



HAL
open science

Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB

Damien Prieur

► **To cite this version:**

Damien Prieur. Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT: . tel-00009707v3

HAL Id: tel-00009707

<https://theses.hal.science/tel-00009707v3>

Submitted on 11 Jul 2005

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

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

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique de Lyon
Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules

THÈSE

présentée devant

l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

Spécialité : Physique des particules

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Damien PRIEUR

SUJET :

**Etalonnage du calorimètre électromagnétique
du détecteur ATLAS.**

**Reconstruction des événements avec des photons non pointants
dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB.**

Directeur de thèse :

Mme Isabelle WINGERTER SEEZ

Soutenue le 14 avril 2005 devant la commission d'examen

MM.	Philippe	BLOCH	rapporteur
	Jacques	COLAS	président
	Aldo	DEANDREA	
	Giacomo	POLESELLO	rapporteur
	Claude	VALLÉE	
	Isabelle	WINGERTER SEEZ	directeur de thèse

*A mes parents,
ma famille,
et à mes proches.*

Je tiens à remercier en premier lieu Isabelle Wingerter, pour m'avoir dirigé, soutenu et accompagné tout au long de ce travail de thèse et au delà. Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers Philippe Bloch et Giacomo Polesello pour avoir aimablement accepté d'en être les rapporteurs. Mes remerciements vont également à Jacques Colas, Aldo Deandrea et Claude Vallée pour avoir porté un regard critique sur mon travail.

Un autre grand merci à tous les membres du groupe ATLAS du LAPP : merci pour votre accueil chaleureux ainsi que pour les multiples conseils et coups de main que vous m'avez apporté, cela a été un véritable plaisir de travailler parmi vous !

Je remercie également les membres de la communauté argon liquide d'ATLAS et plus particulièrement Laurent, Marcello, Marco, Martin, Walter, avec qui j'ai eu la joie de collaborer et pour les échanges fructueux qui en ont découlés. Je suis considérablement redevable envers Fabiola, Giacomo, Kyiotomo, Mihoko et Monika pour l'aide qu'ils m'ont apporté au démarrage de mon analyse de physique et pour m'avoir guidé tout au long de celle-ci.

Je remercie la direction du LAPP pour avoir gracieusement mis à ma disposition les infrastructures et les services du laboratoire. Je remercie notamment le personnel de l'administration pour sa gentillesse et pour m'avoir déchargé de nombreuses et pénibles démarches administratives.

Merci à Christine, Jacques, Lucia et aux autres enseignants de l'ESIA pour m'avoir intégré dans leur équipe. Cette expérience d'enseignement aura été pour moi très enrichissante.

Au risque de passer pour un sentimental, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers tous mes professeurs ; Mention spéciale aux enseignants de l'Université de Savoie pour m'avoir transmis une partie de leur savoir et m'avoir donné le goût et l'envie de poursuivre dans la voie de la recherche fondamentale. Merci en outre à Damir, Daniel, Eric, Franck, Jean-Claude, Luc, Pierre, Richard, Robert B. et Robert Z.

Ces trois années passées n'ont pas consisté uniquement en un dur et pénible labeur à *servir la science dans la plus grande joie*. Ceci notamment grâce à la présence de joyeux drilles qui ont égayé mon quotidien en y mettant un peu de *poésie*... Il y eut tout d'abord CalimérOlivier avec son pipeau électrique, qui m'a initié aux joies de la descente de canyons en général et du TMGiffre en particulier. Il y eut aussi les répétitions musicales hebdomadaires/mensuelles/annuelles avec Sandrine (batteuse funky en apprentissage), Julien (boîte à rythmes humaine), Christophe (very deep voice from the grave), Rémi (spécialiste des solos guitare sans fin) et Nicolas (slappeur fou, devenu sourd à jouer trop fort). Bien que le son soit encore très noisy et qu'Indochine reste toujours aussi technique à jouer, la progression cacophonique du groupe a été plus que certaine. Merci à Fabien, qui nous a tenu en haleine avec son équipe sportive préférée et ses rapports quotidiens en direct du stade Gerland, ainsi qu'à Jérôme, grand ténor d'Opéra. Toute mon amitié à la Dream-Team calibration (Geneviève et Nico&Nico), toujours aussi efficace. Je tiens à

remercier également les *anciens* : Lionel, Julien, les Olivier et Murièle. Un grand merci aussi aux Teckels (trop nombreux pour être tous cités ici!), pour leurs encouragements et leur soutien.

Voilà, le *petit* est maintenant devenu un grand, il va devoir quitter sa *maman* et essayer de se sevrer des sublimes pizzas de Maître Pépone... Merci à Julie et Nicolas pour l'organisation des poses "quatre heure" avec ses délicieux gâteaux et son thé. Merci également à Mohammed Senior et Mohammed Junior, fournisseurs officiels de ces si succulentes cornes de gazelles et autres bijoux culinaires Marocains.

J'aimerais maintenant que toi, lecteur, tu observes ici une minute de silence, et que tu aies une petite pensée pour mes deux bonsaïs, sacrifiés sur l'autel de la science (i.e. le rebord de ma fenêtre...). Le bambou, lui, résiste toujours vaillamment ; vraiment incroyable ! Pour ce qui est de mes deux écrevisses, je vous préviendrai quand il y aura de quoi se remplir la panse.

Pour terminer cette page, je remercie tous les gentils et aimables correcteurs de ce manuscrit. Merci donc à Isabelle, Sébastien, FX, Soso, à ma Maman et à mon Papa !

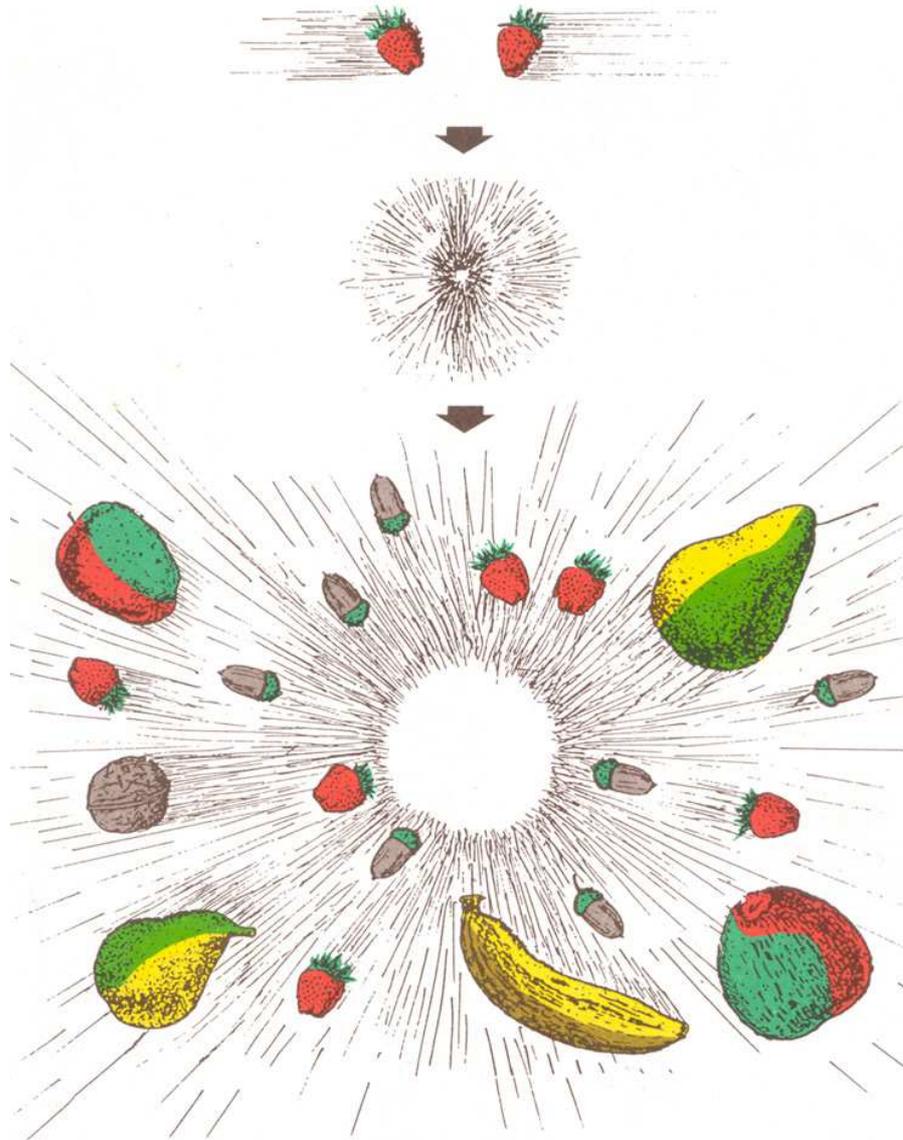
Je n'oublie pas Isa, et je la remercie de ne pas avoir rajouté de fautes d'orthographe en ne corrigeant pas ce manuscrit... ☹. Mais surtout, merci à elle de tout mon coeur pour m'avoir supporté, dans tous les sens du terme, durant les derniers mois. Idem !

Quant à mes parents et à ma famille, merci pour votre soutien. Je ne serai pas devenu ce que je suis aujourd'hui sans vous.

Merci à vous tous qui n'avez cessé de m'encourager. Merci à ceux qui sont venus me supporter le jour de ma soutenance et également à ceux qui n'ont pu être présent mais qui ont eu une pensée pour moi.

Pour finir, merci à toi lecteur, qui compulse ce document et lui donne tout son sens, surtout si tu as le courage de poursuivre au delà de cette page de remerciements. Bonne lecture !

Là où tout débuta...



CERN

Table des matières

Introduction	1
1 Le modèle standard et le LHC	5
1.1 Introduction	5
1.2 Le modèle standard	5
1.2.1 Le lagrangien du modèle standard	5
1.2.2 Chromodynamique quantique	8
1.2.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible	9
1.2.4 Succès du modèle standard	11
1.2.5 Le modèle standard n'est pas complet	13
1.2.6 Au delà du Modèle Standard	15
1.3 Le Large Hadron Collider (LHC)	15
1.3.1 La machine	16
1.3.2 Les expériences	18
1.3.3 Collisions proton-proton	18
1.4 Conclusion	20
2 Le détecteur ATLAS	23
2.1 Introduction	23
2.2 Système de coordonnées	23
2.3 Le détecteur interne	25
2.3.1 Détecteur à pixels	26
2.3.2 Trajectographe à semi-conducteur	28
2.3.3 Trajectographe à radiation de transition	29
2.3.4 Quantité de matière	31
2.3.5 Performances du détecteur interne	32
2.3.6 Solénoïde central	38
2.4 Calorimètre électromagnétique	38
2.4.1 Principe de la calorimétrie à argon liquide	39
2.4.2 Description du calorimètre	40
2.4.3 Performance du calorimètre électromagnétique	45
2.5 Calorimètre hadronique	47
2.6 Spectromètres à muons	49
2.7 Acquisition & système de déclenchement	50
2.8 Conclusion	52

3	Reconstruction du signal & étalonnage du calorimètre électromagnétique	55
3.1	Introduction	55
3.2	Description de la chaîne d'acquisition	57
3.2.1	Génération du courant de physique	57
3.2.2	Chaîne de lecture	58
3.2.3	Mise en forme du signal	58
3.2.4	Echantillonnage	60
3.2.5	Reconstruction de l'énergie	60
3.3	Système d'étalonnage	61
3.3.1	Carte d'étalonnage	61
3.3.2	Procédures d'étalonnage	63
3.3.3	Constantes d'étalonnage - facteur conversion ADC2GeV	65
3.4	Méthode de filtrage optimal	65
3.5	Reconstruction du signal du calorimètre électromagnétique	67
3.5.1	Tests en faisceaux	68
3.5.2	Reconstruction de la forme du signal de physique	68
3.5.3	Prédiction du signal de physique	69
3.5.4	Résultats avec les données du Module P13	73
3.6	Performances & uniformité	80
3.6.1	Reconstruction	80
3.6.2	Résultats	83
3.6.3	Relation performances/paramètres	85
3.7	Conclusion	85
4	Supersymétrie	89
4.1	Introduction	89
4.2	Motivations	89
4.2.1	Unifications des constantes de couplage	90
4.2.2	Solution au problème de naturalité	91
4.3	La théorie supersymétrique (SUSY)	93
4.3.1	Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)	94
4.3.2	Le lagrangien du MSSM	95
4.3.3	Brisure de SUSY dans le MSSM	96
4.3.4	Brisure électrofaible dans le MSSM	97
4.3.5	Neutralinos et charginos	100
4.3.6	Brisure spontanée de SUSY	101
4.4	Gauge mediated SUSY breaking	102
4.4.1	Principe	102
4.4.2	Phénoménologie	105
4.4.3	Topologie des événements GMSB	107
4.4.4	Production de particules supersymétrique au LHC	108
4.4.5	Canal d'analyse	108
5	Caractérisation de la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique	

tique d'ATLAS	115
5.1 Introduction	115
5.2 Production de photons	115
5.3 Reconstruction des photons	117
5.4 Conversions de photons	119
5.5 Résolution en position	120
5.6 Caractérisation de la résolution angulaire	126
5.6.1 Principe	126
5.6.2 Photons pointants	128
5.6.3 Photons non pointants	128
5.7 Conclusion	138
6 Etude du canal de désintégration GMSB $\tilde{l} \rightarrow l\gamma\tilde{G}$	141
6.1 Introduction	141
6.2 Cinématique des événements	141
6.3 Génération et simulation des événements	143
6.4 Reconstruction de la masse des sparticules	144
6.5 Reconstruction du temps de vie du neutralino	149
6.5.1 Méthode de reconstruction du vertex de désintégration	149
6.5.2 Analyse	152
6.6 Sensibilité sur $\sqrt{F_0}$	156
6.7 Déclenchement et bruits de fond	158
6.7.1 Le déclenchement des événements avec deux photons non-pointants	158
6.7.2 Les bruits de fond	159
6.8 Conclusion	160
Conclusion	162

Introduction

En 2007, la communauté scientifique de physique des particules verra l'achèvement d'un ambitieux projet, initié bien des années auparavant : le LHC. Cet accélérateur de nouvelle génération, avec les quatre expériences qui l'accompagnent, est destiné à fournir les réponses aux questions restant en suspens dans notre description actuelle de la matière et de ses interactions. Ce modèle, dit "standard", s'est avéré être jusqu'à aujourd'hui d'une étonnante précision dans ses prédictions. Une seule particule toutefois se cache encore : le boson de Higgs. Celui-ci est l'objet de toutes les recherches, et s'il semble avoir été entrevu à LEP, tout porte à croire qu'il sera accessible et découvert au LHC. Les expériences ATLAS et CMS sont en partie destinées à cette quête, mais elles se préparent également à la recherche des extensions à plus haute énergie du modèle standard telles que la supersymétrie.

Les recherches effectuées au cours de ce travail de thèse s'intègrent dans le cadre actuel de préparation du détecteur ATLAS aux prises de données et aux analyses physiques qui en découlent. C'est pourquoi ce document est articulé autour de deux parties :

- Une analyse de données de tests en faisceaux enregistrées sur les modules de production du calorimètre électromagnétique tonneau de ATLAS.
- Une étude sur la reconstruction d'événements avec des photons non pointants dans le cadre du modèle SUSY GMSB.

Le premier chapitre décrit le modèle standard et le LHC. L'expérience ATLAS est ensuite décrite au cours du chapitre 2.

L'analyse des données prises lors des tests en faisceau est détaillée dans le chapitre 3. A cette occasion une méthode a été développée afin de mieux comprendre la réponse du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et de permettre son étalonnage. A partir d'une étude portant sur la propagation des signaux d'étalonnage et de physique dans la chaîne de lecture du calorimètre, il est possible de produire les coefficients de filtrage optimal qui permettent la reconstruction de l'énergie. Ces coefficients sont ensuite utilisés pour caractériser les performances du calorimètre en terme de résolution en énergie et d'uniformité de sa réponse.

L'étude de photons non pointants est motivée par la détection de neutralinos avec un long temps de vie. Le modèle supersymétrique GMSB prédit l'existence de ces particules pour certains points particuliers de l'espace des paramètres. Une étude systématique de la reconstruction de photons, avec une description détaillée du détecteur, est réalisée dans le chapitre 5 pour caractériser la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique pour

des photons ne provenant pas du point d'interaction. Les résultats obtenus sont ensuite utilisés dans le chapitre 6 pour paramétrer la réponse du détecteur et reconstruire des cascades de désintégrations de particules supersymétriques issues du modèle.

Chapitre 1

Le modèle standard et le LHC

1.1 Introduction

Le développement du modèle standard s'est avéré être un véritable succès. Toutes ses facettes ont été testées dans diverses expériences et divers accélérateurs. Jusqu'à présent aucune déviation significative des données n'a été observée et n'a pu remettre le modèle standard en cause. Toutefois la dernière brique du modèle, le boson de Higgs, n'a toujours pas été découverte. De plus, certaines considérations théoriques laissent supposer que le modèle standard n'est qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale de l'interaction des particules.

Dans ce chapitre il sera fait un état actuel du modèle standard, de ses limitations et des soupçons de l'apparition de nouvelle physique vers le TeV. Ce dernier point a motivé la construction d'un nouvel accélérateur, le LHC, pour l'exploration de cette nouvelle région en énergie. Les caractéristiques du LHC seront décrites dans la seconde partie de ce chapitre.

1.2 Le modèle standard

Le Modèle Standard (MS) décrit les particules élémentaires constituant la matière et leurs interactions. Le MS intègre trois des quatre interactions fondamentales : l'interaction forte, qui lie les nucléons, l'interaction faible, responsable des désintégrations β et l'interaction électro-magnétique, qui assure entre autre la stabilité des atomes. La gravité n'est pas décrite par le MS et les tentatives pour l'inclure sont restées infructueuses. Ceci implique qu'une théorie unifiée, dont le MS ne serait qu'une approximation à basse énergie, reste encore à déterminer.

1.2.1 Le lagrangien du modèle standard

Le MS est une théorie basée sur de solides principes d'invariance (transformations de jauge locales et de Lorentz) selon lesquels les interactions se font par l'échange de bosons de jauge correspondant aux groupes de symétries de la théorie. Le groupe de symétrie du

MS est

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.1)$$

où c désigne la charge de couleur, L dénote que les fermions gauches sont des doublets de $SU(2)$ et Y est l'hypercharge.

Le secteur fort du MS est décrit par $SU(3)_c$. Les quarks sont des triplets sous $SU(3)_c$ et portent une charge additionnelle de couleur tandis que les leptons sont des singlets sous $SU(3)_c$. Le secteur électrofaible du MS est lui décrit par $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [1, 2, 3, 4]. Le MS est une théorie chirale, c'est à dire que les composantes gauche Ψ_L et droite Ψ_R des champs fermioniques se transforment indépendamment sous $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les Ψ_L sont des doublets de $SU(2)_L$ tandis que les Ψ_R sont des singlets.

Le lagrangien \mathcal{L}_{MS} du modèle standard peut être décomposé en trois termes :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{Yang-Mills} + \mathcal{L}_{fermions} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.2)$$

1.2.1.1 Secteur bosonique

Les bosons de jauge sont des champs vectoriels de spin 1. Les groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ contiennent respectivement 3 et 1 générateurs. A chacun de ces générateurs est associé un boson de jauge, W_μ^i ($i = \{1, 2, 3\}$) pour $SU(2)_L$ et B_μ pour $U(1)_Y$. Le groupe $SU(3)_c$ contient 8 générateurs, chacun associé à un gluon G_μ^a ($a = 1, \dots, 8$).

La partie du lagrangien \mathcal{L}_{MS} concernant les champs de jauge s'écrit

$$\mathcal{L}_{Yang-Mills} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

Toutefois, aucun de ces champs de jauge n'est massif, car l'invariance de jauge de la théorie empêche d'ajouter explicitement des termes de masse $\frac{1}{2}m_W^2 W_\mu W^\mu$ dans le lagrangien pour les bosons vecteurs.

La table 1.1 résume les nombres quantiques respectifs par rapport à $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Boson de jauge	Notation	Nombres quantiques	Groupe de jauge	Constante de couplage
Gluons	G_μ^a	(8, 1, 0)	$SU(3)_c$	g_s
Bosons intermédiaires faibles	W_μ^i	(1, 3, 0)	$SU(2)_L$	g
Boson abélien	B_μ	(1, 1, 0)	$U(1)_Y$	g'

TAB. 1.1 – Les bosons vecteur du modèle standard. L'indice μ indexe les composantes d'espace-temps, $a = \{1, \dots, 8\}$ pour les 8 gluons et $i = \{1, 2, 3\}$ pour les 3 W^i .

