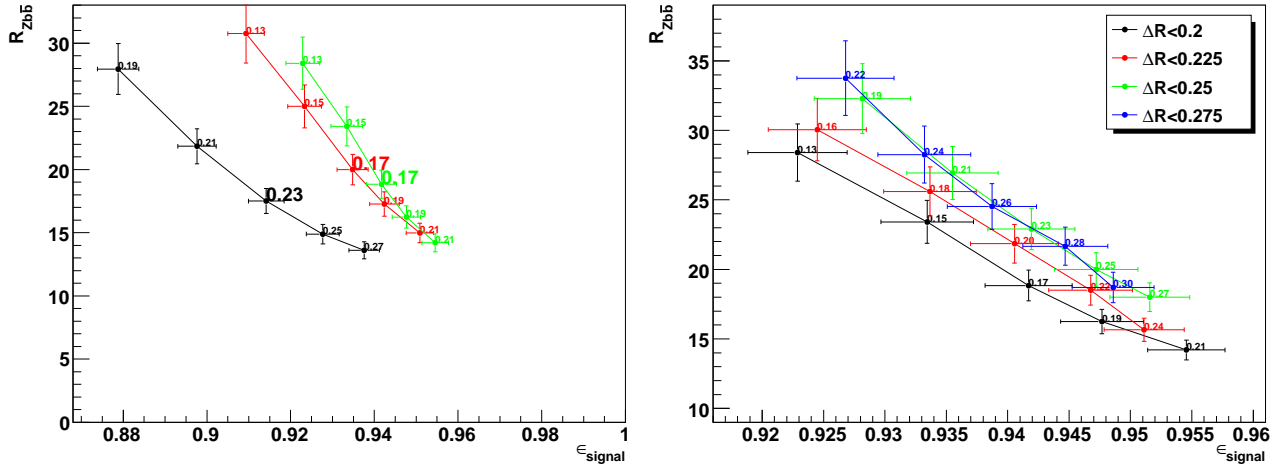


FIG. 6.13 – Efficacité-réjection de la coupure E_T^{cone} standard (noir), après redéfinition du cône interne (rouge) et exclusion des cellules des muons proches (vert) (gauche). Effets de la variation de la taille du cône externe sur la courbe d’efficacité-réjection (droite).

6.2.4 Optimisations des paramètres

Avec une isolation calorimétrique mieux comprise, la prochaine étape consiste à optimiser ses paramètres. La taille du cône externe a été variée et l’impact est présenté sur la figure 6.13 : un optimum est obtenu pour une taille de $\Delta R = 0.25$ avec un gain modeste de 0.5% sur l’efficacité . Une étude de variation du seuil de l’énergie des cellules a aussi été menée (figure 6.14). Une faible sensibilité à ce paramètre est observée. Bien qu’un seuil à 5σ présente une légère amélioration, un seuil à 3.4σ sera gardé. Dans la table 6.3, on peut remarquer qu’en présence d’empilement, la variable E_T^{cone} présente une inefficacité de 5%. La courbe 6.14 démontre qu’augmenter les seuils sur les énergies des cellules ne permet pas de récupérer cette perte.

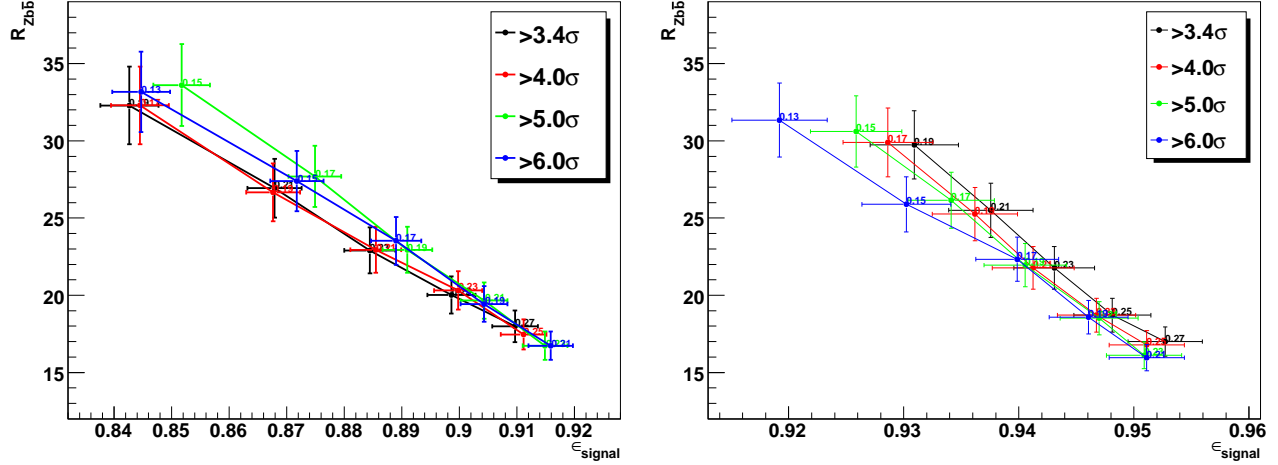


FIG. 6.14 – Efficacité-réjection en fonction du seuil sur l'énergie des cellules avec (gauche) et sans (droite) empilement.

6.2.5 Amélioration de l'isolation des traces

L'isolation par les traces, dont la distribution est présentée sur la figure 6.8, est traitée de façon similaire à E_T^{cone} et comporte le même défaut sur la possible présence d'un muon du signal dans le cône d'isolation. Contrairement à l'isolation calorimétrique, cette définition faisait systématiquement perdre 5% des événements^c. Pour résoudre ce problème, les traces des quatre muons de l'événement sont enlevées si elles se situent dans le cône d'isolation d'un autre muon. La figure 6.15 montre la courbe d'efficacité-réjection pour l'isolation des traces uniquement avec des performances similaires à l'isolation calorimétrique.

En présence d'empilement, l'isolation calorimétrique se dégrade fortement car l'origine des particules incidentes ne peut être déterminée à partir des cellules. En revanche, pour les traces, il est possible de distinguer le vertex d'origine et ne pas sommer dans le cône d'isolation les traces d'empilement. La variable p_T^{cone} standard n'en prend pas compte, sommant sans distinction toutes les traces du conteneur *TrackParticle* qui se dirigent dans la même direction que le muon. Le schéma 6.16 expose cette problématique où la trace en rouge, parallèle au muon, est prise en compte alors qu'elle ne le devrait pas. Pour éviter ce comportement, les traces associées aux autres vertex doivent être retirées du cône. Le choix des vertex est délicat et un χ^2 inférieur à 2.5 est demandé comme illustré sur la figure 6.16. De plus, ne seront considérés que ceux qui appartiennent à une des catégories suivantes :

vertex éloignés : une trace est retirée du cône si elle appartient à un vertex composé d'au moins 2 traces et à une distance d'au moins 5 mm du vertex déterminé par les quatre muons de l'événement

vertex proches : une trace est retirée du cône si elle appartient à un vertex composé d'au moins 5 traces et à une distance d'au moins 2 mm du vertex déterminé par les quatre muons de l'événement

^cEn effet, l'analyse requiert un $p_T > 7$ GeV, donc au-delà du seuil de l'isolation des traces. Toute cette énergie n'est pas mesurée dans le calorimètre, d'où l'impact moins grand dans le cas de E_T^{cone} .

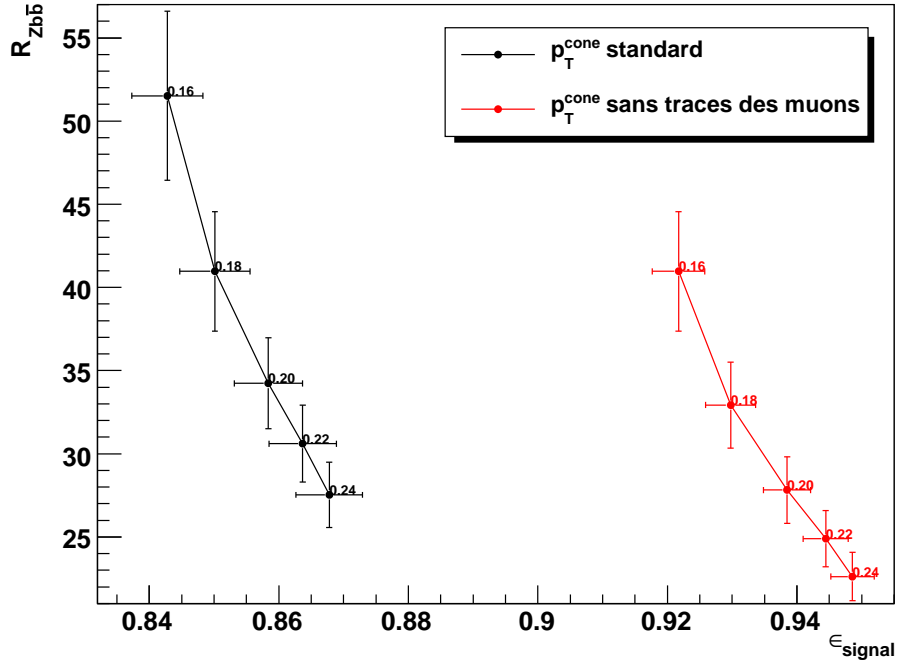


FIG. 6.15 – Courbe de la réjection avec l’isolation des traces des événements $Zb\bar{b}$ en fonction de l’efficacité du signal.