1.2.1.2 Secteur fermionique

Les champs de matière du MS sont des fermions de spin 1/2. Ce sont les quarks et les leptons référencés dans la table 1.2. Ceux-ci sont également classés selon trois générations. Les composantes gauche et droite des fermions ont des nombres quantiques différents. Les singlets de $SU(2)_L$ (isospin faible 0) sont invariants sous ce groupe, seuls les fermions gauches (isospin faible 1/2) peuvent interagir avec les champs de jauge de $SU(2)_L$. Les neutrinos, ayant une masse supposée nulle, n'existent que dans l'état d'hélicité gauche. A ce stade, et comme pour les bosons vecteurs, aucun des fermions n'est massif car la chiralité de la théorie exclut d'écrire explicitement des termes de masse $m_f \bar{\Psi}\Psi$ dans le lagrangien.

Fermions	Notation	Multiplet de $SU(2)_L$	Nombres quantiques
Leptons	$L_{\alpha L}$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	$(1, 2, -1)$
	$l_{\alpha R}$	$\begin{pmatrix} e_R^- \\ \mu_R^- \\ \tau_R^- \end{pmatrix}$	$(1, 1, -2)$
Quarks	$Q_{\alpha L}^k = \begin{pmatrix} U_\alpha^k \\ D_\alpha^k \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} u^k \\ d^k \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} c^k \\ s^k \end{pmatrix}_L$ $\begin{pmatrix} t^k \\ b^k \end{pmatrix}_L$	$(3, 2, 1/3)$
	$U_{\alpha R}^k$	u_R^k c_R^k t_R^k	$(\bar{3}, 1, 4/3)$
	$D_{\alpha R}^k$	d_R^k s_R^k b_R^k	$(\bar{3}, 1, -2/3)$

TAB. 1.2 – Les fermions du modèle standard. L'indice k porte sur les couleurs ($k = \{r, v, b\}$) et l'indice α sur les générations ($\alpha = \{1, 2, 3\}$).

1.2.1.3 Secteur scalaire

Dans la version minimale du MS, un doublet de champs scalaires complexes

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

de nombres quantiques $(1, 2, 1)$, est introduit pour générer des masses aux fermions et aux bosons par l'intermédiaire du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible. La partie \mathcal{L}_{Higgs} du lagrangien s'écrit

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\phi) \quad (1.5)$$

où \mathcal{D}_μ est la dérivée covariante qui s'exprime comme

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu - ig \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i - i \frac{g'}{2} B_\mu \quad (1.6)$$

avec τ_i , les matrices de Pauli.

Le potentiel de Higgs $V(\Phi)$ peut s'écrire

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.7)$$

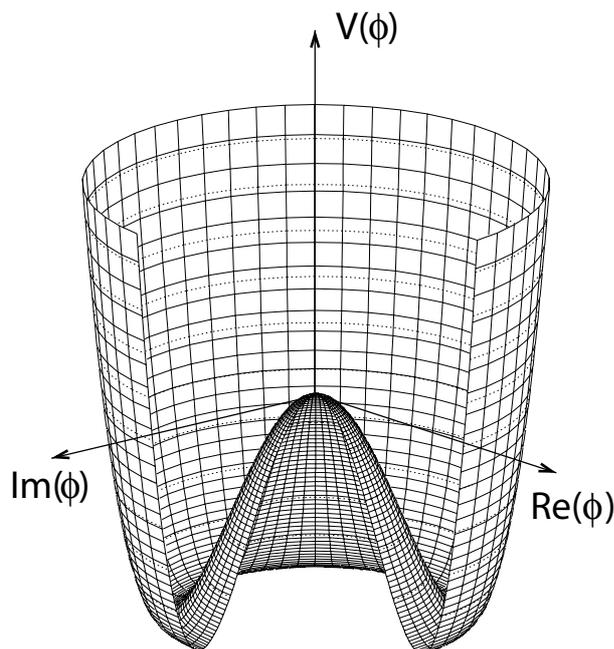


FIG. 1.1 – Forme typique du potentiel de Higgs $V(\Phi)$ (équation 1.7) lorsque $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$.

Cette expression de $V(\Phi)$ est la plus simple de celles qui conduisent à une théorie renormalisable. Les paramètres de couplage quadratique et quartique, μ^2 et λ , sont libres mais doivent satisfaire les relations $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$ pour obtenir un potentiel borné inférieurement et une valeur minimale de $V(\Phi)$ différente de 0. La forme de ce potentiel est représentée sur la figure 1.1.

1.2.2 Chromodynamique quantique

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie qui décrit l'interaction forte entre les quarks. Celle-ci est basée sur le groupe de jauge $SU(3)_c$ qui contient 8 générateurs, associés à autant de bosons de jauge : les gluons. Le groupe $SU(3)_c$ est non-Abélien ce qui signifie que les gluons transportent une charge de couleur, ce qui autorise des couplages à trois et quatre bosons vecteurs. La particularité de l'interaction forte réside dans l'évolution de sa constante de couplage α_s avec l'échelle d'énergie. La valeur de cette dernière diverge à basse énergie ce qui empêche un traitement perturbatif de la théorie et est responsable du confinement des quarks. C'est pour cela que les quarks ne sont pas accessibles à l'état isolé mais uniquement observables sous la forme d'états liés hadroniques. A haute énergie, la constante de couplage devient plus faible, de sorte que les quarks se comportent comme des particules quasi libres, c'est le concept de liberté asymptotique.

1.2.3 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

1.2.3.1 Mécanisme de Higgs

Le potentiel de Higgs, écrit comme dans l'équation 1.7, possède une infinité d'états fondamentaux de valeur non nulle pour

$$|\Phi_0|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \equiv \frac{v^2}{2} \quad (1.8)$$

où $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ est la valeur attendue du vide, ou *vev* (vacuum expectation value). Les états où le potentiel est minimum sont invariants sous les transformations de $SU(2)$. Le choix d'une orientation particulière brise la symétrie initiale $SU(2)_L$ et permet aux particules d'obtenir une masse. On peut choisir par exemple

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Ce choix assure d'avoir un photon sans masse et de ne pas briser la conservation de la charge par la suite. On peut paramétrer l'expression de $\Phi(x)$ autour de ce minimum

$$\Phi(x) = \exp\left(\frac{i}{2}\tau_i \cdot \theta^i(x)\right) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

où les champs réels $\theta_i(x)$ sont des bosons de Goldstone, correspondant à des degrés de liberté non physiques, et le champ $H(x)$ est le boson de Higgs physique. En se plaçant dans la jauge unitaire, l'expression de $\Phi(x)$ précédente se réécrit

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Si l'on développe la partie cinétique de \mathcal{L}_{Higgs} et que l'on remplace le champ Φ par son expression 1.11 on obtient explicitement les couplages entre le champ de Higgs et les bosons de jauge ainsi que le terme d'auto-interaction de H . On peut donc identifier la masse du boson de Higgs

$$m_H^2 \equiv 2\lambda v^2 \quad (1.12)$$

L'expression du potentiel de Higgs (équation 1.7) peut ainsi être ré-exprimée de manière totalement équivalente en fonction des deux variables

$$\begin{cases} v^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \\ m_H^2 = 2v^2\lambda \end{cases}$$

Le taux de désintégration des muons $\Gamma(\mu \rightarrow \nu_\mu e \bar{\nu}_e)$ permet de déterminer v à partir de la valeur de la constante de Fermi :

$$\Gamma(\mu \rightarrow \nu_\mu e \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \quad (1.13)$$

$$\text{et } \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2} = \frac{1}{2v^2} \quad (1.14)$$

ce qui conduit à $v^2 = (\sqrt{2}G_F)^{-1} = (246 \text{ GeV})^2$. Ainsi la masse du boson de Higgs est le seul paramètre inconnu restant dans $V(\Phi)$.

1.2.3.2 Masse des bosons de jauge

Les trois degrés de liberté non physiques du champ Φ sont absorbés en tant que composante longitudinale supplémentaire par trois des bosons de jauge de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les états physiques des bosons intermédiaires faibles sont des combinaisons linéaires des états de jauge. Une redéfinition des champs W_μ^i et B_μ permet de diagonaliser la matrice de masse et d'obtenir les champs physiques :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (1.15)$$

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où l'angle de mélange θ_W entre le W_μ^3 et le B_μ est appelé angle de Weinberg.

La masse des bosons s'exprime en fonction de la *vev* du Higgs

$$m_{W^\pm} = \frac{gv}{2}, \quad m_Z = \frac{m_{W^\pm}}{\cos\theta_W}, \quad m_A = 0 \quad (1.17)$$

$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.18)$$

La masse m_A du champ A_μ correspondant au photon reste nulle, protégée par la seule symétrie conservée, celle de l'interaction électro-magnétique $U(1)_{em}$. c'est dans ce sens que l'on dit que le groupe de jauge du MS est spontanément brisé en

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \Rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{em} \quad (1.19)$$

On peut d'ailleurs exprimer la charge électrique e en fonction des constantes de couplage de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

$$e = g\sin\theta_W, \quad \sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

1.2.3.3 Masse des fermions

L'introduction du doublet de Higgs qui génère les masses des W^\pm et du Z permet également de générer des termes de masse pour les leptons et les quarks.

La partie $\mathcal{L}_{fermions}$ du lagrangien \mathcal{L}_{MS} décrit les interactions entre les fermions et les champs de jauge ainsi que l'interaction de Yukawa entre les fermions et le champ scalaire Φ . Elle s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{fermions} = & \\ & i\bar{L}_{\alpha L}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu L_{\alpha L} + i\bar{l}_{\alpha R}\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu l_{\alpha R} \\ & + i\bar{Q}_{\alpha L}^i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu Q_{\alpha L}^i + i\bar{U}_{\alpha R}^i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu U_{\alpha R}^i + i\bar{D}_{\alpha R}^i\gamma^\mu\mathcal{D}_\mu D_{\alpha R}^i \\ & + \mathcal{L}_{Yukawa} \end{aligned}$$

La première (resp. seconde) ligne donne les interactions entre les leptons (resp. quarks) et les champs de jauge. La partie \mathcal{L}_{Yukawa} contient les termes croisés entre les doublets et singlets de leptons et les doublets et singlets de quarks :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = y_{\alpha\beta}^L \bar{L}_{\alpha L} l_{\beta R} \Phi + y_{\alpha\beta}^D \bar{Q}_{\alpha L}^i D_{\beta R} \Phi + y_{\alpha\beta}^U \bar{Q}_{\alpha L}^i U_{\beta R} \tilde{\Phi} + h.c.$$

où $y_{\alpha\beta}^L$, $y_{\alpha\beta}^U$ et $y_{\alpha\beta}^D$ sont les matrices de Yukawa et $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^\dagger$ le conjugué de charge de Φ . Le terme \mathcal{L}_{Yukawa} permet aux fermions d'acquérir une masse $m_f = y_{f\bar{f}} \langle \Phi \rangle = y_{f\bar{f}} v / \sqrt{2}$. Toutefois ces masses ne sont pas prédites par le MS et restent des paramètres libres du modèle.

1.2.3.4 Les paramètres du modèle standard

Le lagrangien du modèle standard, dans sa version minimale où les neutrinos ne sont pas considérés comme massifs, contient 18 paramètres libres :

- La constante de couplage de l'interaction forte $g_s(M_Z^2) = 0.118 \pm 0.002$
- Les constantes de couplage g et g' du secteur électrofaible ainsi que les paramètres du potentiel de Higgs μ^2 et λ . Ces quatre paramètres peuvent être ré-exprimés de façon équivalente en fonction de la constante de couplage électro-magnétique α , de la constante de Fermi G_F , de la masse m_Z du boson Z et de la masse m_H du boson de Higgs :

$$\{g, g', \mu^2, \lambda\} \Leftrightarrow \{\alpha, \theta_W, m_W, m_H\} \Leftrightarrow \{\alpha, G_F, m_Z, m_H\} \quad (1.21)$$

Le dernier jeu de paramètres offre l'avantage d'être contraint par des résultats expérimentaux très précis pour les trois premières variables :

$$\alpha^{-1}(M_Z^2) = 128.95 \pm 0.05 \quad (1.22)$$

$$G_F = (1.166\ 37 \pm 0.000\ 01) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (1.23)$$

$$m_Z = (91.1875 \pm 0.0021) \text{ GeV} \quad (1.24)$$

Le MS ne fait aucune prédiction de la masse du boson de Higgs qui doit être déterminée expérimentalement.

- Les neuf masses de fermions (six quarks et trois leptons)
- Les trois angles et la phase utilisés pour paramétrer la matrice V_{CKM}

1.2.4 Succès du modèle standard

A l'exception du boson de Higgs, toutes les particules ont été observées expérimentalement. La recherche du boson de Higgs reste actuellement un objectif majeur de la physique des particules et notamment pour le futur accélérateur LHC. La validité du MS aux énergies sondées jusqu'à présent n'a été mise en contradiction avec aucune des données expérimentales.

1.2.4.1 Prédications du modèle standard

Parmi les grandes prédictions du MS figure l'interaction par courant neutre, d'abord mise en évidence en 1973 au CERN lors d'interactions de neutrinos. L'observation directe des bosons W^\pm et Z^0 fut réalisée en 1983 sur le collisionneur proton-antiproton SPS du CERN par les collaborations $UA1$ et $UA2$ [5, 6, 7, 8]. Depuis cette date, les propriétés de ces bosons électrofaibles ont été déterminées avec plus de précision et aucune déviation des

prédictions du MS n'a été observée. Les masses de ces bosons à ce jour sont les suivantes [9, 10] :

$$m_W = 80.425 \pm 0.034 \text{ GeV} \quad (1.25)$$

$$m_Z = 91.1875 \pm 0.0021 \text{ GeV} \quad (1.26)$$

Le collisionneur LEP a permis de vérifier qu'il n'existait que trois générations de fermions [11]. Après la découverte du quark b en 1977, plusieurs années de recherche ont été nécessaires pour observer le dernier des quarks prédits par le MS. Le quark t a été découvert en 1995 à l'accélérateur Tevatron, à Fermilab, par les collaborations *CDF* et *D0* [12, 13]. La masse actuellement mesurée du quark t est [14, 15] :

$$m_t = 178.0 \pm 4.3 \text{ GeV} \quad (\text{D0}) \quad (1.27)$$

$$m_t = 177.8 \pm 6.2 \text{ GeV} \quad (\text{CDF})$$

1.2.4.2 Limites sur la masse du boson Higgs

Théoriques Différents arguments théoriques sur la cohérence du MS permettent d'imposer des contraintes supérieures et inférieures sur la masse du boson de Higgs.

Une première limite est fournie par des considérations sur l'unitarité de la théorie et notamment sur l'amplitude de diffusion élastique $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$. Celle-ci nécessite d'avoir $m_H < 700 \text{ GeV}$ pour ne pas violer la condition d'unitarité à haute énergie [16].

La constante de couplage quartique $\lambda(Q)$ qui apparaît dans $V(\Phi)$ (équation 1.7) varie avec l'échelle de renormalisation Q . Indépendamment d'une échelle d'énergie de référence Q_0 , le couplage $\lambda(Q)$ peut diverger lorsque $Q \rightarrow \infty$ à cause de l'apparition de pôles de Landau. De la même façon si la théorie est valide à de hautes échelles d'énergie, lorsque $Q \rightarrow 0$ on a alors $\lambda(Q) \rightarrow 0$ et la théorie devient à basse énergie une théorie triviale de champs libres. Pour repousser l'apparition des pôles de Landau au dessus de l'échelle de Planck, il faut que le boson de Higgs soit relativement léger, avec une masse inférieure à 180 GeV (figure 1.2). Cette contrainte est appelée contrainte de trivialité.

Une autre condition provient de la nécessité de préserver la stabilité du vide, c'est à dire que le potentiel de Higgs $V(\Phi)$ reste borné inférieurement ($\lambda(Q) > 0$) jusqu'à l'échelle d'énergie Λ du domaine de validité du MS (échelle à partir de laquelle apparaissent des pôles de Landau et où l'on doit invoquer l'apparition de *nouvelle physique*). Cette condition se traduit par une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs. Cette limite, illustrée sur la figure 1.2, impose une masse $m_H > 55 \text{ GeV}$ pour une échelle d'énergie $\Lambda = 1 \text{ TeV}$.

Expérimentales Les plus fortes contraintes expérimentales proviennent de la recherche directe du boson de Higgs et des mesures électrofaibles de précision.

Les recherches directes effectuées par les collaborations LEP imposent une limite inférieure à la masse du boson de Higgs de 114.4 GeV [17] avec un niveau de confiance de 95%.

Les ajustements effectués à partir des mesures de précision électrofaibles (figure 1.3) suggèrent une limite supérieure à la masse du boson de Higgs de 251 GeV à 95% de niveau de confiance et une valeur préférée de m_H de 117 GeV [14]. Cette valeur est compatible

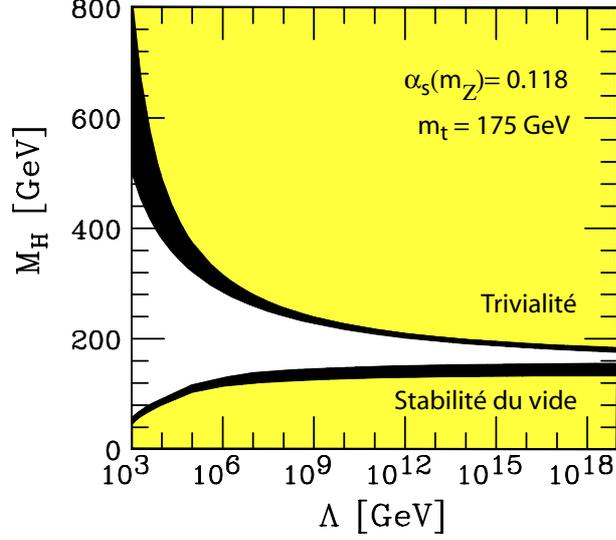


FIG. 1.2 – Contraintes théoriques sur la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle de validité Λ du MS [16]. La limite supérieure est donnée par la contrainte de trivialité et celle inférieure par la condition de stabilité du vide. Les bandes noires correspondent aux incertitudes théoriques.

avec le léger excès observé par l'expérience ALEPH à la fin du LEP, correspondant à un boson de Higgs d'une masse proche de 115 GeV [17].

1.2.5 Le modèle standard n'est pas complet

En dépit du succès du MS pour décrire les propriétés fondamentales des particules, il apparaît clairement que le MS n'est pas une théorie fondamentale de la nature. Celui-ci doit être étendu pour décrire la physique à haute énergie, ne serait-ce que pour inclure les effets quantiques de la gravitation qui doivent apparaître à l'échelle de Planck $\Lambda_P \sim 10^{19} \text{ GeV}$.

Une objection théorique importante au MS est le problème de naturalité et de la sensibilité des scalaires de la théorie à l'apparition de toute nouvelle physique. En effet, contrairement aux bosons et aux fermions, la masse des scalaires n'est protégée par aucune symétrie. Ainsi m_H^2 reçoit d'importantes corrections quantiques de toutes les particules qui couplent directement ou indirectement au champ de Higgs (figure 1.4)

$$\delta m_H^2 = a \Lambda_{UV}^2 + b \ln\left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f}\right) + o(\Lambda^2) \quad (1.28)$$

où Λ_{UV} est l'échelle de coupure utilisée pour réguler les divergences ultra-violettes qui apparaissent dans le calcul des contributions à une boucle. Elle est aussi interprétée comme l'échelle où doit apparaître de la nouvelle physique. Les plus importantes corrections proviennent du quark top. Si Λ_{UV} est de l'ordre de Λ_P ou de l'échelle de grande unification

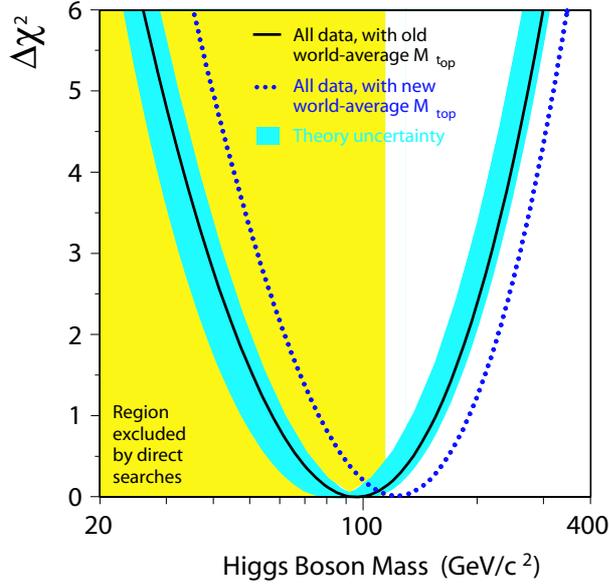


FIG. 1.3 – Contraintes expérimentales sur la masse du boson de Higgs. Le χ^2 résultant de l’ajustement global des données électrofaibles est affiché en fonction de la masse du Higgs [10]. La ligne continue noire correspond aux résultats obtenus avec l’ancienne valeur de la masse du quark top de 174.3 GeV . La courbe pointillée bleue correspond à la nouvelle valeur m_t de 178.0 GeV . La zone en jaune est celle exclue par les recherches directes.

$\Lambda_{GUT} \sim 10^{16} \text{ GeV}$ on obtient après renormalisation

$$m_H = m_H^{nue} + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda_P}{100}\right) \quad (1.29)$$

En contrepartie, la condition d’unitarité impose que la masse m_H du boson de Higgs soit de l’ordre de l’échelle électrofaible, i.e. $m_H < 1 \text{ TeV}$. Ceci implique un ajustement peu élégant et non naturel de la masse nue m_H^{nue} sur plus de 15 ordres de grandeur et ce à tous les ordres du développement perturbatif. C’est ce que l’on appelle le *fine tuning*.

D’autres points du modèle standard restent également peu satisfaisants. D’une manière générale, si le MS décrit bien les observations, il n’explique pas :

- Le nombre important de paramètres libres.

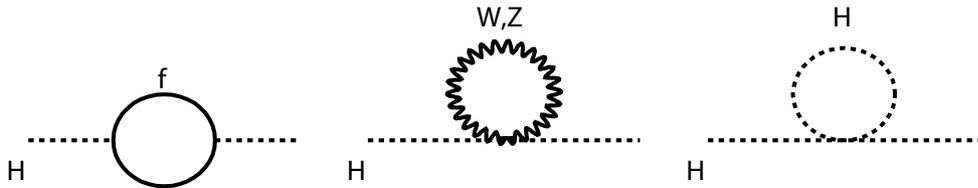


FIG. 1.4 – Corrections quantiques à une boucle contribuant à l’évolution de la masse du boson Higgs avec l’énergie.

- Le nombre arbitraire de générations.
- Le mécanisme sous-jacent à la brisure électrofaible. Le boson de Higgs n'a pas encore été découvert ; la question de sa nature élémentaire ou composite reste entière.
- Le spectre de masse des fermions (5 ordres de grandeur entre m_e et m_{top}).

De nombreux modèles essaient d'englober le MS tout en évitant ces écueils.

1.2.6 Au delà du Modèle Standard

L'extension de la physique au delà du modèle standard peut être réalisée de deux façons : soit garder les mêmes champs et ajouter de nouvelles interactions, soit ajouter de nouveaux champs et de nouvelles interactions.

Les modèles composites Ces modèles font l'hypothèse que toutes ou une partie des particules ne sont pas élémentaires mais possèdent une sous-structure. C'est le cas des modèles de condensat fermion-antifermion où le Higgs est remplacé par un état lié $t\bar{t}$, confiné par une nouvelle interaction. Il en va de même avec les modèles technicouleur où l'existence de condensat de technifermions, confiné par une interaction découlant d'une symétrie de jauge $SU(N)$ qui apparaît au delà du TeV , provoque la brisure de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Ces modèles ne sont actuellement pas favorisés par les données expérimentales.

Les symétries supplémentaires Ces modèles sont basés sur l'extension du groupe de jauge du modèle standard. Les théories de grande unification (GUT) introduisent un groupe de symétrie plus large ($SO(10)$ ou E_6) qui contient celui du MS. Ceci permet une unification des interactions électrofaibles et fortes à une échelle d'énergie de $10^{16} GeV$. La brisure spontanée de ce nouveau groupe de symétrie provoque l'apparition de nouveaux bosons de jauge massifs. La supersymétrie (SUSY) instaure une symétrie supplémentaire entre les bosons et les fermions. Un nouveau boson (resp. fermion) est associé à chaque fermion (resp. boson) de la théorie. La supersymétrie a l'avantage d'offrir une solution élégante au problème de naturalité et permet d'inclure sous certaines conditions la gravité. Cependant, comme nous le verrons par la suite aucune indication expérimentale n'existe à ce jour. C'est pourquoi le LHC, le prochain accélérateur du CERN, sera chargé de sonder la région en énergie autour du TeV. La supersymétrie et ses implications phénoménologiques seront développées dans le chapitre 4.

1.3 Le Large Hadron Collider (LHC)

C'est à la fin de l'année 2000 que la direction générale du CERN décide de l'arrêt définitif du LEP [18, 19] (Large Electron Positron collider) après onze années d'activité. Celle-ci choisit de concentrer ses efforts sur le nouvel accélérateur, LHC [20], en préparation depuis 1994. Le rôle du LHC s'inscrit dans la continuité des recherches du LEP pour :

- trouver le boson de Higgs, dernière brique manquante du MS.

- sonder la région en masse autour du TeV pour y rechercher d'éventuelles preuves de nouvelle physique. Sa mise en service est prévue pour l'été 2007.

1.3.1 La machine

Le LHC est un collisionneur proton-proton en cours de construction dans le tunnel de 27 km de long du LEP. Il utilise une technologie supra-conductrice pour accélérer les protons et ainsi atteindre une énergie de 14 TeV dans le centre de masse de la collision. L'étude d'événements rares nécessite un faisceau de haute intensité. Le nombre d'événements N_{evt} produits par seconde est donnée par la formule

$$N_{evt} = \mathcal{L} \sigma_{evt} \quad (1.30)$$

où σ_{evt} est la section efficace du processus étudié et L la luminosité de l'accélérateur. La luminosité dépend uniquement des paramètres du faisceau et peut être exprimée comme

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.31)$$

où N_b est le nombre de particules par paquets, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} la fréquence de révolution, γ_r le facteur relativiste des particules, ϵ_n l'emittance transverse normalisé du faisceau, β^* la fonction *beta* au point de collision et F un facteur géométrique de réduction de la luminosité dû à l'angle de croisement des faisceau au point d'interaction :

$$F = 1 / \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*} \right)^2} \quad (1.32)$$

où θ_c est l'angle de croisement, σ_z la longueur quadratique moyenne des paquets et σ^* la longueur quadratique moyenne transverse du faisceau au point d'interaction. La luminosité instantanée nominale du LHC est $\mathcal{L}_0 = 10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Au démarrage, le LHC fonctionnera en régime de basse luminosité $\mathcal{L} \simeq \mathcal{L}_0/10$.

Le LHC utilise les infrastructures pré-existantes du LEP et notamment sa chaîne de pré-accélération (figure 1.5) : une source d'ions injecte les protons dans une cavité radio-fréquence qui les accélère jusqu'à 750 keV puis les transmet au LINAC pour atteindre une énergie de 50 MeV . Le BOOSTER accroît alors l'énergie jusqu'à 1.4 GeV et envoie les protons dans les synchrotrons à proton PS et SPS qui augmentent l'énergie respectivement jusqu'à 25 GeV et 450 GeV .

Les protons de 450 GeV sont finalement injectés dans le LHC, puis accélérés par des cavités radio-fréquence jusqu'à une énergie de 7 TeV . Chaque faisceau est constitué de 2808 paquets de 1.15×10^{11} particules. Ces paquets ont une longueur $\sigma_{paquet} = 7.5\text{ cm}$ et sont séparés de 25 ns . La zone d'interaction des faisceaux résultante a une taille longitudinale $\sigma_z = 5.6\text{ cm}$ et transversale $\sigma_x = \sigma_y = 15\text{ }\mu\text{m}$.

La luminosité du LHC n'est pas constante au long d'un *run* de physique mais elle décroît. Les causes premières de cette dégradation sont les collisions elles-mêmes. D'autres contributions à cette diminution proviennent des diffusions des protons avec le gaz résiduel

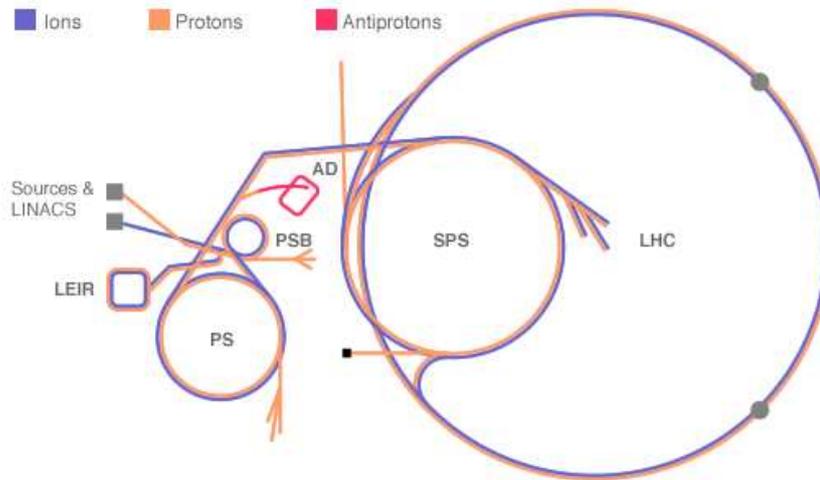


FIG. 1.5 – Chaîne de pré-accélération du LHC.

dans les tubes à vide, les forces d'interaction faisceau-faisceau et les effets de diffusion interne au faisceau. Pour que les interactions gaz-proton ne soient pas le facteur limitant au temps de vie du faisceau, un vide poussé doit régner à l'intérieur du tube contenant le faisceau. La quantité de matière, exprimée en densité d'hydrogène équivalente, doit rester en deçà de $10^{15} \text{ H}_2 \cdot \text{m}^{-3}$ [20]. Cette valeur correspond à une pression de $7 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}$ pour une température de 5 K .

La demi-vie de la luminosité du LHC est estimée à $\tau_L = 14.9 \text{ h}$ [20]. Le temps de remplissage du LHC est de 16 minutes. Le temps consacré aux opérations et à la maintenance entre deux runs de physique consécutifs est estimé au minimum à 70 minutes et peut augmenter jusqu'à 7 heures. A partir de ces considérations, sur la base d'un fonctionnement de 200 jours par année du LHC, la luminosité intégrée moyenne est de l'ordre de 100 fb^{-1} par an à la luminosité nominale ($10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

La luminosité souhaitée exclut l'utilisation d'anti-protons car les sources d'anti-protons ne sont pas suffisamment intenses. Les deux faisceaux de protons ne peuvent pas circuler en utilisant les mêmes aimants et chambres à vide. De plus il n'y a pas suffisamment de place dans le tunnel du LEP pour installer deux anneaux d'aimants en parallèle. C'est pourquoi les deux faisceaux circulent dans un système commun d'aimants dipôlaire supra-conducteur (figure 1.6). Les tubes à vide de chaque faisceau sont placés à l'intérieur d'une même culasse magnétique. Deux bobines supra-conductrices produisent le champ magnétique dipolaire de 8.4 T essentiel pour maintenir des protons de 7 TeV à l'intérieur de l'anneau. Le LHC utilise 1232 dipôles supra-conducteur ainsi que 376 quadrupôles supra-conducteur qui permettent de contrôler la focalisation des faisceaux.

La haute luminosité du LHC, si elle est indispensable, génère plusieurs contraintes pour les détecteurs :

- A la luminosité nominale, des effets d'empilement d'événements surviennent. Les détecteurs doivent avoir des temps de réponse courts et les systèmes d'acquisition

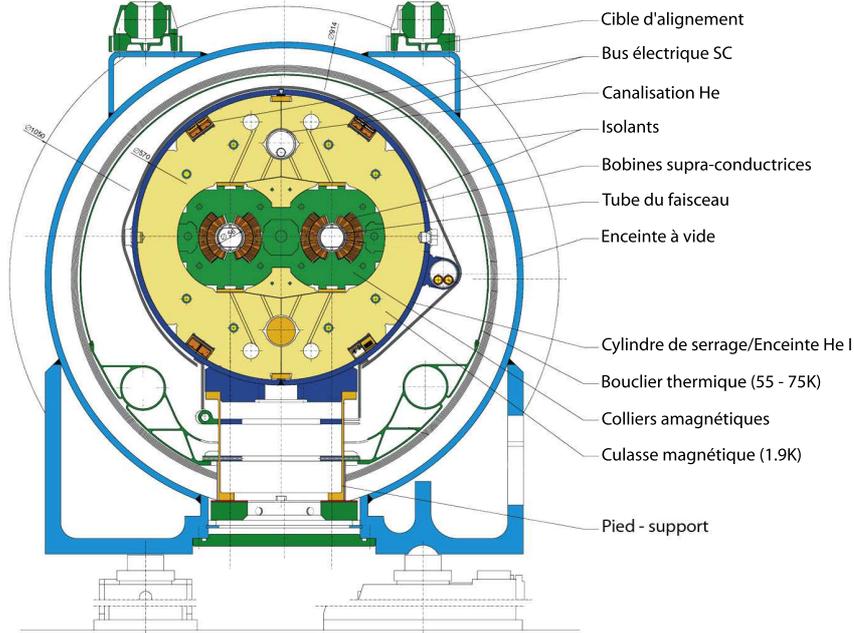


FIG. 1.6 – Coupe transversale d'un dipôle supra-conducteur du LHC.

et de déclenchement doivent permettre de tenir le taux de croisement de 40 MHz des faisceaux ainsi que le fort taux d'occupation des canaux de lecture.

- Avec 10^9 collisions par seconde, les matériaux actifs des détecteurs ainsi que l'électronique associée doivent être capables de tenir le fort niveau de radiation ($\sim 10^{13} \text{ neutrons/cm}^2/\text{an}$) pendant les dix ans de fonctionnement du LHC à haute luminosité.

1.3.2 Les expériences

Quatre détecteurs sont en construction et seront placés sur les points d'interaction des faisceaux du LHC (figure 1.7). Les expériences ATLAS [21] et CMS [22] permettront d'affiner nos connaissances du modèle standard et iront prospecter au delà. Elles fonctionneront à la luminosité nominale du LHC. Le détecteur LHC-B [23] étudiera la violation de CP dans le secteur des B et fonctionnera avec une luminosité de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'expérience ALICE [24] s'intéressera à la formation de plasma quark-gluon dans les collisions d'ions lourd avec une luminosité de $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

1.3.3 Collisions proton-proton

La section efficace de collisions proton-proton s'exprime sous la forme

$$\sigma(pp \rightarrow A + X) = \sum_{a_1, a_2} \int f_{a_1}(x_1, Q^2) f_{a_2}(x_2, Q^2) \sigma(a_1 a_2 \rightarrow A) dx_1 dx_2 \quad (1.33)$$

où f_{a_i} est la fonction de structure du parton a_i . Cette dernière décrit le contenu en partons du proton et dépend de l'impulsion transférée Q lors de l'interaction et de la fraction x_i

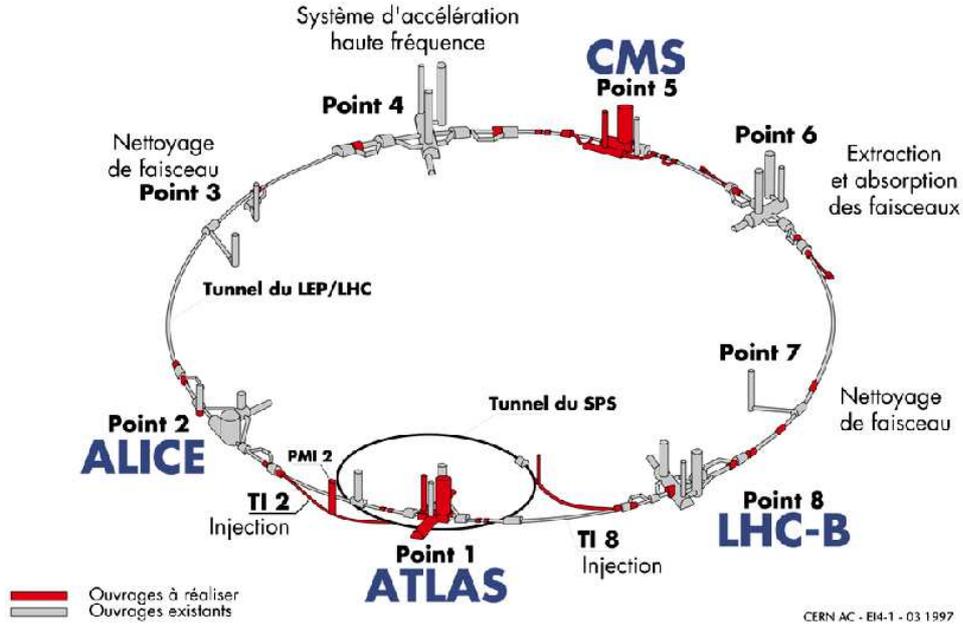


FIG. 1.7 – Disposition des quatre expériences au LHC.

de l'énergie emportée par le parton a_i .

La section efficace totale proton-proton est extrapolée à partir des mesures des expériences $UA4$, $UA5$ et $E710$ (TeVatron) à respectivement 546, 900 et 1800 GeV . Celle-ci est tracée sur la figure 1.8 en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Une source importante d'incertitudes provient de la détermination des fonctions de structure. Les incertitudes sur les fonctions de structure reflètent elles-mêmes les incertitudes sur les données expérimentales et les modèles théoriques utilisés pour leur détermination. Ainsi plusieurs lots de fonctions de structure sont disponibles en fonction des données expérimentales et des méthodes de renormalisation employées. En fonction du modèle la valeur de la section efficace totale proton-proton varie entre 90 et 130 mb .

La section efficace non-diffractive de collisions proton-proton extrapolée à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV est $\sim 70 mb$ [25]. On peut noter que cette dernière est dix ordres de grandeur plus grande que la section efficace de production d'un Higgs ($\sigma_{Higgs} \simeq 10 pb$ pour $m_H = 150 GeV$).

A la luminosité nominale du LHC, en tenant compte du fait que seul 2808 paquets sont remplis sur les 3564 présents dans l'anneau, le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de faisceau est de 24 événements. La plupart de ces événements sont peu intéressants car le moment transféré entre les partons interagissant est faible et les particules produites dans l'état final ont une faible impulsion transverse. Ces événements sont appelés événements de *biais minimum* et viennent se superposer aux événements potentiellement intéressants de faible section efficace.

Les événements de biais minimum sont la source d'effets d'*empilements d'événements*. Ceux-ci imposent certaines contraintes au niveau des détecteurs, il est notamment né-

cessaire que les détecteurs possèdent une segmentation suffisamment fine pour garder un taux d'occupation bas de ses canaux de lecture. L'effet d'empilement est accentué lorsque le temps de réponse du détecteur est supérieur au temps de croisement des faisceaux, c'est pourquoi il est également nécessaire d'avoir une électronique de lecture rapide. Un traitement approprié du signal permet toutefois de réduire le bruit généré par l'empilement des événements comme cela sera vu plus tard dans le cas du calorimètre électromagnétique.

Les détecteurs au LHC doivent développer un système de déclenchement très performant pour sélectionner les collisions avec un grand transfert d'impulsion et ainsi rejeter les événements tout venant (avec seulement des superpositions d'événements à biais minimum).

1.4 Conclusion

Pendant les années 90, les expériences ATLAS et CMS ont été conçues pour permettre la détection de nouvelles particules (en particulier le Higgs de basse masse), attendues aux énergies accessibles par le LHC. La construction arrive à son terme et la communauté, impatiente, retient son souffle dans l'attente des premières collisions. La composition ainsi que les performances du détecteur ATLAS seront décrites dans le prochain chapitre.