Ces critères sont justifiés par la figure 6.17 qui montre la distribution du nombre de traces dans ces vertex d’empilement en fonction de la distance du vertex primaire. Plusieurs vertex sont en fait formés d’une seule trace. On remarque notamment que le nombre de traces utilisées dans les cônes a été réduit comme attendu. La figure 6.18 démontre qu’avec cette nouvelle définition plus robuste, des performances similaires sont obtenues avec ou sans empilement.

6.3 Combinaison des variables

L’analyse standard applique des coupures de façon séquentielle sans tenir compte des corrélations sur le muon le moins isolé. Cependant, le bruit de fond $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$ possèdent en principe deux muons mal isolés. Il peut donc être intéressant d’utiliser toutes les caractéristiques du signal :

1. L’isolation calorimétrique peut être au-delà du seuil sans que cela soit le cas pour l’isolation des traces dans le cas où elle est due aux photons radiatifs du Z .
2. Dans le cas du signal, un muon mal isolé n’a aucune raison d’avoir un paramètre d’impact décalé.
3. Dans le signal, les deux muons de plus bas p_T doivent avoir un spectre plus dur que ceux du bruit de fond réductible (présence de deux quarks b).
4. Dans le cas du $Zb\bar{b}$, les muons mal isolés ne doivent pas appartenir à la paire formant le Z . Ce critère ne s’applique évidemment pas au $t\bar{t}$.

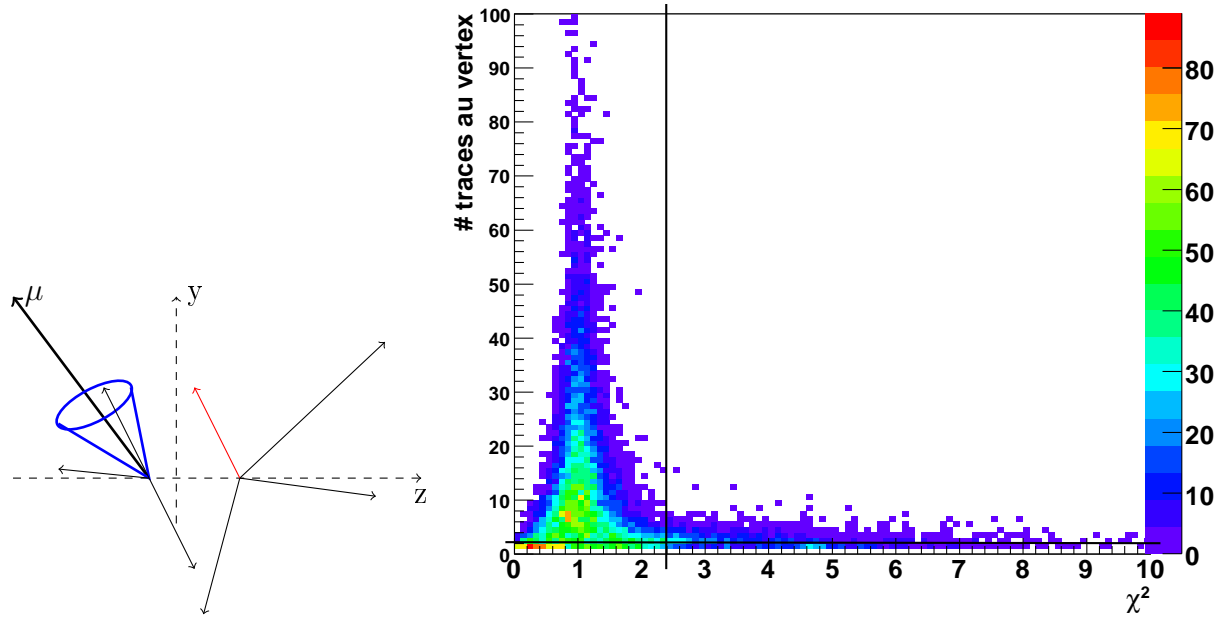


FIG. 6.16 – Schéma représentant la problématique associée aux traces provenant des vertex d’empilement (gauche). La trace rouge d’un autre vertex se retrouve dans le cône d’isolation (en bleu) du muon. Le nombre de traces associées au vertex en fonction de leur χ^2 (droite).

Ces constatations nous ont donc poussés à définir une compatibilité C_b pour chaque muon de provenir d’un quark b à partir des quatre variables $(E_T^{\text{cone}}, p_T^{\text{cone}}, p_T, d_0/\sigma_{d_0})$. Une sélection dans le plan des deux plus grands C_b de l’événement doit permettre de rejeter le bruit de fond réductible plus efficacement. La méthode de discrimination est d’abord décrite et les résultats sur l’analyse du Higgs présentés.

6.3.1 Implémentation de la méthode de discrimination

Plusieurs techniques existent pour accomplir ce type de séparation et sont disponibles dans TMVA (Version 3.9.2 [50]). Cependant, chercher à optimiser les coupures semble prématuré à ce stade : les variables sont toujours sujettes à améliorations et l’analyse en amont n’est pas figée. Pour ces raisons, un arbre de décision (*Boosted Decision Tree* ou BDT) a été préféré. Son fonctionnement est expliqué dans l’annexe A. Les avantages de cette méthode sont nombreux :

- elle est simple à comprendre et à interpréter (description suivant une logique booléenne)
- elle ne demande aucun traitement préalable des données (normalisations,...)
- elle peut traiter à la fois des données continues et discrètes
- elle est robuste face aux variables non-discriminantes
- elle est efficace en terme de puissance de calcul requise

Pour entraîner le BDT, les deux muons issus de quarks b des événements $Zb\bar{b}$ identifiés avec la vérité sont utilisés ainsi que les quatre muons du Higgs. Pour chaque muon, les variables $(E_T^{\text{cone}}, p_T^{\text{cone}}, p_T, d_0/\sigma_{d_0})$ sont mises en entrée du BDT. Les distributions normalisées de ces