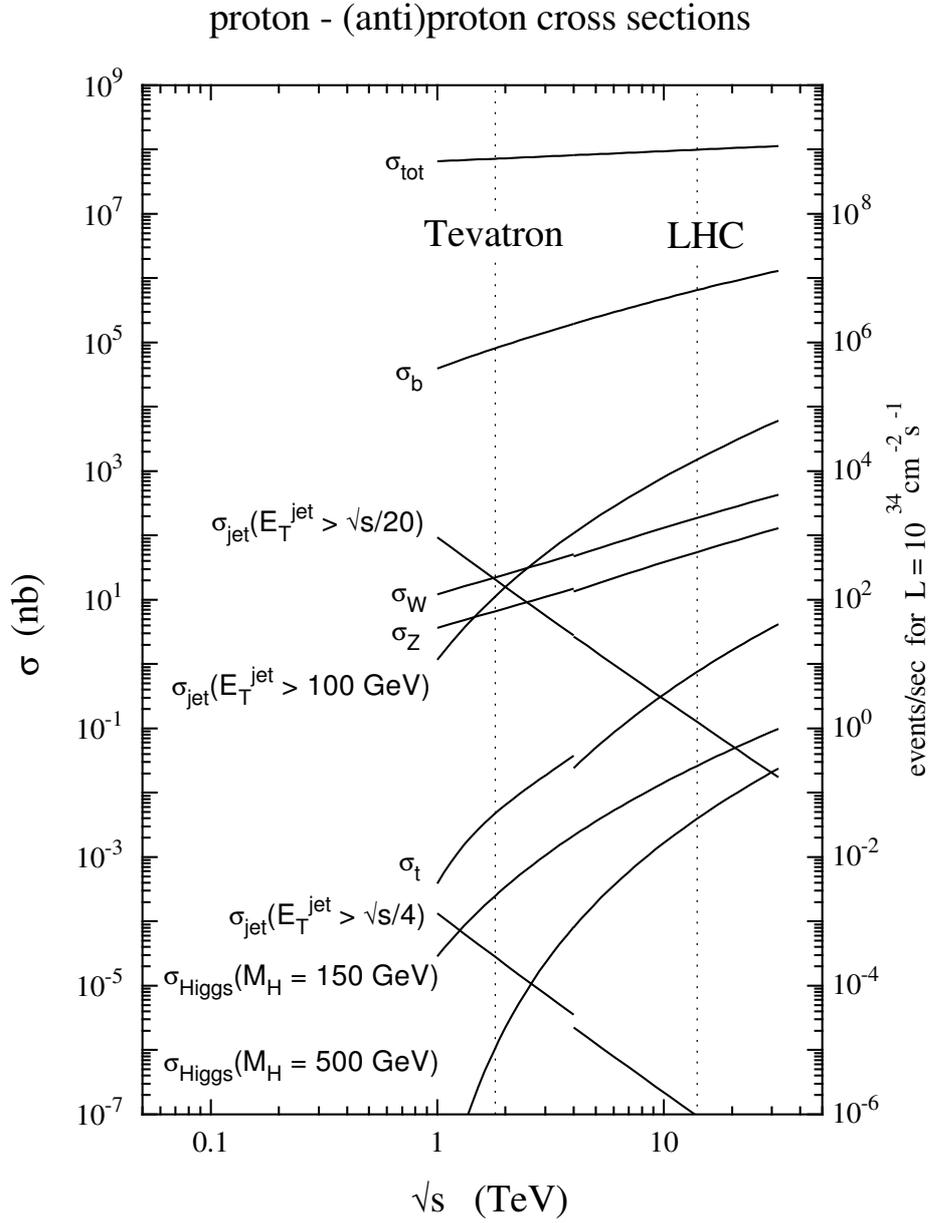


FIG. 1.8 – Sections efficaces proton-proton des processus typiques en fonction de l'énergie dans le centre de masse. L'échelle de gauche indique la section efficace tandis que celle de droite indique le taux d'événements à la luminosité nominale du LHC.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

2.1 Introduction

Le détecteur ATLAS [21, 26], représenté sur la figure 2.1 est un détecteur 4π classique à symétrie cylindrique, dit en "couche d'oignon". Il mesure 50 mètres de long et 25 mètres de diamètre pour une masse totale de 7000 tonnes. La partie centrale du détecteur, appelée *tonneau*, est complétée de part et d'autre par deux *bouchons* qui viennent fermer l'angle solide autour du point d'interaction des faisceaux. En partant du point d'interaction et en allant vers l'extérieur du détecteur, on rencontre successivement les trois types de sous-détecteurs qui composent le détecteur ATLAS :

Détecteur interne Le détecteur interne est plongé dans un champ magnétique de 2 Tesla créé par un solénoïde supra-conducteur placé immédiatement après lui. Son rôle est de mesurer l'impulsion et de permettre la reconstruction des traces des particules électriquement chargées en provenance du point d'interaction. Celui-ci sera décrit et ses performances seront étudiées dans la section 2.3.

Les calorimètres Le rôle des calorimètres électromagnétique et hadronique est de mesurer l'énergie et la direction des électrons, photons et jets produits lors des collisions. Il joue également un rôle important dans la mesure de l'énergie transverse et de l'identification $e^\pm/\tau^\pm/\gamma/\text{jet}$. Ceux-ci seront décrits dans les sections 2.4 et 2.5.

Spectromètre à muons Le spectromètre à muons est placé à la périphérie d'ATLAS. Celui-ci est constitué de chambres à fils et d'une série d'aimants qui crée un champ magnétique toroïdal. Bien que le détecteur interne puisse déterminer l'impulsion des muons, le spectromètre à muons assure une mesure beaucoup plus précise. Celui-ci sera décrit dans la section 2.6.

2.2 Système de coordonnées

Pour repérer géométriquement les divers éléments du détecteur ainsi que les paramètres des particules le traversant, un système de coordonnées particulier est employé (figure 2.2). La direction (Oz) coïncide avec l'axe des faisceaux. L'angle azimutal ϕ est mesuré dans le plan transverse (xOy). L'angle polaire θ , mesuré dans le plan longitudinal, est l'angle

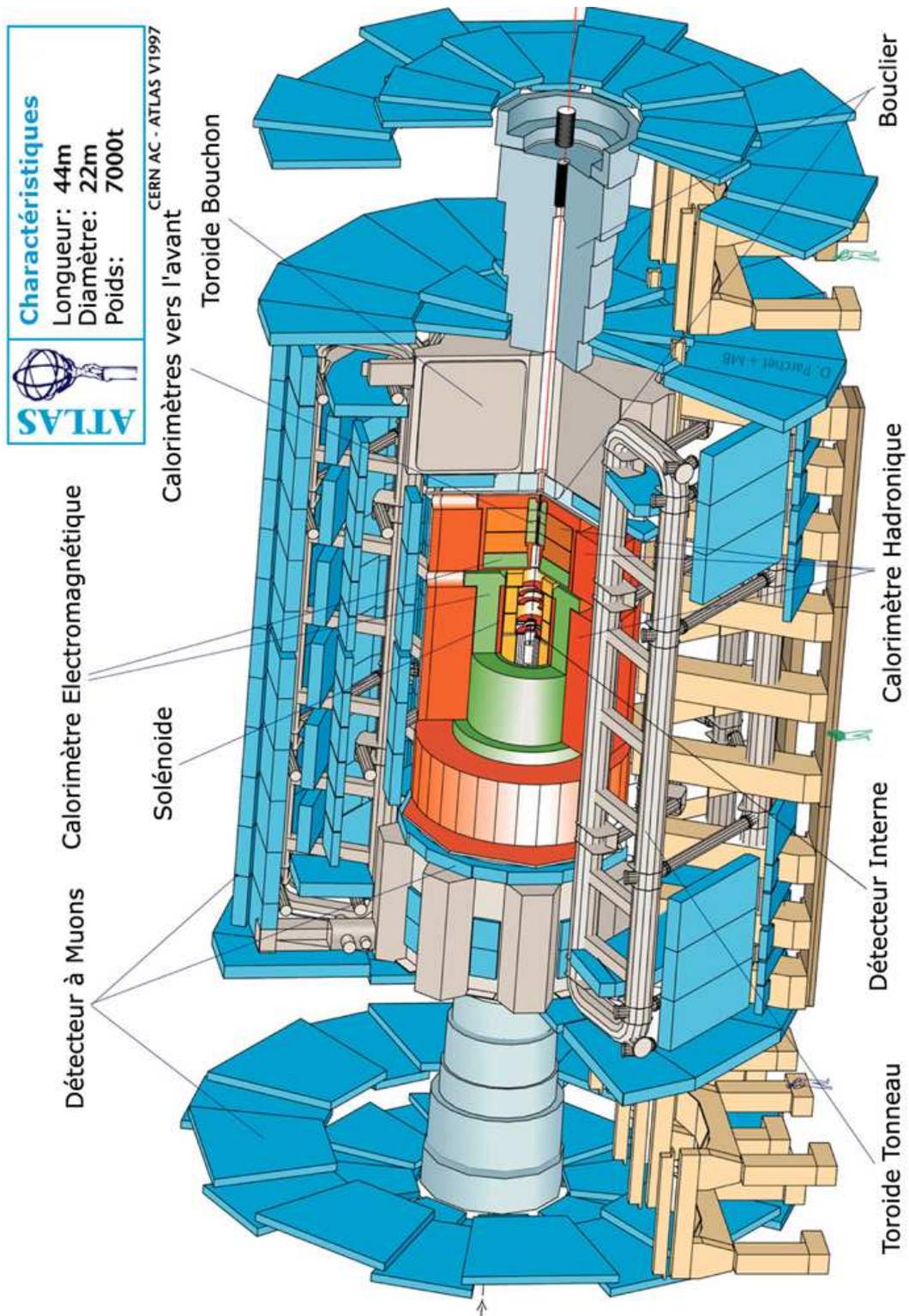


FIG. 2.1 – Le détecteur ATLAS.

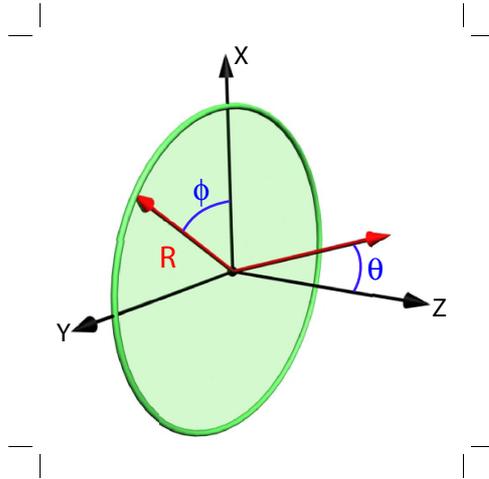


FIG. 2.2 – Système de coordonnées utilisé dans ATLAS pour repérer les objets physiques. L'axe Z est orienté selon la direction des faisceaux.

entre la trajectoire de la particule et l'axe (Oz). Dans les collisionneurs hadroniques, le référentiel associé au centre de masse de la collision parton-parton n'est pas le référentiel lié à l'expérience. Il est alors préférable de caractériser la direction de chaque particule par sa pseudo-rapacité η :

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

qui est directement reliée à l'angle polaire θ .

La pseudo-rapacité η est une approximation de la rapidité y :

$$y \equiv \operatorname{argth}(\beta) = 1/2 \ln(E + p_z)/(E - p_z) \quad (2.2)$$

qui est valide lorsque la masse de la particule est négligeable devant son impulsion.

Le flux de particules produit lors des collisions est constant par unité de rapidité. C'est pourquoi les sous-détecteurs sont segmentés selon η , de sorte à maintenir un taux d'occupation constant sur l'ensemble des différents canaux de lecture.

2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne [27, 28] est constitué en réalité d'un ensemble de trois sous-détecteurs employant des solutions technologiques différentes. Celui-ci se présente sous la forme d'un cylindre de 7 mètres de long et de 1.15 mètres de rayon (figure 2.3).

Le détecteur interne combine des couches de détection de haute précision à base de silicium, qui constituent le détecteur à pixels et le détecteur à pistes de silicium (Semiconductor Tracker - SCT), avec le détecteur de traces à radiation de transition (Transition Radiation Tracker - TRT) constitué d'un très grand nombre de tubes à dérive. Les couches de silicium permettent la mesure de l'impulsion et la reconstruction des vertex et des

traces. Le TRT permet d'améliorer la reconstruction des traces et l'identification des électrons.

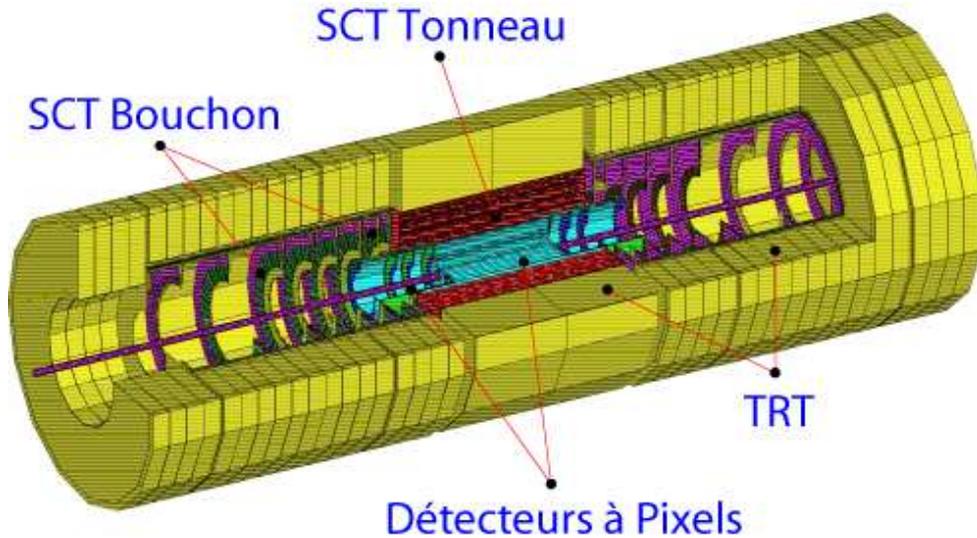


FIG. 2.3 – Détecteur interne de traces chargées.

2.3.1 Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels [29] permet de mesurer les traces au plus près des faisceaux. Ses performances conditionnent la capacité du détecteur interne à reconstruire les vertex secondaires. Les performances du détecteur à pixels doivent être excellentes pour :

- Reconstruire les traces dans un environnement de très haute multiplicité.
- Mesurer le paramètre d'impact des particules.
- Etiqueter et déclencher sur les quarks b .

Ces performances souhaitées ont entraîné les contraintes suivantes sur les choix techniques :

- Avoir au moins trois points de passage sur tout l'intervalle de pseudo-rapacité couvert ($|\eta| < 2.5$) et ceci pour des collisions jusqu'à 2σ (11 cm) du point de collision nominal.
- Avoir une taille des pixels de détection la plus petite possible.
- Avoir la couche la plus interne du détecteur au plus près du point d'interaction.

2.3.1.1 Description

Le détecteur à pixel est constitué d'une partie tonneau composée de trois couches cylindriques concentriques et de deux parties bouchons composées chacune de cinq disques (figure 2.4). Chacune de ces couches de détection est composée de plusieurs centaines de *modules*. Un *module* est le système de détection de base du détecteur à pixels. Il intègre un détecteur à silicium comportant 10^5 voies de détection indépendantes, chaque pixel ayant une dimension de $50 \times 300 \mu m^2$.

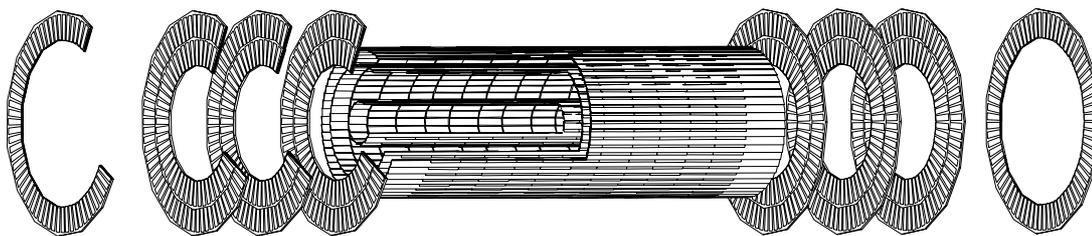


FIG. 2.4 – Surfaces sensibles constituant le détecteur à pixels.

Les caractéristiques techniques des éléments composant le détecteur à pixels sont résumées dans les tables 2.1 et 2.2.

Couche	Rayon (cm)	Longueur active (cm)	Modules
B	4.3	77.8	234
1	10.1	77.8	546
2	13.2	77.8	728

TAB. 2.1 – Caractéristiques techniques des couches composant la partie tonneau du détecteur à pixels.

Disque	Z (cm)	Rayon interne (cm)	Rayon externe (cm)	Modules
1	49.52	12.63	18.67	72
2	61.18	12.63	18.67	72
3	66.95	12.63	18.67	72
4	84.12	12.63	18.67	72
5	92.61	12.63	18.67	72

TAB. 2.2 – Caractéristiques techniques des disques composant la partie bouchon du détecteur à pixels.

La couche de pixels la plus proche du point d'interaction est également appelée couche-B de par son importance pour l'identification des jets de quark b . Elle a été étudiée pour opérer pendant trois années à basse luminosité et une année à haute luminosité avant que son remplacement ne soit nécessaire. En effet, le fort taux de radiation induit des changements dans les caractéristiques du substrats de silicium. Ceci conduit principalement à une diminution de l'efficacité de collection des charges et à une augmentation des courants de fuites, ce qui accroît le bruit ainsi que la puissance consommée et rend l'utilisation d'un système de refroidissement nécessaire.

Les deux autres couches de la partie tonneau et tous les disques des parties bouchon devraient survivre à dix années de fonctionnement du LHC.

La résolution spatiale atteinte pour chacune des trois couches cylindriques est de $\sigma_{R\phi} \simeq$

$12 \mu m$ et $\sigma_z \simeq 71 \mu m$. Concernant les disques, les résolutions spatiales obtenues sont de $\sigma_{R\phi} \simeq 12 \mu m$ et $\sigma_R \simeq 77 \mu m$.

2.3.2 Trajectographe à semi-conducteur

Le trajectographe à semi-conducteur (SCT) [27] a été conçu pour être capable de fournir au moins quatre points de passage et avoir une efficacité supérieure à 95% pendant toute la durée de fonctionnement d'ATLAS, afin d'assurer une bonne reconstruction des traces et une bonne efficacité de déclenchement. Les contraintes finales sur la résolution en impulsion transverse du détecteur interne imposent d'avoir une précision de mesure d'au moins $20 \mu m$ selon $R\phi$ et d'au moins $1 mm$ selon z . Pour avoir une efficacité de reconstruction des traces maximales, la résolution pour la séparation de deux traces doit être inférieure à $200 \mu m$ à une distance $r = 30 cm$ du faisceau.

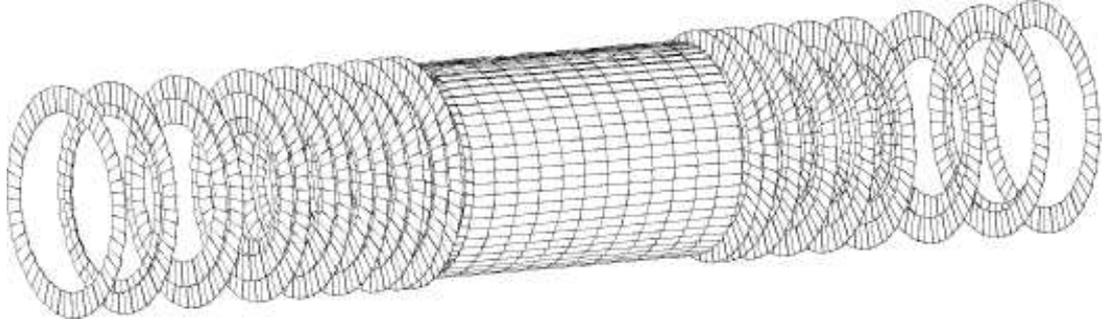


FIG. 2.5 – Trajectographe à semi-conducteur.

2.3.2.1 Description

Le SCT est constitué de 4 cylindres centraux occupant l'espace entre $r = 30 cm$ et $r = 52 cm$ à partir de l'axe du faisceau (figure 2.5). 2×9 disques viennent compléter la couverture jusqu'à $|\eta| < 2.5$ de part et d'autre de la partie tonneau. Les caractéristiques géométriques sont résumées dans les tables 2.3 et 2.4. Le SCT est composé d'un total de 4088 modules de détection à micro-pistes de silicium (figure 2.6). Celles-ci sont arrangées de manière à avoir un minimum de quatre points de passage pour toutes les traces dans l'acceptance du SCT. Chaque module est composé de deux détecteurs à pistes de silicium accolés dos à dos pour un total de 1526 canaux de lecture par module. Les modules sont alignés le long de l'axe z , les pistes de silicium adoptent une géométrie de type U/V, chaque face du module ayant une orientation de $\pm 20 mrad$ par rapport à l'axe du faisceau. Cette disposition particulière des pistes sur un même module permet d'obtenir une mesure de la position en z inférieure au millimètre.

La résolution spatiale ainsi atteinte par les modules tonneau et bouchon du SCT est de $\sigma_{R\phi} \simeq 16 \mu m$ et $\sigma_z \simeq \sigma_R \simeq 580 \mu m$.