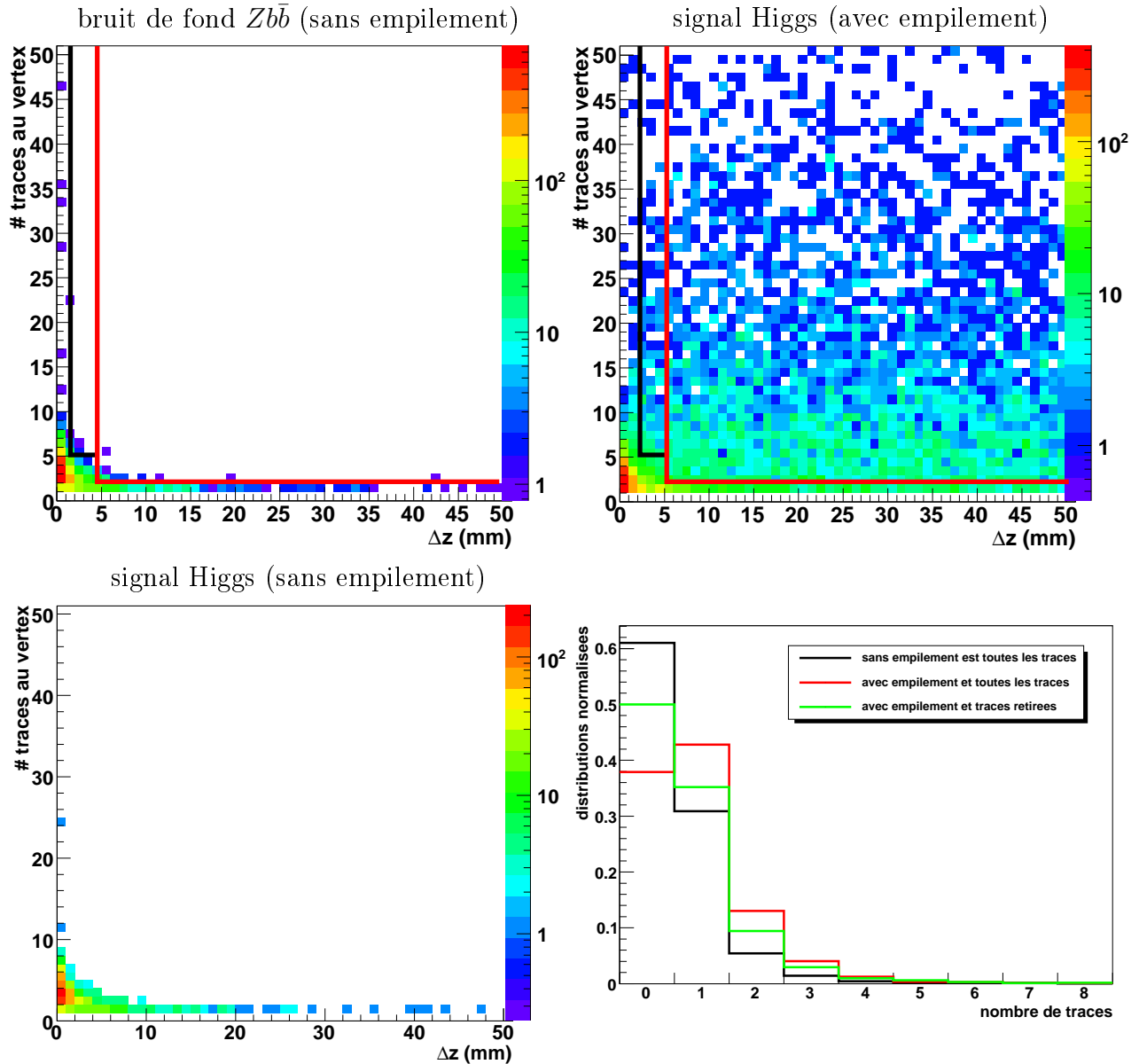


FIG. 6.17 – Distribution du nombre de traces au vertex en fonction de la distance au vertex primaire pour les événements $Zb\bar{b}$ (haut gauche), Higgs avec empilement (haut droite) et Higgs sans empilement (bas gauche). Les critères qui permettent d’exclure une trace du cône sont tracés sur ces graphes. Distribution du nombre de traces avec cette définition comparée avec la définition standard pour le Higgs avec empilement (bas droite).

variables sont présentées sur la figure 6.19^d.

La méthode BDT est sujette au surentraînement et des vérifications avec un lot test sont nécessaires. Un nombre limité d’arbres (100) ont été générés dans la forêt et la force du *pruning*

^dLes paramètres par défaut de TMVA sont utilisés.

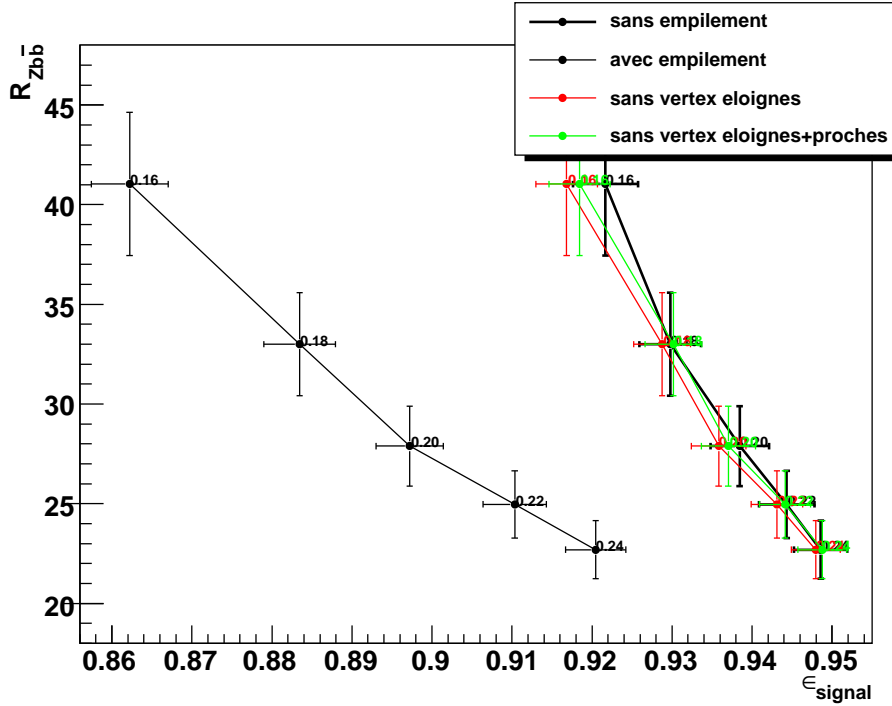


FIG. 6.18 – Deux types de vertex sont considérés séparément : ceux à au moins 5 mm du vertex de l'événement et ceux plus près situés à au moins 2 mm.

est laissée à une grande valeur (4). La figure 6.20 montre que les sorties du BDT sont similaires pour l'entraînement et l'échantillon test pour les muons isolés et provenant de quarks b . À partir de la courbe d'efficacité-réjection, on en déduit que seuls 5% des muons isolés du Higgs sont rejetés pour 95% d'identification de quarks b .

6.3.2 Résultats

Les distributions des C_b des quatre muons du Higgs et de ceux du bruit de fond $Zb\bar{b}$ sont présentées sur la figure 6.21. Comme prévu, les spectres des 3^{ieme} et 4^{ieme} muons sont similaires, incompatibles avec un environnement de quark b . Il est intéressant de combiner les deux valeurs de C_b les plus grandes par événement comme dans le plan de la figure 6.22. Une coupure rectiligne dans ce plan est appliquée. La courbe efficacité-réjection obtenue avec cette analyse combinée (figure 6.23) est comparée à l'analyse standard. Une forte amélioration est obtenue : l'efficacité du signal est augmentée de 6% en absence d'empilement et 9% avec empilement pour un bruit de fond essentiellement inchangé.

6.3.3 Utilisation des CaloMuons

Comme montré sur la figure 6.5, la reconstruction est inefficace dans la région $|\eta| < 0.1$. Il peut être intéressant d'ajouter l'identification des muons par le calorimètre (CaloMuons). Ainsi,

coupure	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ rel. (abs.)	+ empiement rel. (abs.)	$ZZ^* \rightarrow 4\mu$ rel. (abs.)	$Zbb \rightarrow 4\mu$ rel. (abs.)	$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$ rel. (abs.)
L2	0.9679 (0.9679)	0.9497 (0.9497)	0.6769 (0.6769)	0.5302 (0.5302)	0.5479 (0.5479)
EF	0.9848 (0.9532)	0.9647 (0.9161)	0.9794 (0.6629)	0.9583 (0.5081)	0.9327 (0.5110)
présélection	0.7752 (0.7389)	0.7753 (0.7103)	0.2646 (0.1754)	0.1845 (0.0937)	0.0899 (0.0460)
coupures pr	0.8427 (0.6227)	0.8325 (0.5913)	0.9196 (0.1613)	0.3819 (0.0358)	0.2975 (0.0137)
$ M_{12} - M_Z < 15 \text{ GeV}$	0.8427 (0.5248)	0.8424 (0.4981)	0.9747 (0.1572)	0.9317 (0.0334)	0.3345 (0.0046)
$M_{34} > 20 \text{ GeV}$	0.8460 (0.4440)	0.8471 (0.4220)	0.9469 (0.1489)	0.3684 (0.0123)	0.6462 (0.0030)
$M_{4\mu} < 180 \text{ GeV}$	0.9968 (0.4425)	0.9973 (0.4209)	0.1107 (0.0165)	0.5891 (0.0072)	0.5335 (0.0016)
isolation calo	0.9142 (0.4058)	0.8592 (0.3626)	0.9384 (0.1397)	0.0707 (0.0009)	0.0071 (0.0000)
isolation traces	0.9269 (0.3762)	0.8947 (0.3244)	0.9669 (0.1351)	0.3261 (0.0003)	0.1250 (0.0000)
paramètre d'impact	0.9282 (0.3492)	0.9158 (0.2971)	0.8892 (0.1201)	0.3500 (0.0001)	0.0000 (0.0000)
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	0.8704 (0.3040)	0.8742 (0.2597)	0.0112 (0.0013)	0.0476 (0.0000)	0.0000 (0.0000)
isolation calo	0.9431 (0.4187)	0.8881 (0.3748)	0.9449 (0.1407)	0.0600 (0.0007)	0.0265 (0.0001)
isolation traces	0.9725 (0.4072)	0.9744 (0.3652)	0.9857 (0.1387)	0.3109 (0.0002)	0.1667 (0.0000)
paramètre d'impact	0.9274 (0.3776)	0.9139 (0.3337)	0.8898 (0.1234)	0.3918 (0.0001)	0.2000 (0.0000)
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	0.8662 (0.3271)	0.8739 (0.2916)	0.0117 (0.0014)	0.0263 (0.0000)	0.0000 (0.0000)
C_b	0.9590 (0.4244)	0.9593 (0.4037)	0.9393 (0.0155)	0.0098 (0.0001)	0.0017 (0.0000)
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	0.8528 (0.3619)	0.8585 (0.3466)	0.1067 (0.0017)	0.0667 (0.0000)	0.0000 (0.0000)

TAB. 6.5 – Efficacités relatives et absolues de chaque coupure pour les trois cas : analyse CSC standard (noir), après améliorations des variables d'isolation (rouge) et en combinant les variables (vert).