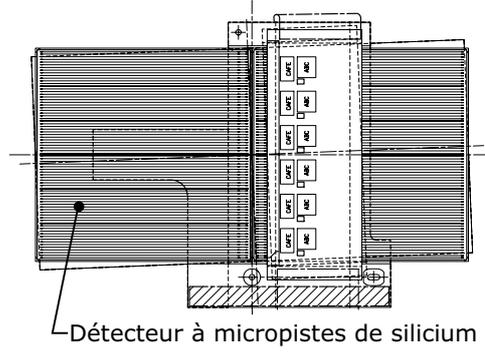


FIG. 2.6 – Schéma d'un module composant la partie tonneau du SCT.

Couche	Rayon (cm)	Longueur (cm)	Modules	Orientation
1	30.0	149.34	12 × 32	Φ, u
2	37.3	149.34	12 × 40	Φ, v
3	44.7	149.34	12 × 48	Φ, u
4	52.0	149.34	12 × 56	Φ, v

TAB. 2.3 – Caractéristiques des couches composant la partie tonneau du SCT.

2.3.3 Trajectographe à radiation de transition

L'emploi d'une technologie basée sur des tubes à dérive pour le détecteur le plus externe du détecteur interne repose principalement sur son faible coût pour l'important volume occupé par le TRT, à comparer aux techniques à base de silicium. Elle permet également de faire un tracking quasiment continu. Le rôle du TRT est de permettre une reconstruction efficace des traces en ajoutant une quarantaine de points de passage pour toutes les traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV dans l'acceptance du détecteur. Étant donnée son extension radiale, le TRT permet une mesure autonome de l'impulsion mais avec une résolution beaucoup plus faible que le détecteur à pixels

Disque	Z (cm)	$R_{interne}$ (cm)	$R_{externe}$ (cm)	Modules	Orientation
1	83.5	25.9	56.0	132	Φ, u
2	92.5	33.6	56.0	92	Φ, v
3	107.2	25.9	56.0	132	Φ, u
4	126.0	25.9	56.0	132	Φ, v
5	146.0	25.9	56.0	132	Φ, u
6	169.5	25.9	56.0	132	Φ, v
7	213.5	33.6	56.0	92	Φ, u
8	252.8	40.1	56.0	92	Φ, v
9	278.8	44.0	56.0	52	Φ, u

TAB. 2.4 – Caractéristiques des couches composant la partie bouchon du SCT.

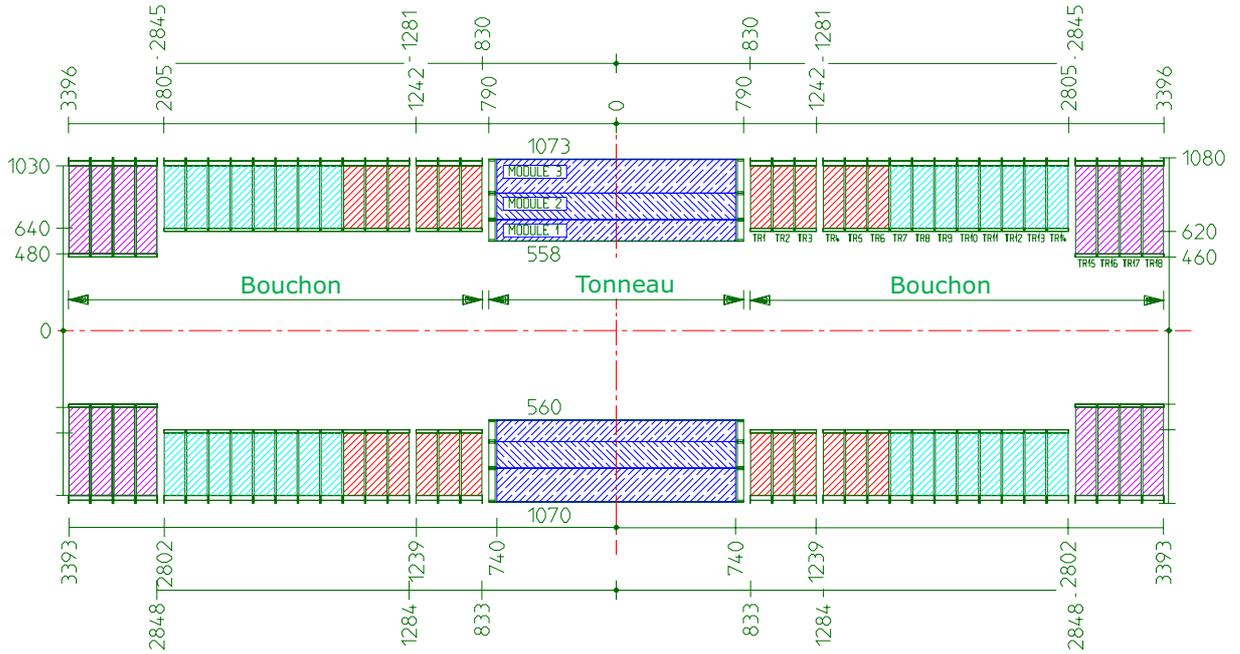


FIG. 2.7 – Coupe longitudinale du TRT. Les différents éléments constituant les parties tonneau et bouchon du détecteur sont visibles.

ou le SCT. A une distance radiale de 85 cm , la résolution spatiale est de l'ordre de $50\ \mu\text{m}$. Un milieu radiateur situé entre les tubes, constitué de fibres de polypropylène et de polyéthylène, permet de stimuler les radiations de transition des électrons et de fournir un signal pour leur identification.

2.3.3.1 Description

La figure 2.7 illustre la disposition des éléments constituant le TRT. La partie tonneau du TRT est composée de trois couches cylindriques comportant chacune 32 modules, le type des modules étant différent d'une couche à l'autre. Chacun des deux bouchons consiste en un ensemble de trois roues. Ces roues sont elles-mêmes constituées de plusieurs disques identiques assemblés indépendamment. Les caractéristiques géométriques du TRT sont résumées dans les tables 2.5 et 2.6.

Les modules sont constitués de tubes à dérive d'un rayon de 4 mm pour une longueur de 150 cm pour la partie tonneau et de 39 cm et 55 cm pour la partie bouchon.

Cylindre	Rayon (cm) interne-externe	Longueur (cm)	Nombre de couches	Nombre de tubes
1	63.0 – 75.2	160	19	329
2	75.2 – 89.7	160	24	520
3	89.7 – 107.0	160	30	793

TAB. 2.5 – Caractéristiques des cylindres composant la partie tonneau du TRT.

Bouchon	Nombre de disque	Z (cm) premier-dernier	Rayon (cm) interne-externe	Nombre de couches	Nombre de tubes/couches
<i>A</i>	6	89.0 – 159.3	64.0 – 103.0	16	768
<i>B</i>	8	173.7 – 255.6	64.0 – 103.0	8	768
<i>C</i>	4	270.0 – 310.5	48.0 – 103.0	16	576

TAB. 2.6 – Caractéristiques des roues composant la partie bouchon du TRT.

2.3.4 Quantité de matière

La quantité de matière dans le volume actif du détecteur interne d’ATLAS ($R < 115 \text{ cm}$ et $|Z| < 340 \text{ cm}$) est beaucoup plus importante que pour les détecteurs de traces chargés des expériences précédentes. Celle-ci est justifiée par la nécessité d’avoir une grande couverture en η dans un volume restreint et par l’obligation de devoir installer toute l’électronique de lecture sur le détecteur lui-même. Il est important de garder la quantité de matière du détecteur interne aussi faible que possible, spécialement dans la région proche du faisceau, de manière à minimiser l’effet de Bremsstrahlung des électrons et les conversions précoces des photons en paires électron/positron. Ces effets contribuent à détériorer les performances de reconstruction des gerbes électromagnétiques, et notamment la résolution en énergie. En effet, l’extension spatiale selon ϕ des gerbes électromagnétiques initiées précocement dans le détecteur interne est amplifiée par la présence du champ magnétique.

2.3.4.1 Longueur de radiation

On définit la *longueur de radiation* X_0 en $g.cm^{-2}$ [30]. Cette quantité est reliée à la distance que parcourt, en moyenne, une particule avant d’interagir avec le milieu traversé. Plus le milieu est dense, plus la longueur de radiation est petite. On a typiquement $X_0 \sim 180 \frac{A}{Z^2} g.cm^{-2}$, où Z et A sont respectivement le nombre et la masse atomique du milieu. Pour le plomb on a $X_0/\rho_{Pb} \simeq 0.56 \text{ cm}$, où ρ_{Pb} est la densité du plomb.

2.3.4.2 Distribution de matière

La distribution de matière dans le détecteur interne est visible sur la figure 2.8 pour chacun des sous-détecteurs. La quantité de matière dans les détecteurs à silicium (Pixels et SCT) est à peu près équivalente à celle du TRT. Toutefois celle-ci est concentrée à faible rayon et son impact sur les performances des calorimètres est donc plus important. La matière non active située en périphérie du détecteur interne (service aux différents sous-détecteurs) représente également une part non négligeable, mais celle-ci étant située juste en avant du solénoïde et du cryostat, son impact sur les performances reste faible.

La quantité de matière moyenne du détecteur interne, sans les services externes, représente 43% X_0 , avec un maximum de 60% X_0 vers $\eta = 1.8$. Le nombre de longueur de radiation augmente avec η jusqu’à $\eta \sim 1.7$; ceci à cause de l’accroissement de la longueur

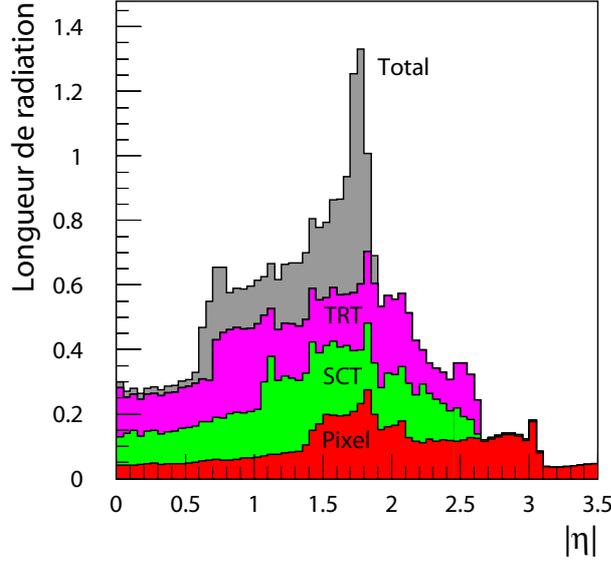


FIG. 2.8 – Distribution cumulative du nombre de longueur de radiation pour les pixels, SCT, TRT et les services externes du détecteur interne en fonction de la pseudo-rapacité η .

du trajet parcouru par les particules incidentes dans le détecteur interne. Les discontinuités que l'on observe, notamment celles à $|\eta| = 0.7$ et 1.7 , sont causées par les zones d'accès au détecteur interne des différents services (patch panels, câbles, etc...).

Les conséquences de cette matière sur les performances sont les suivantes :

- Les diffusions coulombiennes multiples dégradent les performances de reconstruction de traces pour les particules de faibles impulsions.
- Un accroissement de la multiplicité des particules secondaires $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \gamma e^+e^-$
- Les électrons ont une plus grande probabilité d'émettre un rayonnement de freinage affectant les résolutions du détecteur interne et du calorimètre électromagnétique.
- Les photons ont une plus grande probabilité de se convertir en paire e^+/e^- . Cet effet sera développé plus en détail dans les sections 2.3.5.7 et 2.3.5.8.

2.3.5 Performances du détecteur interne

2.3.5.1 Couverture en rapidité

Le détecteur interne permet de reconstruire les traces des particules chargées dans l'intervalle de pseudo-rapacité $|\eta| \leq 2.5$. La couverture du point d'interaction est très uniforme et permet d'avoir pour chaque trace un minimum de 12 mesures de précision des points de passage sur l'ensemble des deux sous-détecteurs à silicium (Pixels et SCT) et de 30 à 40 mesures pour le TRT (figure 2.9). Sur la figure 2.10, on peut observer la représentation graphique d'un événement $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$ simulé dans le détecteur interne.

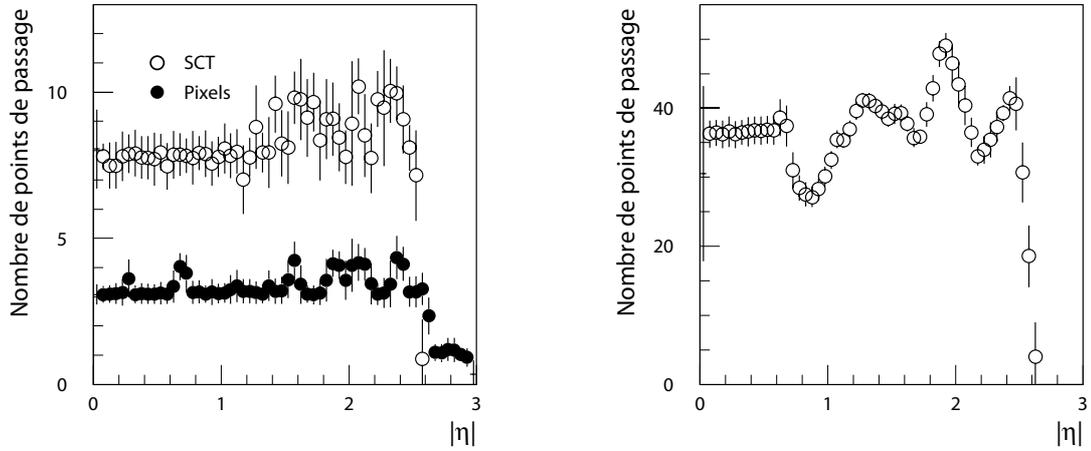


FIG. 2.9 – Nombre de points de passage dans les Pixels, SCT et TRT pour des traces rectilignes provenant de l'origine du détecteur ($z = 0 \text{ cm}$)

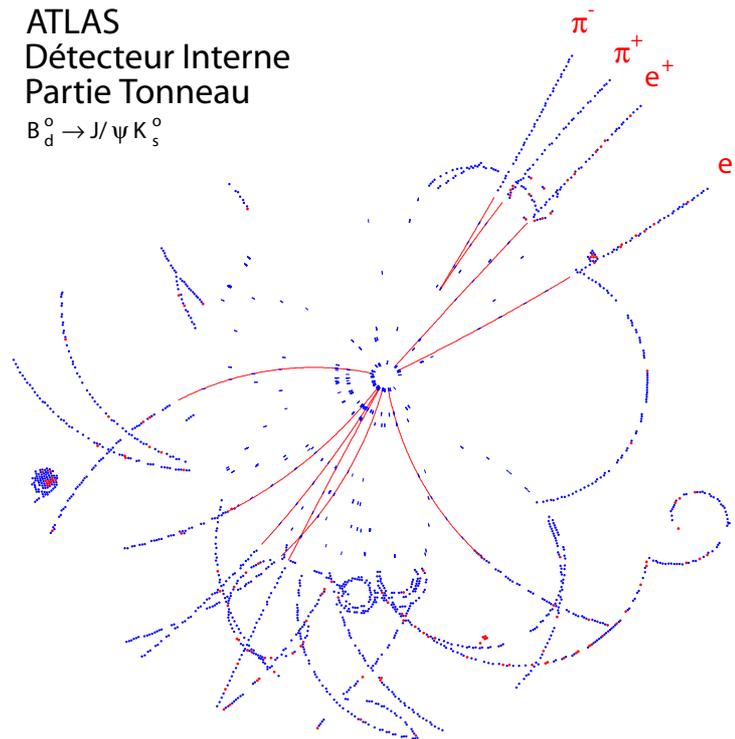


FIG. 2.10 – Représentation graphique d'un événement $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ entièrement simulé dans le détecteur interne. On observe successivement les points de passage (points bleus) des particules chargées dans les Pixels, le SCT et le TRT. Les traces rouges sont les traces reconstruites. On peut noter la présence de points de passage dans le TRT corrélés avec une émission de radiations de transition (points rouges). Ces points permettent l'identification des électrons.

2.3.5.2 Résolution en impulsion

La complémentarité entre les trois sous-détecteurs permet d'obtenir d'excellentes performances pour les canaux de physique envisagés. Ainsi, le détecteur interne permet de couvrir la région entre -2.5 et 2.5 en η avec une résolution sur la mesure de l'impulsion des particules chargées $\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} < 0.3$ à 500 GeV pour $|\eta| \leq 2$ et $\frac{\sigma(1/p_T)}{1/p_T} < 0.5$ à $|\eta| = 2.5$. Ceci est suffisant pour permettre l'identification du signe de la charge électrique des particules de haute énergie.

2.3.5.3 Résolution paramètre d'impact

L'identification des particules à courte durée de vie comme les leptons τ ou les quarks b nécessite que le détecteur interne soit capable d'extrapoler les traces des particules filles jusqu'à leur origine dans le tube à vide du faisceau pour reconstruire la position des vertex primaire ou secondaires. Le détecteur à pixels permet une mesure du paramètre d'impact transverse des particules avec une résolution inférieure à $15 \mu\text{m}$ pour des impulsions inférieures à 20 GeV (figure 2.11). Pour des impulsions plus faibles, des diffusions multiples réduisent la précision à $60 \mu\text{m}$. La résolution sur le paramètre d'impact longitudinal est de l'ordre de $90 \mu\text{m}$. Ces mesures sont importantes pour la détection du bosons de Higgs ou d'un signal supersymétrique car elles permettent une identification de 50% des jets provenant de quarks b et une réduction d'un facteur proche de 100 des jets provenant de quark légers ou de gluons.

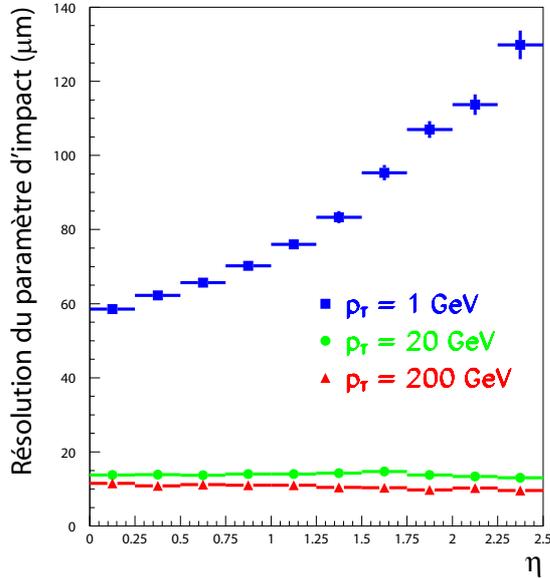


FIG. 2.11 – Résolution sur la mesure du paramètre d'impact par le détecteur interne pour des pions de 1, 20 et 200 GeV

2.3.5.4 Résolution angulaire

La résolution en ϕ est de l'ordre de $\sigma_\phi \simeq 0.8 \text{ mrad}$ pour un p_T de 200 GeV . Elle est à peu près constante avec $|\eta|$ pour de hautes impulsions. La résolution sur $\cot\theta$ reste constante à 0.7×10^{-3} dans la partie tonneau jusqu'à $|\eta| \simeq 1$, puis se dégrade jusqu'à $|\eta| \simeq 2.5$ (figure 2.12).

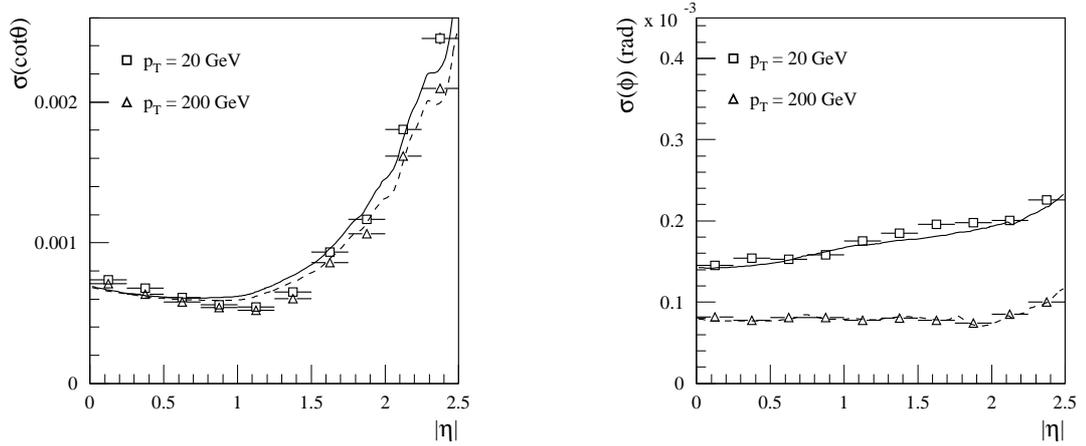


FIG. 2.12 – Résolution sur la mesure de $\cot\theta$ et de l'angle ϕ par le détecteur interne pour des pions de 20 et 200 GeV

2.3.5.5 Détection et reconstruction des traces

L'efficacité de reconstruction des traces chargées isolées avec un p_T supérieur à 5 GeV est supérieure à 95% pour une proportion de fausses traces inférieure à 1%. Pour des jets de 200 GeV , l'efficacité de reconstruction est de 88% avec moins de 0.2% de fausses traces. L'efficacité de reconstruction des traces d'électrons est plus faible à cause du bremsstrahlung, mais une fois cet effet pris en compte et corrigé par les algorithmes de reconstruction, l'efficacité redevient supérieure à 90%.