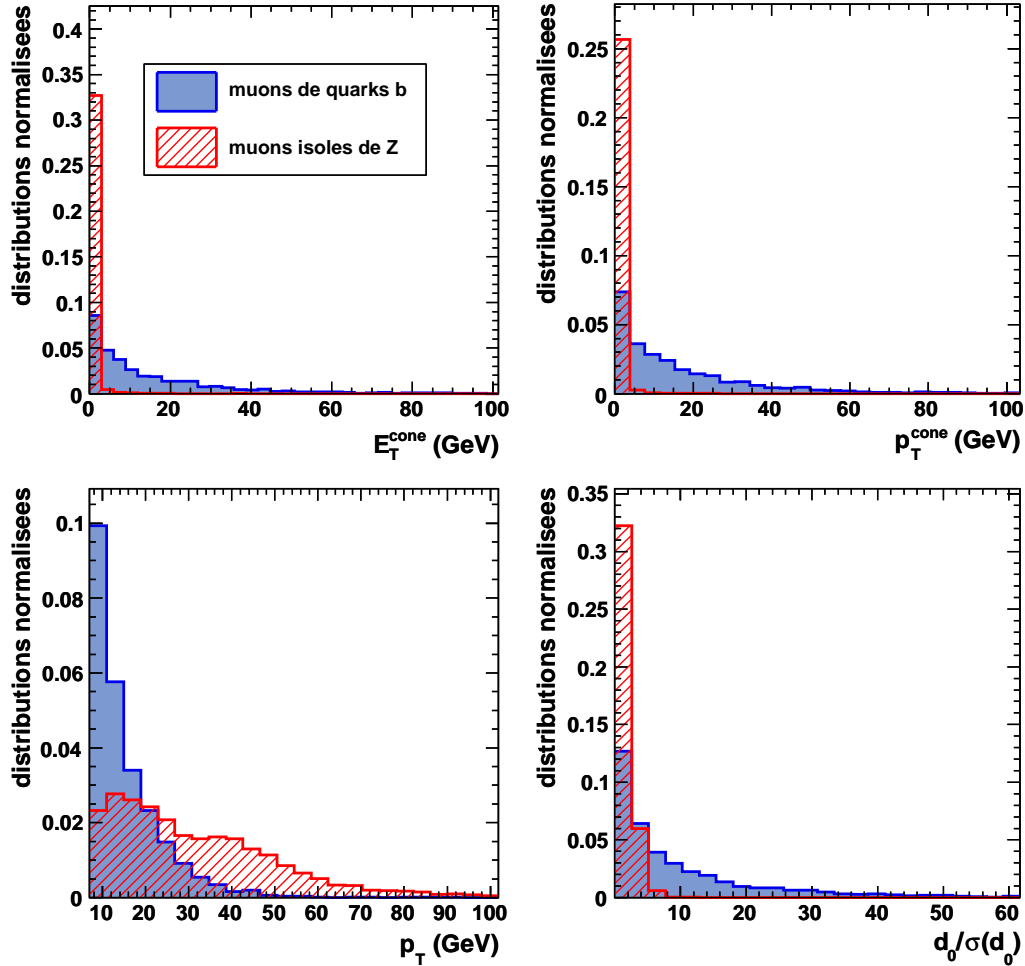


FIG. 6.19 – Comparaison des variables d’entrée du BDT pour des muons isolés du signal et provenant de quarks b .

un gain d’efficacité du signal de 3.9% est obtenu (voir table 6.6) au prix d’une augmentation marginale du bruit de fond. L’algorithme CaloMuons a cependant une probabilité non-nulle de reconstruire de faux muons au niveau du pourcent. Par conséquent, d’autres bruits de fond doivent être pris en compte. Les événements $Z + 2jets$ sont négligeables car il est peu probable de produire deux faux muons dans l’intervalle $|\eta| < 0.1$. Le bruit de fond $WZ \rightarrow 3\mu$ peut être plus dangereux parce qu’il comporte trois muons isolés et un Z . Sa section efficace est de 26.5 pb. À partir d’un lot correspondant à une luminosité de 40 fb^{-1} , aucun événement ne survit aux coupures cinématiques. Par conséquent, ce bruit de fond reste très faible.

6.4 Conclusions

Une redéfinition des variables permet de rendre plus robuste les isolations calorimétriques et avec les traces, notamment en présence d’empilement. Une combinaison de variables pour chacun des muons utilisant une méthode de discrimination a permis d’augmenter l’efficacité

coupure	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$	+ empiement	$ZZ^* \rightarrow 4\mu$	$Zbb \rightarrow 4\mu$	$t\bar{t} \rightarrow 4\mu$
	rel. (abs.)		rel. (abs.)	rel. (abs.)	rel. (abs.)
L2	0.9679 (0.9679)	0.9497 (0.9497)	0.6769 (0.6769)	0.5302 (0.5302)	0.5479 (0.5479)
EF	0.9848 (0.9532)	0.9647 (0.9161)	0.9794 (0.6629)	0.9583 (0.5081)	0.9327 (0.5110)
présélection	0.8500 (0.8103)	0.8454 (0.7745)	0.2881 (0.1910)	0.1963 (0.0998)	0.0966 (0.0494)
coupures pr	0.8434 (0.6834)	0.8338 (0.6458)	0.9207 (0.1758)	0.3811 (0.0380)	0.3015 (0.0149)
$ M_{12} - M_Z < 15 \text{ GeV}$	0.8427 (0.5759)	0.8403 (0.5427)	0.9747 (0.1714)	0.9310 (0.0354)	0.3365 (0.0050)
$M_{34} > 20 \text{ GeV}$	0.8457 (0.4871)	0.8489 (0.4607)	0.9469 (0.1623)	0.3695 (0.0131)	0.6471 (0.0032)
$M_{4\mu} < 180 \text{ GeV}$	0.9971 (0.4856)	0.9975 (0.4595)	0.1113 (0.0181)	0.5926 (0.0077)	0.5374 (0.0017)
C_b	0.9652 (0.4687)	0.9454 (0.4344)	0.9482 (0.0171)	0.0128 (0.0001)	0.0030 (0.0000)
$ M_{4\mu} - M_H < 2\sigma$	0.8554 (0.4010)	0.8629 (0.3749)	0.1066 (0.0018)	0.1190 (0.0000)	0.0000 (0.0000)

TABLE 6.6 – Efficacités relatives et absolues de chaque coupure en ajoutant les CaloMuons à l'analyse combinée.

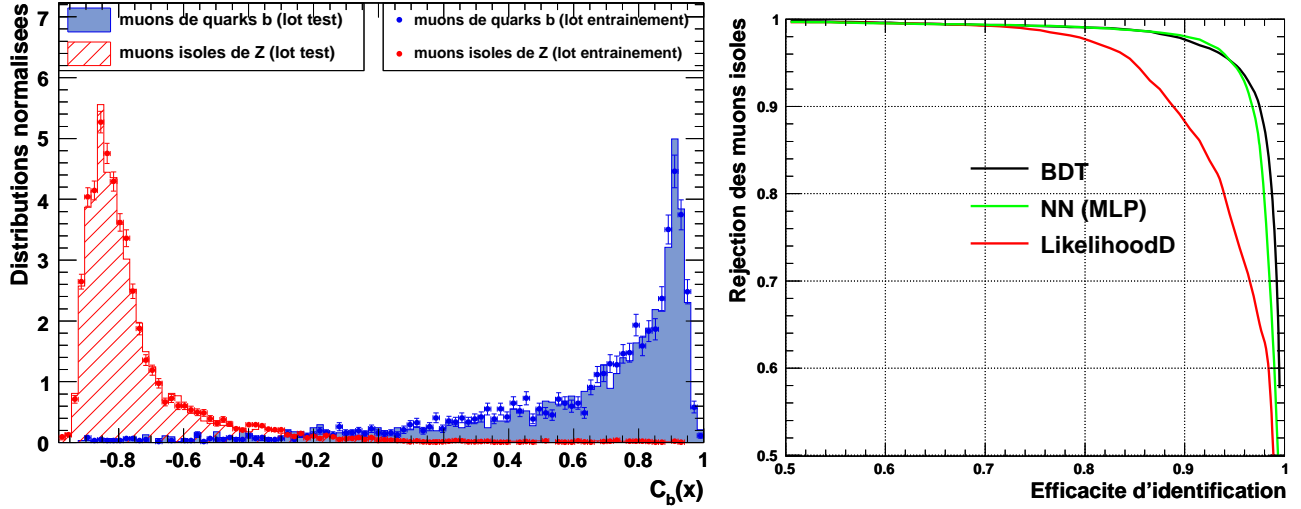


FIG. 6.20 – Comparaison des distributions de la variable de sortie du BDT pour les lots d’entraînement et test (gauche). À droite, réjection des muons isolés en fonction de l’efficacité de l’identification (de provenir d’un quark b) pour différentes méthodes de discrimination.

du signal de Higgs de 6%(9%) sans(avec) empilement. En ajoutant les muons identifiés par le calorimètre dans la région $|\eta| < 0.1$, ces gains deviennent respectivement 10% et 12%. Comme les bruits de fond réductibles sont restés négligeables, cela se traduit par un gain d’environ 5% sur la signification statistique. Cette même démarche devrait aussi permettre d’augmenter la signification statistique pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$.