2.3.5.6 Identification des électrons

L'utilisation combinée du TRT et du calorimètre électromagnétique permet d'atteindre une efficacité de 75% avec un facteur de réjection de 10^5 pour l'identification des électrons de $p_T > 20 \text{ GeV}$.

2.3.5.7 Conversions de photons

A cause de la quantité de matière composant le détecteur interne, une partie significative des photons produits est convertie avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique. Le détecteur interne joue un rôle essentiel dans l'identification des photons convertis, capacité cruciale pour l'étude de signaux de physique faibles comme $H \rightarrow \gamma\gamma$.

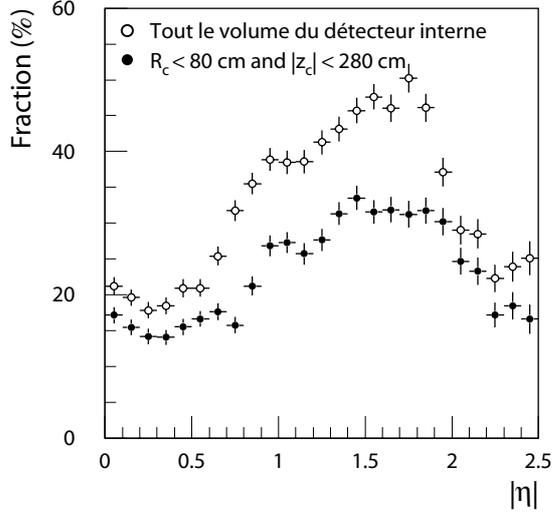


FIG. 2.13 – Fraction de photons convertis dans le volume du détecteur interne (symboles ouverts) et dans la région où les conversions peuvent être efficacement identifiées (symboles fermés) en fonction de la pseudo-rapidité.

La probabilité P_c pour un photon de s'être converti au bout de x/X_0 longueurs de radiation traversées s'exprime comme :

$$P_c \left(\frac{x}{X_0} \right) = 1 - \exp\left(-\frac{7}{9} \frac{x}{X_0}\right) \quad (2.3)$$

La probabilité de conversion varie peu avec p_T pour des impulsions transverses $p_T > 1 \text{ GeV}$, mais diminue fortement pour de très faibles p_T .

La fraction des photons convertis dans le volume efficace du détecteur interne ($R < 80 \text{ cm}$ et $|z| < 280 \text{ cm}$) varie entre 14% et 30% en fonction de la pseudo-rapidité (figure 2.13). Les conversions ayant lieu au-delà de cette région sont moins pénalisantes pour les performances du calorimètre électromagnétique car la trajectoire des électrons est alors moins affectée par la présence du champ magnétique.

2.3.5.8 Reconstruction des conversions

Si le rayon de conversion du photon R_c est inférieur à 40 cm , au moins deux couches de silicium sont traversées. L'algorithme de reconstruction *xKalman* [31] dans le cadre des anciens programmes de reconstruction d'ATLAS peut être utilisé pour chercher les traces issues de la conversion. Pour les conversions avec $R_c > 40 \text{ cm}$, un algorithme n'utilisant que le TRT a été spécialement développé. Ces algorithmes ne sont toutefois optimisés que pour les conversions de photons provenant du point d'interaction des faisceaux et avec un faible paramètre d'impact.

L'efficacité d'identification des conversions reste à peu près constante dans le volume du détecteur interne, à l'exception de la région de transition tonneau/bouchon (figure 2.14). La qualité de la reconstruction des paramètres du photon est fortement corrélée au rayon de conversion R_c comme l'indiquent les tableaux 2.7 et 2.8.

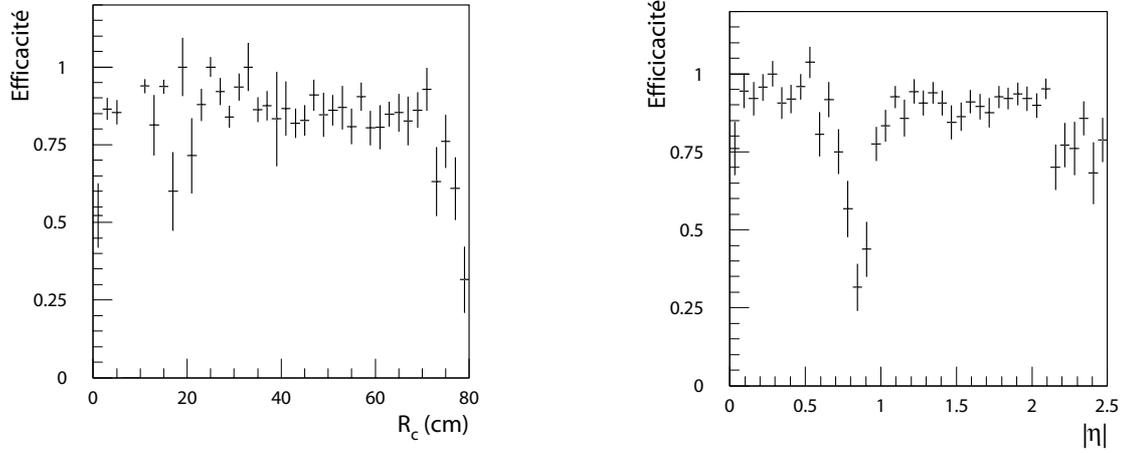


FIG. 2.14 – Efficacité de reconstruction de photons convertis de 50 GeV en fonction du rayon de conversion R_c et de la pseudo-rapidité η du photon.

R_c (cm)	$\sigma(p_T)/p_T$ avant ajustement	$\sigma(p_T)/p_T$ après ajustement	σ_{R_c} (cm)	σ_{ϕ_0} (mrad)	σ_{z_0} (cm)
0 – 20	0.051	0.040	0.88	0.17	0.03
20 – 40	0.17	0.14	1.03	0.10	0.54
40 – 60	0.31	0.23	4.09	0.96	-
60 – 80	0.28	0.23	4.29	1.16	-

TAB. 2.7 – Performance de reconstruction des paramètres des photons convertis en fonction du rayon de conversion R_c

$ \eta $	0.0 – 0.6	0.6 – 1.2	1.2 – 1.8	1.8 – 2.4
Efficacité	0.87	0.70	0.85	0.85

TAB. 2.8 – Efficacité de reconstruction des conversions en fonction de la pseudo-rapidité des photons.

2.3.6 Solénoïde central

Le solénoïde central d'ATLAS [32] a été conçu pour fournir le champ magnétique de 2 Tesla nécessaire au fonctionnement du détecteur interne. Le solénoïde, situé dans l'enceinte cryogénique du calorimètre électromagnétique, a une longueur de 5.3 m, un diamètre de 2.5 m et une épaisseur moyenne de 45 mm. Celui-ci est refroidi à 4.5 K et utilise une technologie supra-conductrice pour assurer le champ magnétique requis tout en gardant une faible épaisseur de bobine, ceci dans le but de minimiser la quantité de matière juste en amont du calorimètre électromagnétique.

Le champ créé est parallèle à l'axe des faisceaux, toutefois le solénoïde ne couvre pas totalement le volume du détecteur interne. Le champ magnétique créé n'est donc pas totalement uniforme et acquiert rapidement une importante composante radiale lorsque $|z| > 2$ m (figure 2.15). Il est donc nécessaire d'avoir une carte précise du champ magnétique afin de limiter les conséquences de ces non-uniformités sur les performances de reconstruction de traces du détecteur interne. Cet effet affecte principalement la résolution en impulsion atteignable dans les parties bouchons ($|\eta| > 2$) du détecteur interne (figure 2.16).

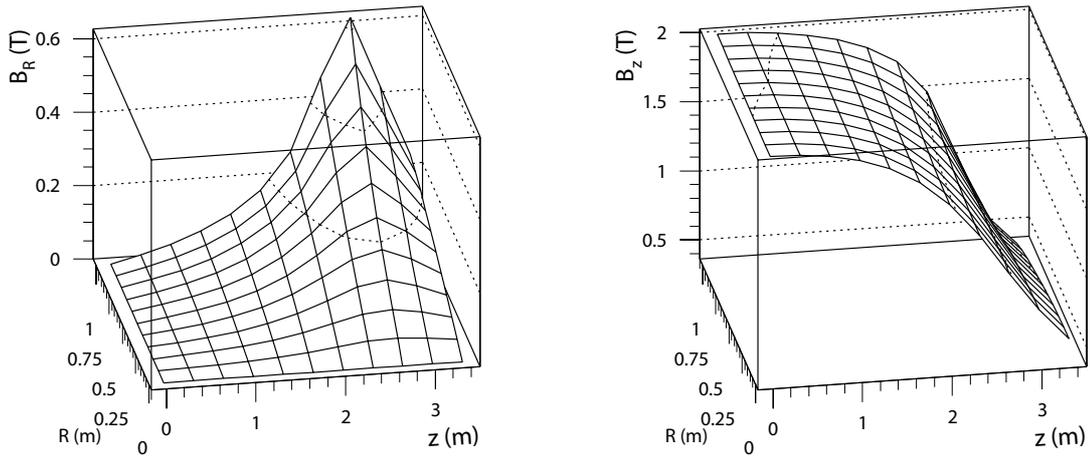


FIG. 2.15 – Composante longitudinale et transversale du champ magnétique créé par le solénoïde.

2.4 Calorimètre électromagnétique

Les performances du calorimètre électromagnétique [26, 33] ont été principalement étudiées pour la découverte du boson de Higgs dans certains canaux bien particuliers.

Dans la région en énergie comprise entre la limite de 114.4 GeV imposée par les quatre expériences du LEP [17] et $2m_Z \simeq 180$ GeV, le canal de désintégration le plus favorisé, $H \rightarrow b\bar{b}$ (90%), est très difficile à extraire du bruit de fond alors que les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4l$ présentent des signatures évidentes, mais avec un rapport d'embranchement beaucoup plus faible ($Br = 0.219\% @ 120 GeV$ pour $H \rightarrow \gamma\gamma$). Ces deux canaux de désintégration ont les potentiels de découverte les plus élevés dans

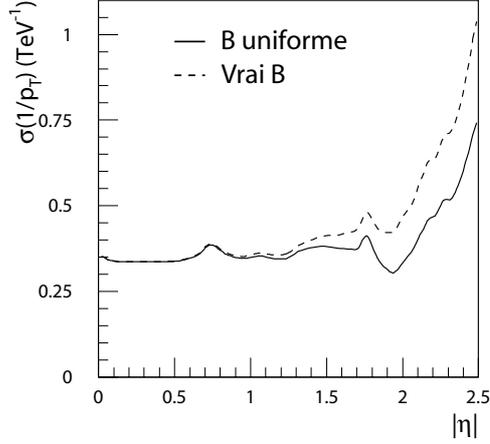


FIG. 2.16 – Résolution en impulsion du détecteur interne pour des traces de 500 GeV en fonction de la pseudo-rapidité η , avec le vrai champ magnétique et avec un champ magnétique uniforme.

cette région. Ils imposent les contraintes les plus fortes sur les performances du calorimètre électromagnétique, en terme de résolution en énergie, de précision de mesure angulaire et d'identification des particules, de sorte à pouvoir atteindre une résolution sur la mesure de la masse du Higgs inférieure à 1%.

2.4.1 Principe de la calorimétrie à argon liquide

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage [30, 34] qui consiste en une série de couches d'un matériau absorbeur dense et d'un milieu sensible. On ne sonde ainsi qu'une fraction de la trajectoire de la particule incidente, ce qui permet d'obtenir un détecteur compact.

Quand une particule de haute énergie traverse le milieu absorbeur, elle initie une cascade électromagnétique (figure 2.17). L'énergie de la particule incidente diminue au fil des interactions pour créer des électrons et des positrons d'énergie plus faible. A la fin de la gerbe, le nombre total de particules chargées créées est proportionnel à l'énergie de la particule incidente [30] [35]. Leur présence est détectée grâce au milieu sensible intercalé entre deux couches d'absorbeur. Dans le cas du calorimètre électromagnétique d'ATLAS, l'absorbeur est du plomb et le milieu sensible de l'argon liquide.

Ainsi pour initier une gerbe et permettre son développement, il suffit d'intercaler suffisamment d'épaisseur d'absorbeur. Il faut 25 à 30 X_0 pour contenir complètement la gerbe électromagnétique d'un photon de 50 GeV. Au dessus de 100 MeV, les deux processus dominants qui contribuent au développement de la gerbe sont :

- Le Bremsstrahlung : $e^\pm \longrightarrow e^\pm + \gamma$
- La production de paires : $\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$

La cascade est stoppée lorsque l'énergie des particules passe sous une énergie critique $E_c \sim 10 MeV$ pour l'argon liquide. En deçà de E_c , ce sont des processus d'ionisation qui prennent le pas sur les processus radiatifs et inhibent ainsi la gerbe.

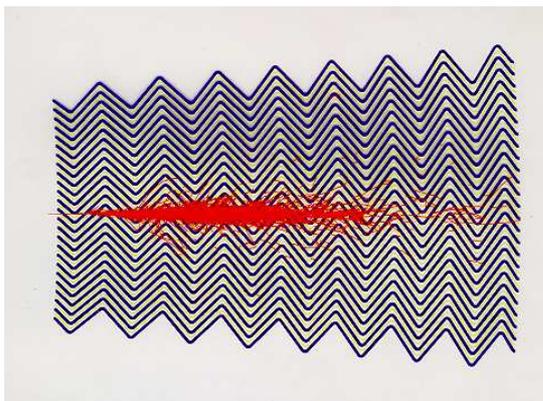


FIG. 2.17 – Simulation d'une cascade électromagnétique dans le calorimètre d'ATLAS.

Dans l'argon liquide, les particules issues de la cascade électromagnétique perdent une partie de leur énergie par ionisation : $e^- + Ar \longrightarrow e^- + Ar^+ / e^-$. Le nombre de paires Ar^+ / e^- produites est proportionnel à l'énergie déposée dans l'argon. Cette fraction de l'énergie déposée est de l'ordre de 15%. Une tension de 2000 volts est appliquée entre une électrode qui fait office de cathode et l'absorbeur de plomb, relié à la masse. Cette tension provoque la dérive des électrons issus de processus d'ionisation. Ces électrons se déplacent plus vite que les ions Ar^+ et créent un courant dans l'argon liquide. Ce courant induit un signal sur l'électrode de lecture qui est ensuite acheminé hors du détecteur. L'intensité du courant engendré est directement proportionnelle à l'énergie déposée par les particules de la gerbe électromagnétique dans l'argon liquide.

Pour étalonner le détecteur, il est alors nécessaire de déterminer la relation entre le courant récolté et l'énergie de la particule incidente (cf chapitre 3).

2.4.2 Description du calorimètre

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS [36, 37] est composé de deux parties centrales ($z > 0$ et $z < 0$) appelées demi-tonneau et de deux parties bouchons qui viennent fermer les extrémités du calorimètre (figure 2.18). Les parties tonneau du calorimètre sont contenues dans un cryostat de 6.8 m de long, d'un rayon interne de 1.15 m et d'un rayon externe de 2.25 m. Celles-ci couvrent la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.475$ tandis que les parties bouchons, placés à $z = \pm 4.3$ m couvrent la région $1.375 < \eta < 3.2$.

2.4.2.1 Le calorimètre électromagnétique tonneau

Chaque demi-tonneau est découpé arbitrairement en 16 modules identiques. Pour des raisons techniques ces modules sont construits indépendamment et sont assemblés par la suite pour donner le tonneau final.

Les absorbeurs ainsi que les électrodes suivent une géométrie de type accordéon [38] (figure 2.19). L'utilisation de cette forme particulière pour l'échantillonnage offre plusieurs avantages. Outre une grande rapidité de réponse ainsi qu'une réduction du bruit, elle permet surtout d'obtenir une herméticité totale selon ϕ , caractéristique essentielle pour

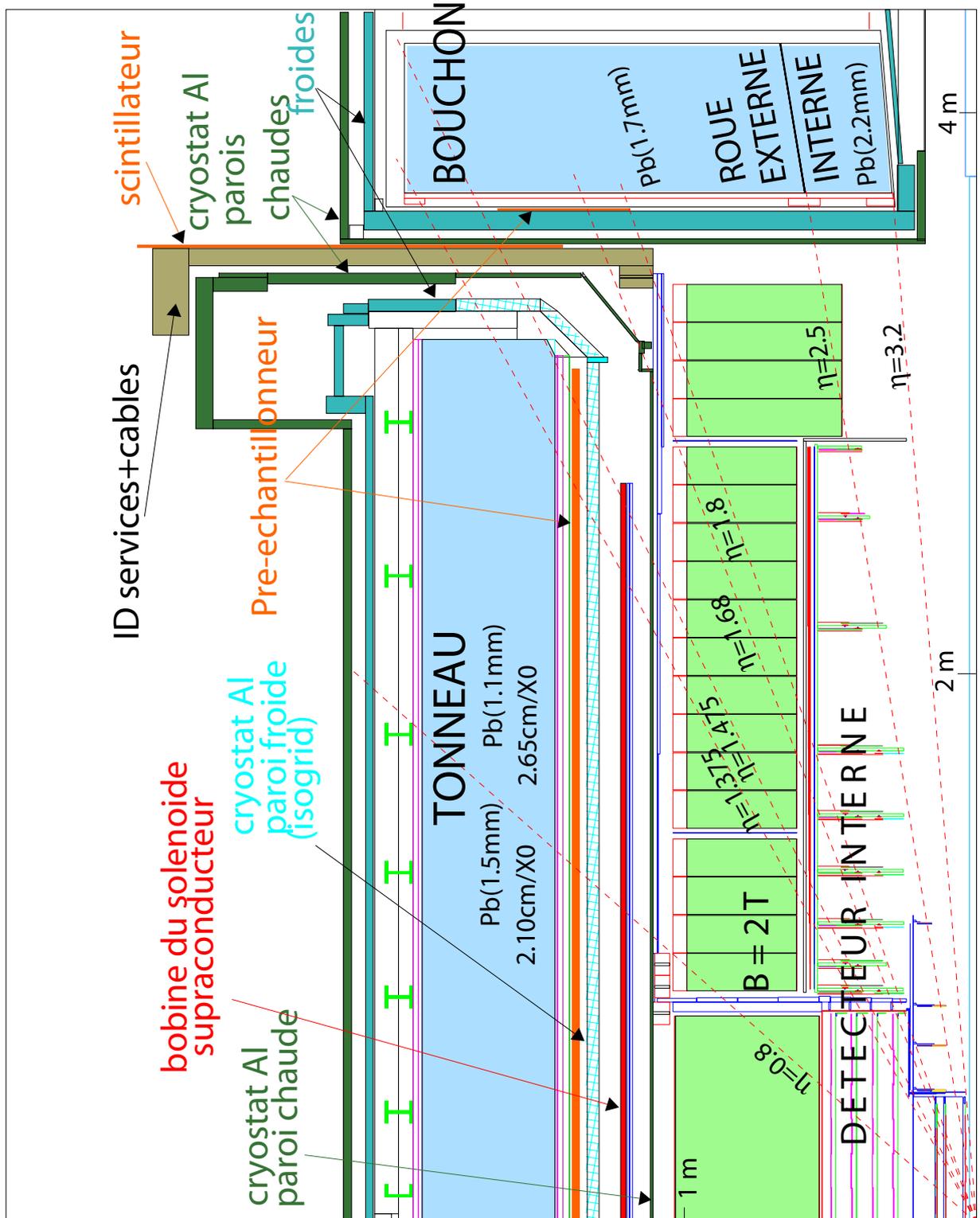


FIG. 2.18 – Coupe longitudinale d'un quart du détecteur ATLAS mettant en évidence les parties tonneau et bouchon du calorimètre électromagnétique.

la mesure de l'énergie transverse manquante.

L'électrode a une épaisseur de $275 \mu m$. Elle est constituée de trois couches de cuivre séparées par deux couches de kapton. Les deux couches externes sont portées à une tension de $2000 V$. La couche interne est l'électrode de lecture sur laquelle on vient récupérer le courant induit par les électrons dérivant dans l'argon liquide. La distance entre l'absorbeur en plomb et l'électrode est de $2.1 mm$ et est constante pour la partie tonneau du calorimètre.

Les électrodes de lecture (figure 2.20) sont segmentées selon η de façon projective, de sorte à pointer vers la zone d'interaction des faisceaux. Les électrodes sont également regroupées entre elles pour former des cellules de lecture selon ϕ . Finalement, elles sont segmentées radialement en trois compartiments distincts : les compartiments avant, milieu et arrière (figure 2.21).

Compartiment avant Le compartiment avant, très finement segmenté selon η , est composé de 451 cellules de détection, communément appelées *strips*. Pour plus de commodité, les cellules sont repérées par un numéro, allant de 0 pour la première cellule à 450 pour la dernière. La fine granularité $\Delta\eta = 0.003 \text{ radian}$ selon η permet une mesure précise du point d'impact des particules pour séparer les gerbes électromagnétiques spatialement proches (réjection des désintégrations $\pi_0 \rightarrow \gamma\gamma$). Selon ϕ la granularité est plus grossière, une cellule couvre $\Delta\phi = 0.1 \text{ rad}$. Le compartiment avant a une profondeur d'environ $4.4 X_0$ (figure 2.22).

Compartiment milieu Le compartiment du milieu, communément appelé *middle*, comporte 57 cellules en η , numérotées de 0 à 56. Sa granularité $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.025 \times 0.025)$ permet, conjointement avec l'information du compartiment avant, de mesurer l'angle polaire θ d'incidence des particules. Le compartiment milieu a une profondeur d'environ $18 X_0$, ce qui lui permet de contenir la majorité de la gerbe électromagnétique d'un photon de $50 GeV$.

Compartiment arrière Le compartiment arrière, communément appelé *back*, comporte 27 cellules numérotées de 0 à 26, pour une granularité $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.05 \times 0.025)$. Le rôle du compartiment arrière est d'estimer les pertes en énergies à l'arrière du détecteur dues à des gerbes électromagnétiques initiées tardivement et donc non contenues. La longueur de radiation correspondant au compartiment arrière reste supérieure à $2 X_0$, mais pour garantir ce minimum de profondeur, il a fallu réduire à $16X_0$ la profondeur des 10 premières cellules du compartiment milieu.

En complément, un pré-échantillonneur est placé juste en avant des services de lecture du calorimètre électromagnétique pour estimer les pertes en énergie dues à la matière morte située en amont du calorimètre. Celui-ci a une granularité $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.025 \times 0.1)$.

La longueur de plomb traversée par les particules incidentes augmente avec la pseudo-rapidité. Pour garder une longueur de radiation constante pour les cellules du compartiment milieu, l'épaisseur de plomb des absorbeurs change à $|\eta| = 0.8$, diminuant de $1.5 mm$ pour $|\eta| < 0.8$ à $1.1 mm$ pour $|\eta| > 0.8$. Ceci induit également un changement de la forme des cellules sur l'électrode qui amène à faire la distinction entre la partie A ($|\eta| < 0.8$) et la partie B ($|\eta| > 0.8$) de l'électrode (figure 2.20).

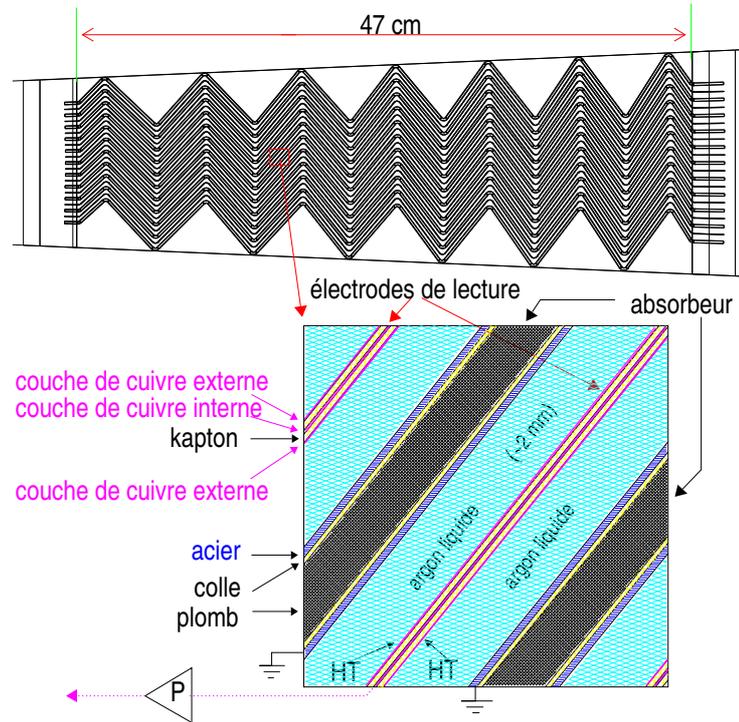


FIG. 2.19 – Géométrie accordéon du calorimètre électromagnétique. Composition et agencement des différentes couches qui le composent.

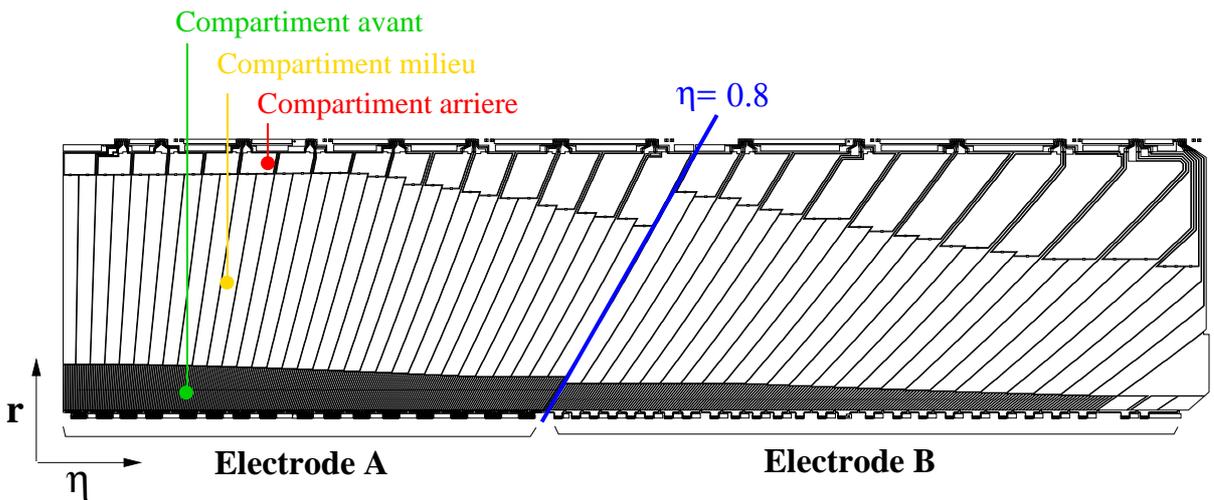


FIG. 2.20 – Schéma d'une électrode de lecture. On observe ici la segmentation des cellules selon η , ainsi que les trois compartiments avant, milieu et arrière.

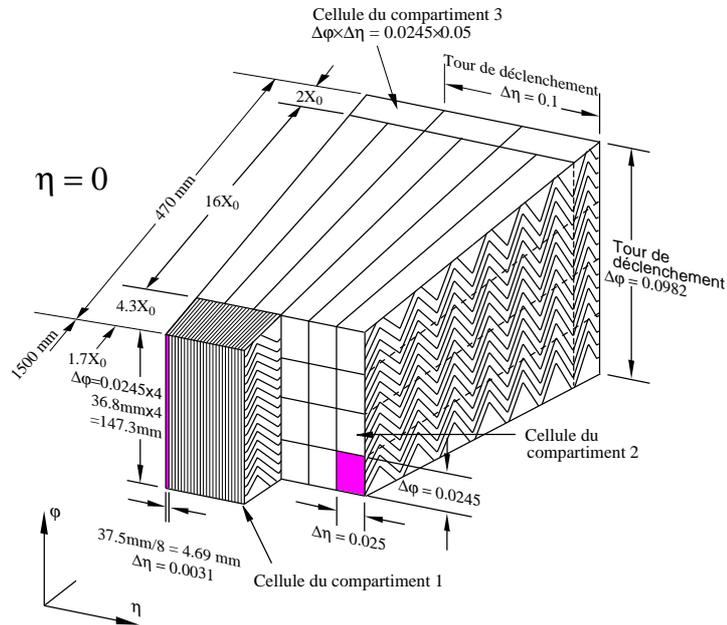


FIG. 2.21 – Définition des cellules de lecture pour chacun des trois compartiments. Une cellule de lecture du compartiment avant est la somme selon ϕ de 16 électrodes. Une cellule de lecture des compartiments milieu et arrière est la somme selon ϕ de 4 électrodes.

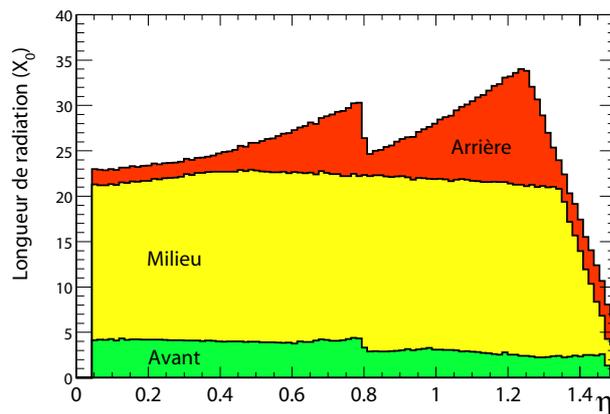


FIG. 2.22 – Variation de la longueur de radiation avec η pour les différents compartiments du calorimètre électromagnétique tonneau [36].

Compartiment	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$	(0.025×0.1)	(0.003×0.1)	(0.025×0.025)	(0.05×0.025)

TAB. 2.9 – Granularité des cellules de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

2.4.2.2 Le calorimètre électromagnétique bouchon

Les parties bouchon du calorimètre électromagnétique utilisent la même technologie à argon liquide et la même géométrie accordéon que la partie tonneau. Chaque bouchon réside dans un cryostat de 3.17 m de long et d'un rayon externe de 2.25 m. Ceux-ci sont constitués de deux roues concentriques, la plus externe couvrant la région en pseudo-rapacité $1.4 < |\eta| < 2.5$ et la plus interne $2.5 < |\eta| < 3.2$. Les bouchons sont également divisés arbitrairement selon ϕ en 8 modules. La granularité des cellules des parties bouchons en fonction de la pseudo-rapacité est résumée dans la table 2.10.

Pseudo-rapacité	1.4 - 1.8	1.8 - 2.0	2.0 - 2.5	2.5 - 3.2
pré-échantillonneur	0.025×0.1	-	-	-
avant	0.003×0.1	0.004×0.1	0.006×0.1	0.1×0.1
milieu	0.025×0.025	0.025×0.025	0.025×0.025	0.1×0.1
arrière	0.050×0.025	0.050×0.025	0.050×0.025	-

TAB. 2.10 – Granularité des cellules de la partie bouchon du calorimètre EM.

Contrairement à la partie tonneau, la distance entre l'absorbeur et l'électrode de la partie bouchon varie fortement avec la position en η . Afin de garder une vitesse de dérive constante des électrons dans l'argon liquide, la haute tension appliquée dans chaque région est ajustée en conséquence (table 2.11).

$ \eta $	1.4-1.5	1.5-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0	2.0-2.1	2.1-2.3	2.3-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
gap (mm)	2.7	2.5	2.2	1.9	1.6	1.4	1.2	2.5	2.0
HV (kV)	2.5	2.3	2.1	1.7	1.4	1.25	1.0	2.3	1.8

TAB. 2.11 – Valeur de la haute tension appliquée à la partie bouchon du calorimètre électromagnétique en fonction de la région en η .

2.4.3 Performance du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est principalement caractérisé par sa résolution en énergie et par la linéarité de sa réponse.

2.4.3.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est paramétrée par la fonction suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4)$$

où l'énergie E est exprimée en GeV . Le premier terme (a/\sqrt{E}) est appelé terme stochastique ou encore terme d'échantillonnage. Celui-ci est relié aux fluctuations statistiques du développement de la gerbe électromagnétique dans l'argon liquide. Il dépend de l'homogénéité du milieu sensible et de la fraction d'échantillonnage du détecteur. La valeur du terme stochastique est de l'ordre de 10%. Le pré-échantillonneur permet de garder ce terme petit à basse énergie en permettant de corriger les pertes d'énergie dans la matière morte en amont du calorimètre EM.

Le second terme (b/E) est le terme de bruit. Celui-ci affecte les performances du calorimètre électromagnétique pour des particules d'énergie inférieures à 20 GeV . A basse luminosité ($10^{33} cm^{-2} s^{-1}$), la principale contribution provient du bruit créé par toute l'électronique composant la chaîne de lecture. La valeur du paramètre b , pour un amas de cellules de taille 5×5 , est proche de 300 MeV . A haute luminosité ($10^{34} cm^{-2} s^{-1}$), le bruit créé par les effets d'empilement d'événements vient s'ajouter au bruit électronique et porte la valeur de b à environ 500 MeV .

Le troisième terme (c) est constant. Celui-ci domine la résolution à haute énergie. Ce terme dépend directement de la qualité apportée à la construction et à l'étalonnage du calorimètre. Il caractérise les non-uniformités du calorimètre électromagnétique, tant électroniques que mécaniques. Le terme constant doit localement être inférieur à 0.5%, c'est à dire sur une région de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$. Sur l'ensemble des 10^5 canaux de lecture, il doit être maintenu en deçà de 0.7%. La table 2.12 résume les différentes sources qui contribuent au terme constant du calorimètre EM. On peut noter que les non-uniformités générées par le système d'étalonnage doivent être maintenues inférieures à 0.25%.

Origine	Contribution
Terme local	0.35 %
Mécanique	0.3 %
Étalonnage	0.25 %
Inhomogénéité températures	0.2 %
Total	0.6 %
limite	0.7 %

TAB. 2.12 – Contributions au terme constant de la résolution en énergie du calorimètre EM

2.4.3.2 Linéarité

La linéarité de la réponse doit être meilleure que 0.5% jusqu'à 300 GeV pour optimiser la résolution en masse pour les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Les études réalisées à l'occasion

des tests en faisceau ont montrées qu'il est possible d'obtenir une réponse linéaire du calorimètre à 0.2% [39].

2.4.3.3 Résolution spatiale & angulaire

La mesure de la position des particules incidentes dans la direction η est réalisée en faisant une moyenne pondérée de la position du barycentre de la gerbe électromagnétique dans le premier et le second compartiment du calorimètre. La résolution sur la position est respectivement de 0.15×10^{-3} et de 0.35×10^{-3} pour les compartiments avant et milieu [40, 41]. La combinaison de ces deux mesures permet d'obtenir une résolution sur la mesure de l'angle polaire θ comprise entre 50 et 60 $mrad/\sqrt{E(GeV)}$, pour des particules pointantes, c'est-à-dire provenant du point d'interaction primaire.

Cette méthode est très importante car à haute luminosité, il peut exister des ambiguïtés sur la position du vertex primaire le long de l'axe z . Pour le canal de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ l'information angulaire provenant du calorimètre électromagnétique est essentielle pour reconstruire la masse du Higgs avec la précision de 1% requise. En effet, la résolution sur la masse invariante di-photons dépend directement de la capacité à mesurer leur direction :

$$\frac{\delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_2}{E_2}\right)^2 + \left(\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \delta\theta\right)^2} \quad (2.5)$$

avec E_1 et E_2 les énergies des deux photons et θ l'angle d'ouverture entre eux.

Cette méthode permet également d'identifier les photons ne provenant pas du vertex primaire. Ces photons sont prédit dans les modèles SUSY de type GMSB et feront l'objet de l'étude des chapitres 5 et 6.

La mesure de la position des particules incidentes selon la direction ϕ est réalisée en utilisant le compartiment milieu uniquement. La position du vertex primaire dans le plan $R\Phi$ étant contrainte par la faible largeur du faisceau $\sigma_r = 15 \mu m$, on en déduit immédiatement l'angle ϕ . La résolution varie de 4 à 6 $mrad/\sqrt{E}$ pour des photons non convertis et de 6 à 15 $mrad/\sqrt{E}$ pour des électrons d'énergie transverse supérieure à 10 GeV .

2.4.3.4 Résolution temporelle

La résolution temporelle doit être de l'ordre de 100 ps pour permettre la réjection de bruits de fond ou l'identification de certains modes de désintégration impliquant des particules avec de longs temps de vie. Les études réalisées lors des tests en faisceau montrent que les performances sont en-deçà des limites requises, avec une résolution en temps de 70 ps pour des électrons de 70 GeV [42].

2.5 Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique a pour fonction première de mesurer l'énergie et la direction des jets ou des hadrons isolés. Sa couverture jusqu'à $|\eta| < 3.2$ permet de garantir une

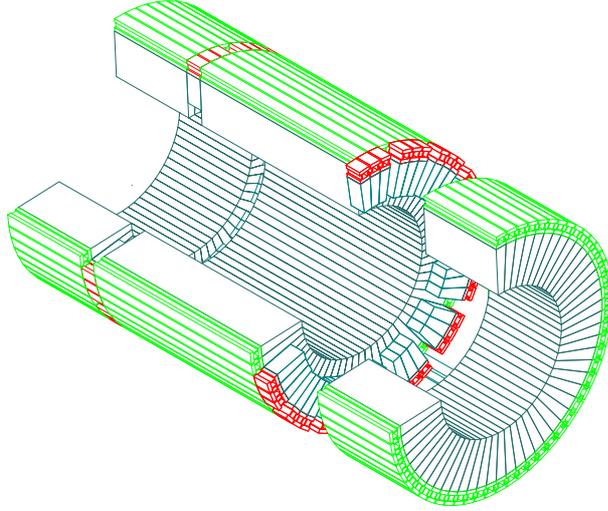


FIG. 2.23 – Schéma des parties tonneau et tonneau-étendu du calorimètre hadronique.

bonne mesure de l'énergie transverse manquante, ce qui est essentiel pour beaucoup de canaux de physique et en particulier pour la recherche de particules super-symétriques.

Le calorimètre hadronique [43] est composé de 5 parties : un tonneau central, deux tonneaux étendus et deux parties bouchon. Les parties tonneau (figure 2.23) utilisent une technologie à échantillonnage fer/scintillateur et couvrent la région en pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| < 1.7$. Celles-ci sont divisées en 64 modules selon ϕ (figure 2.24) et chaque module est segmenté radialement en trois compartiments. Selon η , les scintillateurs sont regroupés de manière à former des cellules de lectures semi-projectives. Les deux premiers compartiments ont une granularité $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ et le troisième $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.1$.

Les parties bouchons couvrent la région en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$. Ces dernières emploient une technologie à argon liquide avec des absorbeurs en cuivre ou en tungstène et sont intégrés dans le même cryostat utilisé par le calorimètre électromagnétique bouchon. Chaque bouchon est constitué de deux roues indépendantes de 32 modules segmentés radialement en deux compartiments. Les régions en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $2.5 < |\eta| < 3.2$ ont respectivement des granularités $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1 et de 0.2×0.2 .

Le calorimètre hadronique doit avoir une résolution en énergie sur une région $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1 , pour $|\eta| < 3$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (2.6)$$

Les tests en faisceaux réalisés ont montré que les performances requises pour le calorimètre hadronique étaient atteintes.

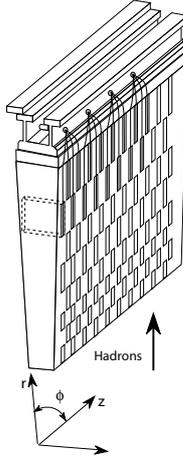


FIG. 2.24 – Schéma d’un des modules composant la partie tonneau du calorimètre hadronique.

2.6 Spectromètres à muons

L’identification et la mesure des muons de haute impulsion permet d’obtenir des signatures claires pour la sélection d’événements. Pour cela, le spectromètre à muons est conçu autour de trois imposants aimants toroïdes qui viennent courber la trajectoire des muons. Ces aimants forment une structure octogonale, produisant un champ cylindrique tout autour du détecteur ATLAS.