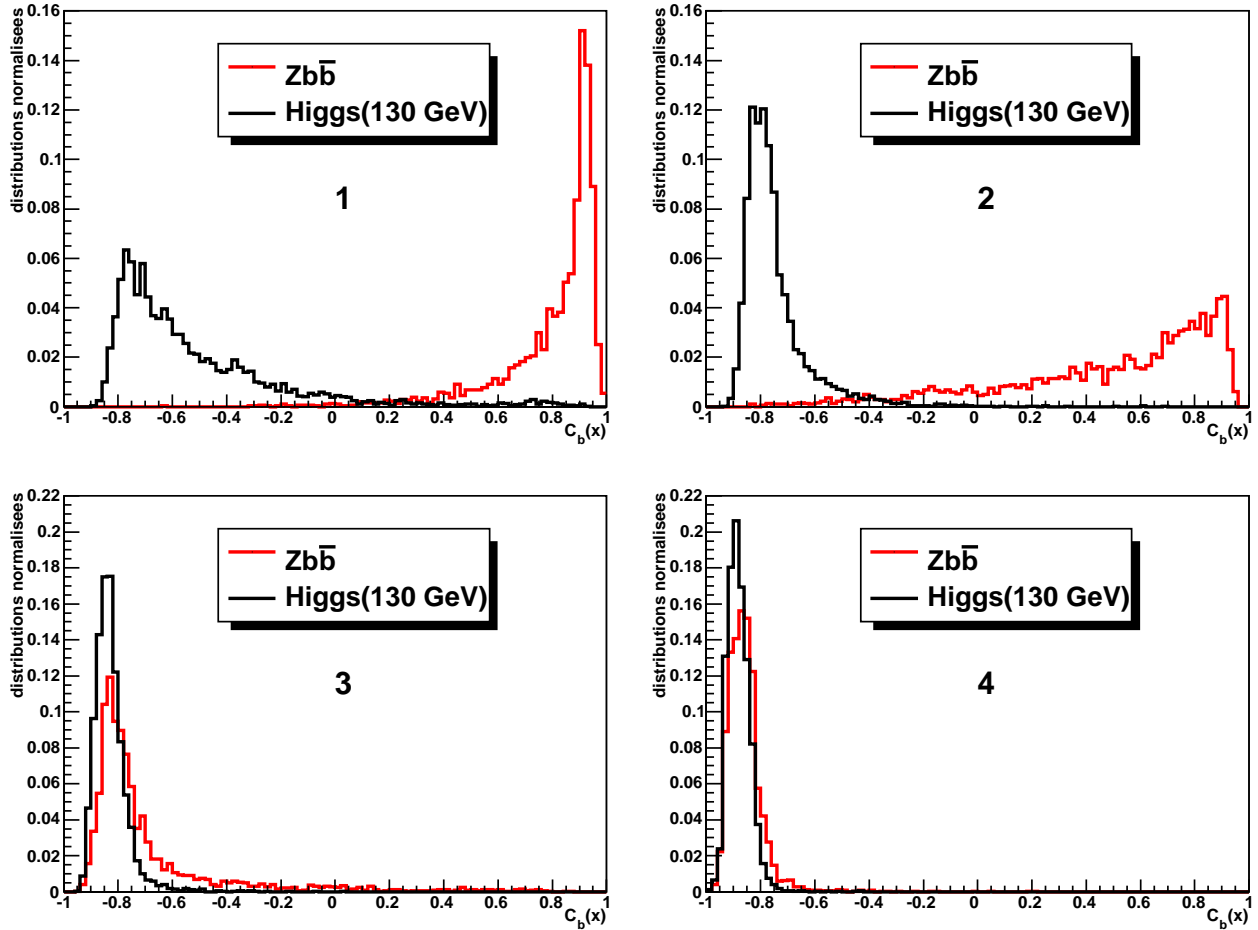


FIG. 6.21 – Valeurs des $C_b(x)$ pour les quatre muons des événements $Zb\bar{b}$ et de signal mis en ordre décroissant.

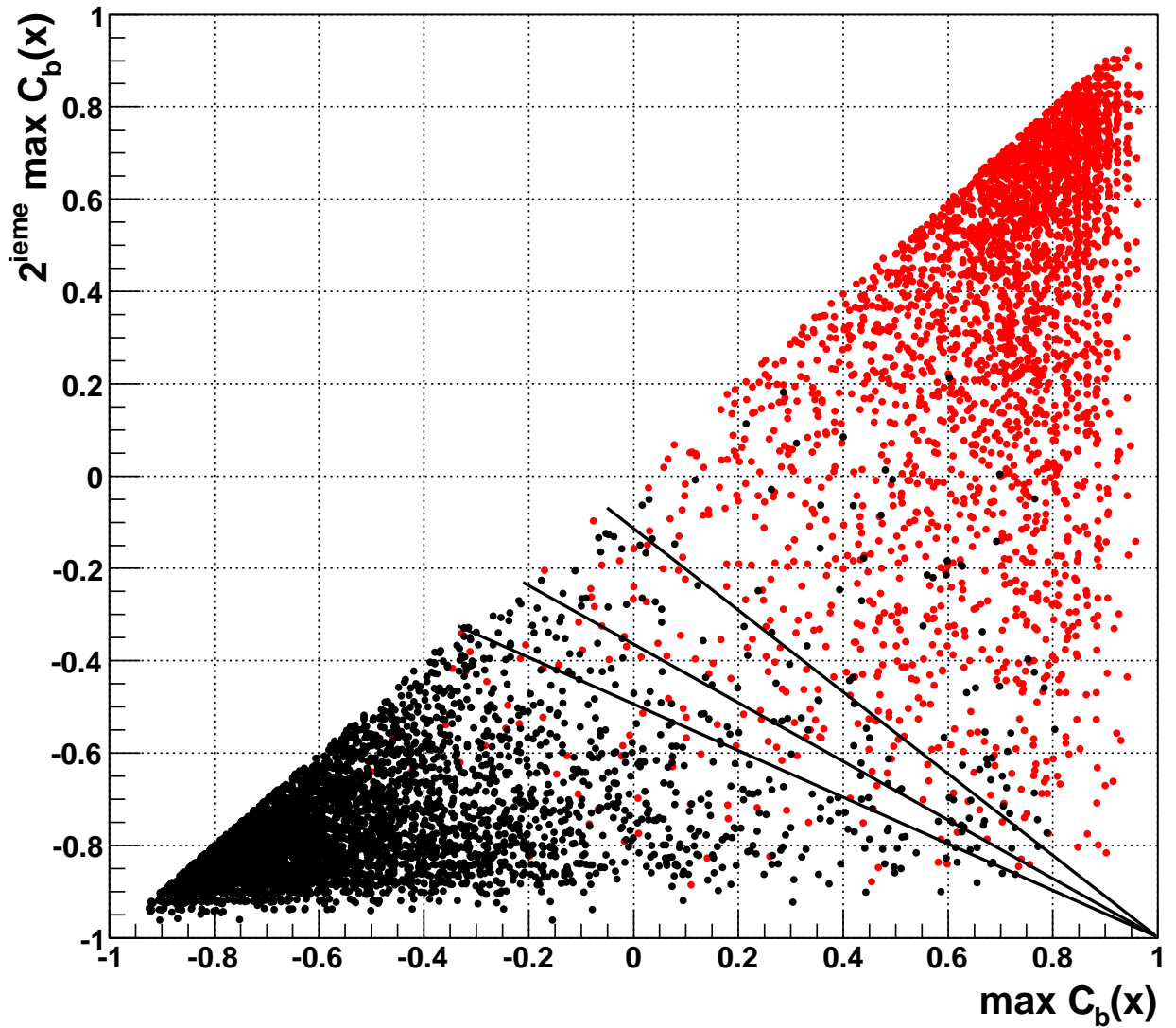


FIG. 6.22 – Les valeurs en sortie du BDT (avec empilement) pour les deux muons dont la compatibilité C_b est la plus élevée. Le signal Higgs en noir est séparé du bruit de fond $Zb\bar{b}$ en rouge selon les coupures représentées par les traits diagonaux.

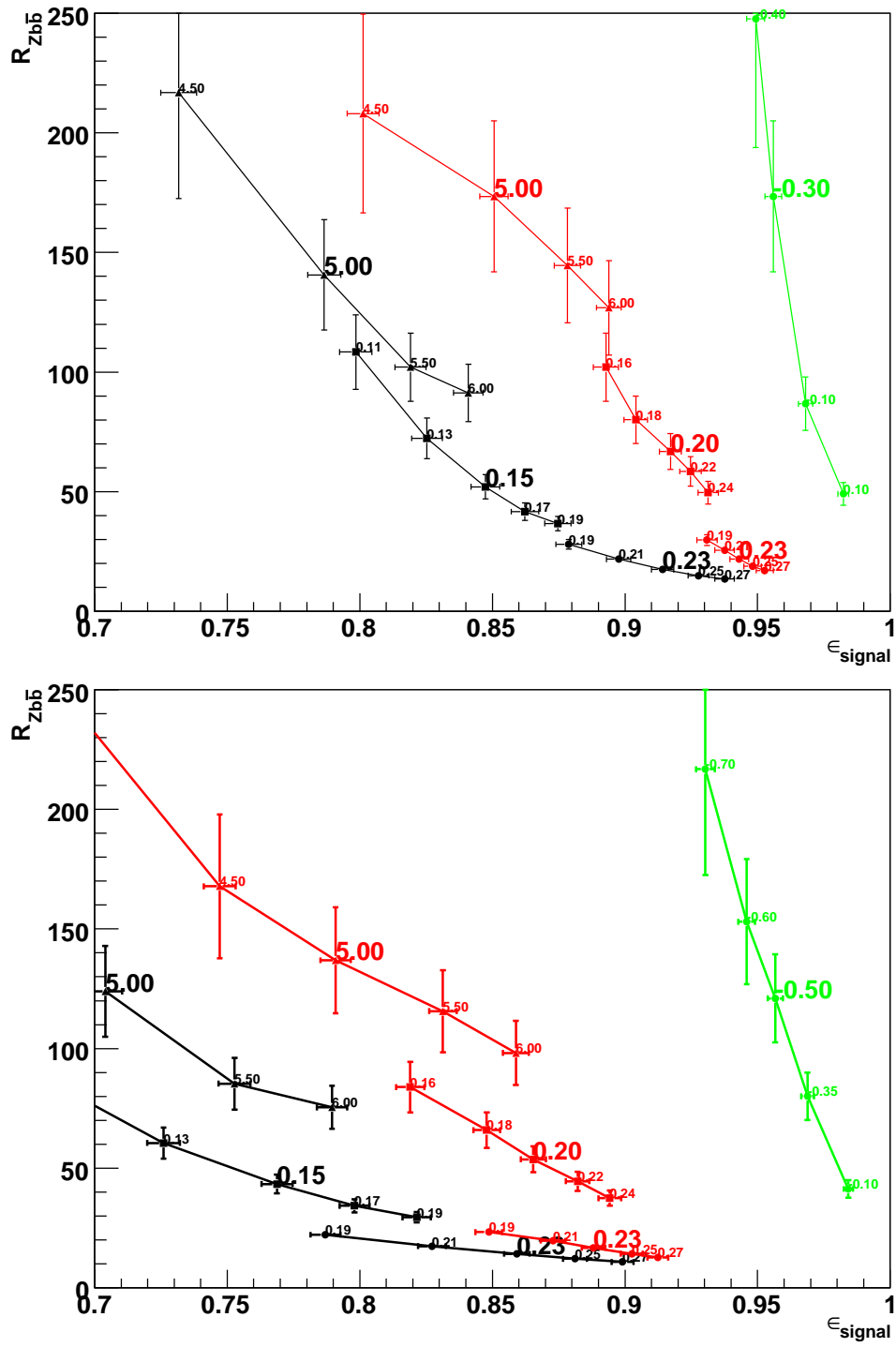


FIG. 6.23 – Comparaison des courbes d'efficacité-réjection pour les trois cas : analyse CSC standard (noir), après améliorations des variables d'isolation (rouge) et en combinant les variables (vert). Le graphe en haut(bas) correspond au cas sans(avec) empilement.

Conclusion

Avec le démarrage du LHC, la physique des hautes énergies entre dans une phase nouvelle particulièrement attractive pour la compréhension du Modèle Standard et de l'hypothétique nouvelle physique. Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la mise en fonctionnement du calorimètre EM d'ATLAS avec des muons issus des événements cosmiques. L'utilisation de la connaissance des dépôts d'énergie des muons est appliquée à des critères d'isolation pour la recherche de la désintégrations du Higgs en $ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

La mise en service des calorimètres qui a débuté en 2006 a permis de vérifier leur bon état de fonctionnement pour le démarrage. Dans le cas du calorimètre électromagnétique, il a notamment été vérifié que les niveaux de bruit électronique sont comme attendu. Les données de faisceaux tests démontrent que des muons peuvent être détectés et utilisés, ce qui a motivé la prise de données cosmiques. Les simulations de ce type d'événements estiment un taux de déclenchements de l'ordre du Hz, suffisant pour envisager des analyses portant sur l'uniformité de la réponse et l'échelle d'énergie. Les méthodes de reconstruction sont adaptées aux conditions particulières que représentent des muons non-projectifs, asynchrones et au minimum d'ionisation. Le rapport signal sur bruit a été augmenté d'un facteur 1.7 en effectuant le filtre optimal sur un plus grand nombre d'échantillons. Les effets liés à l'ignorance du temps de passage du muon sont contrôlés en comparant diverses méthodes estimant la phase. Quand à la non-projectivité des muons, deux types de *clusters* contenant l'ensemble du signal déposé sont considérés. Plusieurs facteurs sont pris en compte afin de comparer des distributions de Landau obtenues à partir d'un lot de muons cosmiques et des simulations. Une vérification de l'uniformité de la réponse et de l'échelle d'énergie au niveau de 5% a ainsi été faite.

L'étude des muons avec les cosmiques a démontré les bonnes conditions de bruit dès le démarrage, favorisant ainsi l'utilisation d'isolation calorimétrique. Une étude détaillée de ces critères dans le cadre du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ a permis de rendre plus robuste cette variable en améliorant sa performance. L'isolation avec les traces autour du muon est aussi très efficace avec les modifications proposées dans cette thèse, les performances étant peu sensibles aux effets d'empilement. Avec cette redéfinition des variables, 50% des événements initialement rejetés par les critères d'isolation sont récupérés tout en maintenant une efficacité constante pour les événements de bruit de fond. Au lieu d'appliquer séquentiellement ces coupures, il est intéressant de combiner les variables et d'utiliser la topologie des événements de bruit de fond. En effet, ceux-ci comportent deux muons non-isolés. À l'aide d'un *Boosted Decision Tree*, l'efficacité du signal est ainsi augmentée de 9% absolus (25% relatifs). Un gain supplémentaire de 3% (absolus) est apporté par l'utilisation du calorimètre de façon complémentaire à l'identification du muon par le spectromètre.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de cette thèse, Laurent Serin, pour sa disponibilité, sa gentillesse et la confiance qu'il m'a accordée. J'ai pu profiter pleinement de son expérience et de sa grande pédagogie, mon travail s'effectuant en tout temps dans des conditions optimales. Je remercie également tous les membres du jury, Philippe Bloch, Éric Kajfasz, Rosy Nikolaidou, Rob McPherson et Guy Wormser de me faire l'honneur d'assister à ma soutenance.

Cette thèse et ce parcours improbable a débuté en septembre 2004 dans un café de Paris. Damir Lelas me mentionnait alors le laboratoire pour lequel il travaillait depuis son départ d'Hambourg. Pour tout ce qu'il a fait pour moi, je lui en suis extrêmement reconnaissant. Ma présence au laboratoire pendant ces trois années n'aurait toutefois pas été possible sans l'intervention de Daniel Fournier qui n'hésite pas à tisser des liens aux quatre coins du globe. Les avis favorables d'Achille Stocchi, Michel Davier et Yves Charon ont permis la continuation de cette thèse.

Mes remerciements vont aussi aux physiciens de la collaboration ATLAS qui m'ont gentiment consacré du temps et supporté. Je mentionne tout spécialement Samira Hassani, Isabelle Wingerter-Seez, Marco DelMastro, Guillaume Unal et Martin Aleksa. La participation à la note cosmique m'aura permis de faire la connaissance de Mark Cooke, Pierre Simon-Mangeard, Rémy Lafaye et Pascal Pralavorio. Au LAL, j'ai eu le plaisir de travailler dans un groupe où la solution à un problème se trouve toujours dans un bureau voisin. Grand merci aux David Rousseau, Patrick Puzo, R.D. Schaffer, Jean-Baptiste Devivie, Dirk Zerwas, Marumi Kado, Louis et Lydia Iconomidou-Fayard, Caroline Collard et tous les autres que j'ai embêtés.

De nombreux doctorants au LAL m'ont accompagné pendant ces trois années. Dans le même bateau, Christophe Ochando, Matthieu Bongrand, Xavier Guarrido, Justine Serrano, Viola Orsini, Dimitris Varouchas, Matthieu Heller, Jasmine Amhis et combien d'autres. Je n'ai eu qu'à suivre le courant. Iro Koletsou a débuté sa thèse en même temps que moi dans le groupe ATLAS. Notre expérience commune a tissé de forts liens. L'humour soutenu de Nikola Makovec m'a également marqué et Mathieu Benoit m'a bien aidé à traverser le dernier hiver sans neige. Ce fut enfin un privilège de partager le bureau avec Emmanuel Turlay. Ses conseils ont grandement contribué à l'avancement de mon travail et j'espère que nos chemins vont se recroiser dans le futur.

Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous ces gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années. Avec votre présence, mes chers amis, l'aventure a été des plus agréables et vous avez contribué directement à son succès. Qu'ils concernent des amitiés qui m'ont suivi en

Europe^e, celles forgées à Paris^f ou d'autres reliées aux championnats de floorball^g, les souvenirs sont innombrables, souvent mythiques.

Merci enfin à toute ma famille pour m'avoir supporté. Retrouver Judith et André à Paris a été une merveilleuse expérience. Trouver Evik, une lueur au milieu de la tempête.

^eAndrée Robichaud-Véronneau, Olivier Landry, Thomas Cocolios, Martin Laforest, Martine Dubé

^fPascaline Mary, Symon Henry, Bruno Ringeval, Geneviève Dompierre, Christian Ranger, Annie Royer, Frédéric Gosselin

^gJean-Thomas Brière, Olivier Beaudoin, Loïc Esteve, Gilles Bizot et al.

Annexe A

Arbres de décisions et BDT

Un arbre de décision est un classement ayant une structure binaire comme celui de la figure A.1. Partant d'un lot initial (le noeud à la racine), des décisions répétées gauche/droite (non/oui) sont faites sur une seule variable à la fois. Cette étape est répétée à chaque noeud avec la variable x_i qui a le plus grand pouvoir discriminant et cela, jusqu'à ce qu'un certain critère soit atteint. Lorsque cette procédure est terminée, tous les événements appartenant à une feuille donnée sont étiquetés comme *signal* ou comme *bruit de fond*. Dans le cas qui nous intéresse, il faut noter que le terme *événement* désigne en fait un muon.

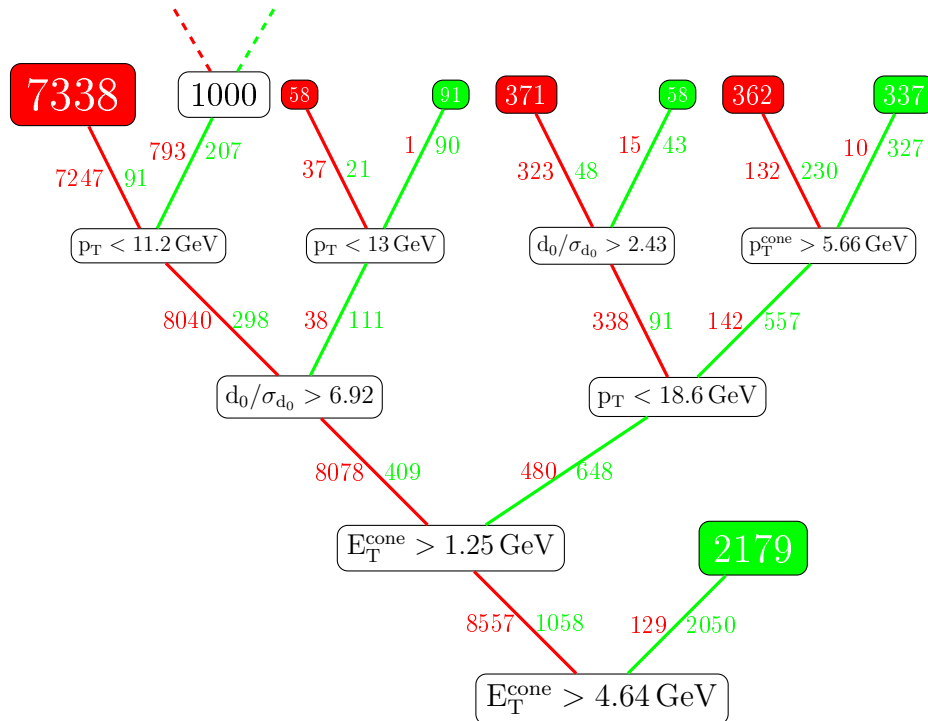


FIG. A.1 – Exemple d'un arbre de décision typique.

Par sa nature, cet algorithme est tout à fait insensible à la présence de variables non-discriminantes. Le désavantage des arbres de décision est leur instabilité par rapport aux

fluctuations statistiques du lot d'entraînement. Pour y remédier, les *Boosted Decision Trees* (BDT) sont couramment utilisés comme méthode de discrimination. Leur fonctionnement est bien documenté dans le guide d'utilisateur du programme TMVA [50] et seulement une brève description des étapes dans le cadre de l'analyse $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ est fournie.

A.1 Entraînement d'un arbre

Un paramètre principal détermine la croissance d'un arbre de décision. À chaque noeud, la coupure qui effectue la meilleure séparation est sélectionnée. Ce choix est symétrique : autant d'importance est accordée à isoler efficacement le bruit de fond que le signal. Plusieurs critères existent pour comparer les différentes coupures, basés généralement sur la pureté p des événements contenus dans le noeud. Une répartition équitable dans un lot donne une valeur $p = 0.5$ alors que $p = 0$ signifie qu'une seule catégorie d'événements est présente. Les décisions reposent alors sur divers principes : certains algorithmes recherchent le meilleur rapport signal sur bruit et d'autres pénalisent plutôt le taux de mauvaise identification ou la complexité (entropie) de la classification. Leurs performances sont comparables et celui qui a été utilisé pour cette analyse se nomme *Gini Index* : il choisit la variable x_i et la valeur de la coupure qui minimise $p \cdot (1 - p)$. Les variables d'entrées sont choisies parmi $\mathbf{x} = (E_T^{\text{cone}}, p_T^{\text{cone}}, p_T, d_0/\sigma_{d_0})$ et 50 valeurs de coupures sont analysées à chaque étape.

A.2 Création d'une forêt d'arbres (*boosting*)

Le *boosting* consiste à répéter la procédure d'entraînement en assignant un poids aux événements qui est modifié à chaque itération. Ainsi, les événements qui ont été mal classifiés par l'arbre précédant i (qui a un taux err_i de mauvaise classification) sont augmentés (*boosted*) par le facteur :

$$\alpha_i = \frac{1 - err_i}{err_i} \quad (\text{A.1})$$

et tous les poids sont ensuite normalisés pour garder un nombre constant d'événements. L'arbre suivant met donc plus d'efforts pour récupérer ces événements *boosted*. Une forêt d'arbres est ainsi créée, le premier donnant un poids 1 à tous les événements. Le résultat $h_i(\mathbf{x})$ d'un arbre pour les variables d'entrées $\mathbf{x} = (E_T^{\text{cone}}, p_T^{\text{cone}}, p_T, d_0/\sigma_{d_0})$ prend la valeur $+1(-1)$ si l'événement est classifié comme signal(bruit de fond). La valeur de sortie du BDT est la somme pondérée de tous les arbres :

$$C_b(\mathbf{x}) = \sum_{i \in \text{forêt}} \ln(\alpha_i) \cdot h_i(\mathbf{x}) \quad (\text{A.2})$$

En l'occurrence, une valeur grande(petite) de $C_b(\mathbf{x})$ indique que le muon est vu comme provenant d'un quark b (d'un Z).

A.3 Simplification des branches (*pruning*)

Le *pruning* consiste à retirer les noeuds qui ne sont pas statistiquement significatifs et ainsi réduire le surentraînement des arbres. En pratique, les arbres sont construits jusqu'à leur taille maximale car une séparation médiocre à un niveau peut mener à une coupure efficace par après, i.e. dans son sous-arbre. Une mesure de la complexité ρ pour chaque noeud est calculée par :

$$\rho = \frac{R(\text{noeud}) - R(\text{sous - arbre})}{(\#\text{noeuds du sous - arbre}) - 1} \quad (\text{A.3})$$

où $R = 1 - \max(p, 1 - p)$. Celui ayant le plus petit ρ est simplifié (tronqué) de façon récursive jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur limite. Une valeur de 4.5 a été utilisée pour cette analyse.

Glossaire

AOD Analysis Object Data

ATHENA ATLAS offline software framework

ATLAS A Toroidal LHC ApparatuS

CBNT Combined N-tuples

CASTOR CERN Advanced STORage Manager

CERN European Laboratory for Particle Physics

COOL LCG Conditions Database Project

CSC Computer System Commissioning ou Cathode Strip Chamber

CTB Combined Test Beam

CVS Concurrent Versioning System

DAQ Data Acquisition System

DCS Detector Control System

DPD Derived Physics Data

DSP Digital Signal Processor

ECAL Electromagnetic Calorimeter

EDM Event Data Model

EF Event Filter

ESD Event Summary Data

FCAL Forward Calorimeter

FEB Front End Board

GEANT4 A toolkit for simulation of the passage of particles through matter

GID Global Event Identifier

HCAL Hadronic Calorimeter

HEC Hadronic Endcap Calorimeter

HLT High-Level Trigger

ID Inner Detector

IOV Interval Of Validity

IP Interaction Point

L1Calo Level-1 Calorimeter Trigger
LAr Liquid Argon Calorimeters
LCG LHC Computing Grid
LVPS Low Voltage Power Supply
MDT Monitored Drift Tube
POOL Pool Of persistent Objects for LHC (Data management)
PYTHIA A program for the generation of high-energy physics events
Python An interpreted, interactive, object-oriented, open-source programming language
RAW Raw Data
RDO Raw Data Object
ROB Read-Out Buffer
ROD Read-Out Driver
ROI Region Of Interest
SCT Semiconductor Tracker (Inner Detector)
SFI Sub Farm Input (DAQ)
SFO Sub Farm Output (DAQ)
TDAQ ATLAS Trigger and DAQ (including DCS)
TDR Technical Design Report
STACO Statistically combined muon algorithm
StoreGate The transient data store for ATHENA
TGC Thin Gap Chamber (endcap muon trigger)
TileCal Hadronic Calorimeter (barrel+extended barrel)
TOF Time Of Flight
TRT Transition Radiation Tracker
TTC Timing, Trigger and Control system
USA15 Electronics cavern
UX15 Experimental cavern

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [2] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [3] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. Originally printed in *Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.
- [4] Gerard 't Hooft and M. J. G. Veltman. Regularization and Renormalization of Gauge Fields. *Nucl. Phys.*, B44 :189–213, 1972.
- [5] Brian C. Odom, D. Hanneke, B. D'Urso, and G. Gabrielse. New Measurement of the Electron Magnetic Moment Using a One-Electron Quantum Cyclotron. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :030801, 2006.
- [6] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–322, 1964.
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :585–587, 1964.
- [8] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys. Lett.*, 12 :132–133, 1964.
- [9] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.
- [10] Peter W. Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.*, 145 :1156–1163, 1966.
- [11] J. Goldstone. Field Theories with Superconductor Solutions. *Nuovo Cim.*, 19 :154–164, 1961.
- [12] P. Renton. Global EWK Fits and the Higgs Boson. ICHEP 2008.
- [13] G. Abbiendi. Search for the standard model higgs boson at lep. *Physics Letters B*, 565 :61, 2003.
- [14] The TEVNPH Working Group, for the CDF Collaboration, and D0 Collaboration. Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs- Boson Production with up to 2.4 fb⁻¹ of data. 2008.
- [15] Marcela S. Carena and Howard E. Haber. Higgs boson theory and phenomenology. ((V)). *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 50 :63–152, 2003.

- [16] A. Djouadi, J. Kalinowski, and M. Spira. HDECAY : a program for Higgs boson decays in the Standard Model and its supersymmetric extension. *Computer Physics Communications*, 108 :56–74, January 1998.
- [17] L Nisati L Fayard. Higgs boson searches with atlas. Technical Report ATL-COM-PHYS-2008-113, CERN, Geneva, Aug 2008.
- [18] ATLAS detector and physics performance. Technical design report. Vol. 2. CERN-LHCC-99-15.
- [19] Lyndon Evans and Philip Bryant (editors). Lhc machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001, 2008.
- [20] The CMS Collaboration and S Chatrchyan et al. The cms experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08004, 2008.
- [21] The ATLAS Collaboration and G Aad et al. The atlas experiment at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08003, 2008.
- [22] The LHCb Collaboration and A Augusto Alves Jr et al. The lhcb detector at the lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08005, 2008.
- [23] The ALICE Collaboration and K Aamodt et al. The alice experiment at the cern lhc. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08002, 2008.
- [24] ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 1. CERN-LHCC-99-14.
- [25] M Plamondon. Commissioning of atlas and early measurements with leptons in atlas and cms. Technical Report ATL-COM-PHYS-2008-052, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [26] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667 :1, 2008.
- [27] J. Colas and other. Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A593 :269–291, 2008.
- [28] J. Colas et al. Response Uniformity of the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, A582 :429–455, 2007.
- [29] C de La Taille and L Serin. Temperature dependance of the atlas electromagnetic calorimeter signal. preliminary drift time measurement. Technical Report ATL-LARG-95-029. ATL-A-PN-29, CERN, Geneva, Nov 1995.
- [30] E.G. Stern W.E. Cleland. Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A338 :467–497, 1994.
- [31] Vincent Tisserand. Optimization of the ATLAS detector for the investigation of the Higgs boson decaying into two photons at LHC. (In French). LAL-97-01.
- [32] D Goldin and M Delmastro. On the feasibility of predicting the ATLAS EM Calorimeter ionization signals using the Time Convolution Method at the LHC sampling rate. Technical Report ATL-LARG-PUB-2007-004. ATL-COM-LARG-2007-002. CERN-ATL-COM-LARG-2007-002, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [33] C Collard, D Fournier, S Henrot-Versillé, and L Serin. Prediction of signal amplitude and shape for the atlas electromagnetic calorimeter. Technical Report ATL-LARG-PUB-2007-010. ATL-COM-LARG-2007-009, CERN, Geneva, Sep 2007.

- [34] M. Aharrouche et al. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test- beam. *Nucl. Instrum. Meth.*, A568 :601–623, 2006.
- [35] I Nikolic-Audit and L Serin. Time resolution of the atlas barrel liquid argon electromagnetic calorimeter. Technical Report ATL-LARG-2004-002, CERN, Geneva, Jan 2004.
- [36] B. Aubert et al. Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter barrel module 0. *Nucl. Instrum. Meth.*, A500 :202–231, 2003.
- [37] D Fournier, L Hervas, and S Tisserant. Burning shorts in atlas liquid argon electromagnetic calorimeter modules. Technical Report ATL-COM-LARG-2006-001, CERN, Geneva, Feb 2006.
- [38] M Boonekamp, F Gianotti, R A McPherson, Marzio Nesi, and P Nevksi. Cosmic Ray, Beam-Halo and Beam-Gas Rate Studies for ATLAS Commissioning. Technical Report ATL-GEN-2004-001, CERN, Geneva, Feb 2004.
- [39] M Cooke, P S Mangeard, and M et al. Plamondon. In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons. Technical Report ATL-LARG-PUB-2007-013. ATL-COM-LARG-2007-012, CERN, Geneva, Nov 2007.
- [40] J Maneira. Tilemuonfitter : An algorithm for the reconstruction of cosmic muons with the atlas tile calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-INT-2007-003. ATL-COM-TILECAL-2007-007, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [41] M. G. Pia. The Geant4 Toolkit : Simulation capabilities and application results. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 125 :60–68, 2003.
- [42] G Unal. communication privee.
- [43] Collaboration ATLAS. Muon combined performance csc chapter. Technical Report ATL-COM-PHYS-2008-055, CERN, Geneva, May 2008.
- [44] D Lopez Mateos, S Hassani, E W Hughes, J F Laporte, and A Ouraou. A bayesian method for estimating the energy loss of muons in calorimeters. Technical Report ATL-COM-MUON-2008-007, CERN, Geneva, Mar 2008.
- [45] K A Assamagan, K Bachas, T Carli, T Davidek, D Fassouliotis, L R Flores Castillo, N De Groot, S Hassani, E W Hughes, P Kluit, I Korolkov, C Kourkoumelis, J F Laporte, H Lim, M Limper, D Lopez Mateos, B Mellado Garcia, K Nikolopoulos, C Petridou, A Popleton, L Pribyl, G Ordonez Sanz, A Ouraou, M Ridet, A Ruiz-Martinez, O Salto, A Salzburger, G Schlager, P Schwemling, G Usai, and S L Wu. Muons in the atlas calorimeters : Energy loss corrections and muon tagging. Technical Report ATL-COM-MUON-2008-009. CERN-ATL-COM-MUON-2008-009, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [46] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135 :238–259, 2001.
- [47] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135 :238–259, 2001.
- [48] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.
- [49] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. The MC@NLO event generator. 2002.
- [50] A. Hocker et al. TMVA : Toolkit for multivariate data analysis. 2007.