Le spectromètre à muons [44] s’étend jusqu’à 20 m de part et d’autre du point d’interaction pour un rayon externe de 11 m (figure 2.25). Pour atteindre une excellente résolution en impulsion mais également permettre un déclenchement rapide, plusieurs technologies sont employées (figure 2.25). Les fonctions de mesure et de déclenchement du spectromètre à muons sont indépendantes :

- Dans la plus grande partie de l’intervalle de pseudo-rapacité couvert, les mesures des points de passage des muons sont réalisées avec les MDT (Monitored Drift Tube). Les MDT sont réparties en trois couches cylindriques pour la partie tonneau et doivent permettre d’atteindre une résolution spatiale de 50 μm . Dans l’intervalle en pseudo-rapacité $2 < |\eta| < 2.7$, en raison du flux de particule plus élevé on emploie les CSC (Cathode Strips Chambers). Celles-ci ont une granularité plus fine, compatible avec les conditions de radiations dans cette région du détecteur.
- Le système de déclenchement couvre la région en pseudo-rapacité $|\eta| < 2.4$. La partie tonneau consiste en trois couches de RPC (Resistive Plate Chambers) intercalées entre les MDT. Pour les parties bouchons, le déclenchement est assuré par trois disques composés de TGC (Thin Gap Chambers).

Le spectromètre à muons a été conçu pour avoir un taux d’identification des muons supérieur à 90% et pouvoir atteindre une résolution sur la mesure de l’impulsion transverse $\Delta p_T/p_T < 1 \times 10^{-4} \times p(GeV)$ pour des muons de $p_T > 300 GeV$. Pour des impulsions plus faibles, la résolution est limitée à quelques pourcents à cause des diffusions multiples

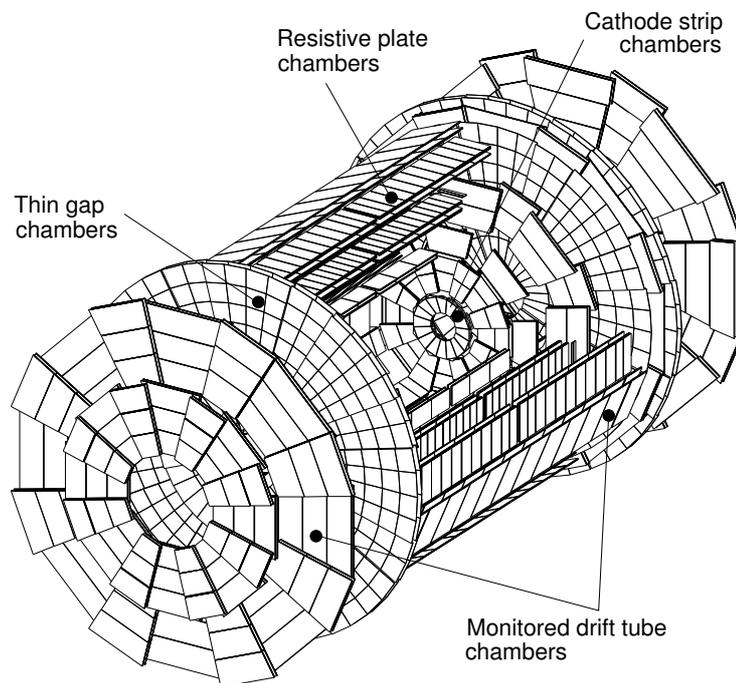


FIG. 2.25 – Spectromètre à muons. Les régions couvertes par les différentes technologies employées sont indiquées sur le schéma.

dans la matière en amont du détecteur.

2.7 Acquisition & système de déclenchement

A sa luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le LHC produira à chaque croisement de faisceaux 24 interactions, soit environ 10^9 interactions par seconde. La plupart de ces événements sont de biais minimum et ne présentent pas d'intérêt particulier. Les 10^7 canaux de lecture du détecteur ATLAS représentent un énorme flux de données à traiter pour chaque événement. Avec une taille de 1 *Mb* par événement, l'écriture des données est limitée à 100 *evts/s* par les technologies de stockage actuelles. Le système d'acquisition et de déclenchement d'ATLAS doit donc être capable de sélectionner les processus rares recherchés avec suffisamment d'efficacité et avec un fort taux de réjection des bruits de fond pour ramener le taux d'acquisition à 100 *Hz*. Pour cela ATLAS utilise une stratégie de réduction du taux d'événements en trois niveaux de déclenchement : Le déclenchement de niveau 1 (**LVL1**) doit être relativement simple, de sorte à pouvoir être implémenté de façon matérielle et être très rapide. Le déclenchement de niveau 2 (**LVL2**) et le filtrage d'événements (**EF**) se font de manière logicielle, ce qui offre une plus grande liberté et

autorise l'utilisation d'algorithme de complexité croissante.

- **Le niveau 1** [45] identifie des signatures basiques avec différents seuils en p_T , tels des muons, amas EM, jets, énergie transverse totale et manquante. A partir de ces informations, il crée des régions d'intérêt (**RoI**) pour les sous-détecteurs concernés (muons, calorimètres). Ces régions ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ de 0.1×0.1 et de 0.4×0.4 respectivement pour les calorimètres électromagnétique et hadronique. Le LVL1 doit donner une décision en moins de $2 \mu s$. Si l'événement est accepté, les données sont mises en forme et passées au niveau 2. Le taux d'événement en sortie du LVL1 est de $100 kHz$.
- **Dans le LVL2** [46, 47], les RoIs sont examinés dans chaque sous-détecteur pour confirmer la validité des signatures. Si les RoIs créés par le LVL1 sont acceptables, le LVL2 recherche des informations complémentaires dans les autres sous-détecteurs (SCT/Picels et TRT dans le cas de muons, d'amas électromagnétique ou de jets issus de τ) et combine toutes ces informations pour définir des candidats μ , e^\pm , γ , τ , jets, E_T^{miss} ou d'objets pour la physique du b . Le LVL2 se base sur ces candidats pour fournir une décision en moins de $10 ms$. Le taux d'événement en sortie du LVL2 est ainsi réduit à $1 kHz$.
- **L'EF** est basé sur du code de reconstruction *offline*. Il collecte les informations de l'événements entier et dispose de quelques secondes pour le traiter en utilisant la granularité réelle de chaque sous-détecteur. Des algorithmes de reconstruction plus spécialisés (reconstruction de vertex, conversion de photon,...) peuvent alors entrer en jeu. L'EF se base sur ces informations pour classer l'événement et le stocker dans la base de données.

La sélection des événements doit permettre de couvrir toutes les topologies attendues de nouvelle physique et doit être également suffisamment flexible pour être sensible à des signaux inattendus. Cette sélection se fait principalement avec des signatures de haut p_T sur des objets isolés. Pour des objets fondamentaux comme les leptons, les seuils sont toutefois plus bas. La table 2.13 montre des exemples de signatures typiques considérées dans la chaîne de déclenchement pour différents types d'objets.

Objet	Exemple de signal physique	Nomenclature
Electrons	Higgs(SM, MSSM), nouveaux bosons de jauge, extra dimensions, SUSY, top	$e25i$ $2e15i$
Photons	Higgs(SM, MSSM), extra dimensions, SUSY	$\gamma60$, $2\gamma20i$
Muons	Higgs(SM, MSSM), nouveaux bosons de jauge, extra dimensions, SUSY, top	$\mu20i$ $2\mu10$
	désintégration b rares ($B \rightarrow \mu\mu X$, $B \rightarrow J\Psi(\Psi')X$)	$2\mu6 + \mu^+\mu^-$ coupures masses
Jets	SUSY, résonances, agrégats	$j400$, $3j165$, $4j110$
Jets+ E_t^{miss}	SUSY, letpoquarks	$j60 + E_T^{miss}60$

TAB. 2.13 – Exemple de signatures requises pour différents objets physiques et pour une luminosité $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$

2.8 Conclusion

L'installation du détecteur ATLAS dans sa caverne à commencé à l'automne 2004. L'étalonnage du calorimètre électromagnétique débutera en 2006 lorsque le détecteur sera au froid dans l'argon liquide et lorsque l'électronique de lecture et d'étalonnage sera mise en place. Cette procédure sera décrite dans le prochain chapitre. Les premières données provenant de rayons cosmiques doivent être enregistrées au cours de 2006.

Chapitre 3

Reconstruction du signal & étalonnage du calorimètre électromagnétique

3.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de décrire la méthode utilisée pour effectuer un étalonnage électrique du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. La résolution sur l'énergie reconstruite doit être dans les limites imposées par la physique étudiée au LHC [36] et plus particulièrement, le terme constant intervenant dans la paramétrisation de la résolution du calorimètre EM (équation 2.4) doit être inférieur ou égal à 0.7% sur l'ensemble des canaux de lecture du calorimètre.

Pour atteindre ce but, l'énergie déposée dans le calorimètre EM est reconstruite en utilisant une méthode de filtrage optimal [48]. Des lots de coefficients de filtrage optimal doivent être produits pour chacune des voies de lectures du calorimètre. Le calcul de ces coefficients nécessite d'avoir, entre autre, une expression analytique du signal de physique enregistré et de sa dérivée. Si la forme du courant électrique produit par le passage des particules dans l'argon liquide est facilement modélisable, le signal enregistré après mise en forme est lui affecté par divers effets électriques qui ne peuvent être reproduits analytiquement de façon simple.

Le travail réalisé dans ce chapitre poursuit la méthode développée dans la note [49], dans laquelle un algorithme est proposé pour prédire la forme des signaux de physique, à partir du signal d'étalonnage, à l'aide de transformée de Fourier rapide (FFT) et ainsi permettre le calcul de ces coefficients de filtrage optimal. Dans ce travail de thèse, une nouvelle approche a été envisagée et un nouvel algorithme a été entièrement développé. La chaîne de lecture du calorimètre EM est maintenant décrite par un modèle électrique plus raffiné. Un algorithme de calcul plus simple a également été mis en place pour s'affranchir des limitations imposées par l'utilisation de la FFT, ainsi que de certains artefacts numériques pouvant introduire des biais systématiques lors de la reconstruction de l'énergie.

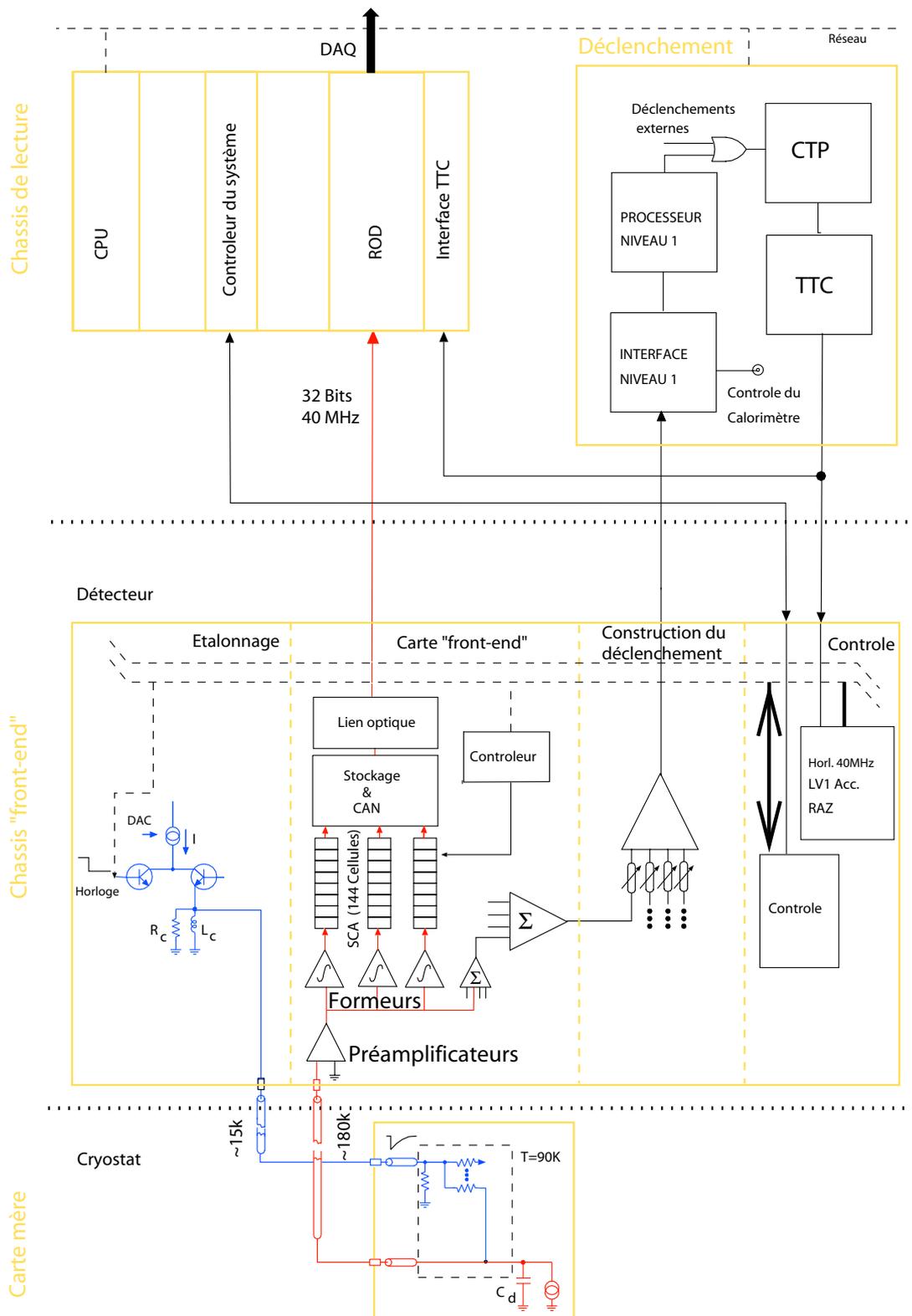


FIG. 3.1 – Schéma électrique de la chaîne de lecture et d'étalonnage du calorimètre EM d'ATLAS. On peut distinguer la partie acquisition (en rouge) et le système d'étalonnage (en bleu).

3.2 Description de la chaîne d'acquisition

La figure 3.1 représente le schéma électrique de la chaîne d'acquisition du calorimètre EM d'ATLAS. Celle-ci se décompose en trois parties. Une première traite et reconstruit l'énergie à partir du signal collecté sur l'électrode de lecture. Une seconde utilise ces informations pour construire un signal de déclenchement. Finalement un système d'étalonnage permet d'injecter au plus près du détecteur un signal dont la forme et l'amplitude sont connues.

3.2.1 Génération du courant de physique

Les particules de la gerbe EM ionisent l'argon liquide et créent une densité de charge uniforme le long de leur trajectoire. La tension (2000 V pour le tonneau et entre 1800 et 2500 V pour le bouchon) appliquée entre l'absorbeur de plomb et l'électrode de lecture est la source d'un champ électrique uniforme $E_0 \sim 10kV.cm^{-1}$ entre les plans parallèles de la structure en accordéon. Ce champ provoque la dérive vers l'électrode des électrons d'ionisation. Un modèle simple nous permet de prévoir la forme du signal récolté par l'électrode de lecture. Celui-ci a une forme triangulaire (figure 3.2) et s'exprime analytiquement comme

$$I_{phys}(t) = \theta(t)I_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_d}\right) \theta(t - \tau_d) \quad \text{et} \quad I_0 = \frac{Q_0}{\tau_d} \quad (3.1)$$

où t est le temps, Q_0 la charge totale créée et τ_d le temps de dérive des électrons dans l'argon liquide. En réalité le courant augmente en moins de une nano-seconde jusqu'à sa valeur maximale I_0 . Ceci est dû au temps nécessaire à la particule pour traverser l'argon et à la thermalisation des électrons d'ionisation. Les électrons mettent environ un temps $\tau_d \sim 400 ns$ pour traverser les 2 mm d'argon qui séparent l'absorbeur de l'électrode (figure 2.19).

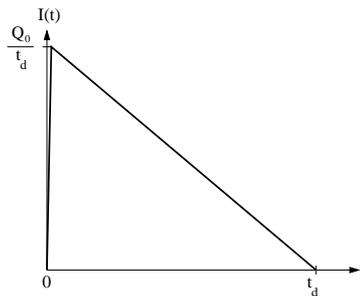


FIG. 3.2 – Forme typique du courant induit sur l'électrode de lecture par une particule traversant l'argon liquide.

Le maximum du signal est proportionnel à la quantité de charges créées dans l'argon liquide et donc à l'énergie déposée par la gerbe. Son amplitude est comprise entre un dixième de micro-ampère et quelques dizaines de milli-ampères. La constante de proportionnalité est estimée par des simulations Monte-Carlo à $2.8 \mu A.GeV^{-1}$

3.2.2 Chaîne de lecture

Les cellules de détection composant l'électrode de lecture sont chacune modélisées par une capacité de détection C_d . Le signal de physique est modélisé par une source de courant. Ce dernier est acheminé par des pistes en cuivre sur l'électrode de lecture jusqu'aux faces avant (compartiment avant) et arrière (compartiment milieu et arrière) du calorimètre. Des cartes sommatriques somment les signaux provenant de différentes électrodes selon la granularité en ϕ . Ceux-ci sont ensuite transmis, par l'intermédiaire des cartes mères, hors du cryostat, jusqu'aux châssis *front end*. Les cartes mères (figure 3.3) sont placées juste en aval des cartes sommatriques. Chaque carte mère supporte 4, 8 ou 16 cartes sommatriques. Elles assurent également la distribution du signal d'étalonnage.

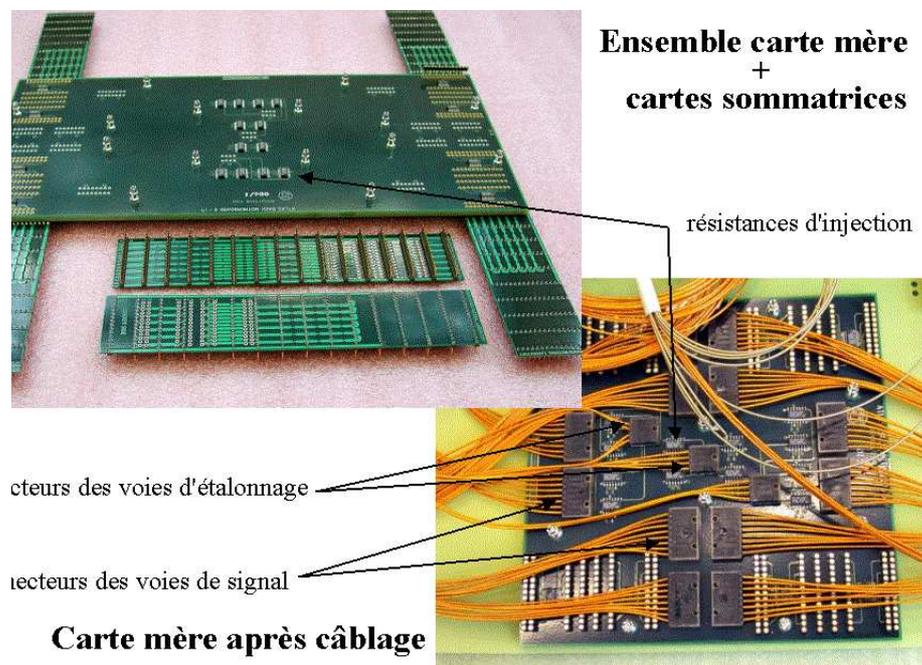


FIG. 3.3 – Photographie d'un ensemble carte mère + cartes sommatriques.

L'amplification, la mise en forme, l'échantillonnage et la digitisation sont effectués sur les cartes *front end* installées sur le cryostat, à l'extérieur des traversées étanches. Un étage de pré-amplification permet d'amplifier le signal et de l'élever au dessus du niveau de bruit introduit par les divers éléments de la chaîne de lecture. En sortie des pré-amplificateurs, le signal est converti en tension puis acheminé vers des modules de mise en forme. Il est ensuite stocké par une capacité, dans l'attente du signal de validation de déclenchement de niveau 1, puis est digitisé avant d'être envoyé au système ROD.

3.2.3 Mise en forme du signal

Le temps $\tau_d \sim 400$ ns nécessaire pour collecter totalement sur l'électrode toute la charge d'ionisation n'est pas compatible avec les 25 ns qui séparent deux paquets de

protons du LHC. Il n'est pas possible d'intégrer directement le signal pour remonter à la charge. Les signaux sont donc mis en forme par des filtres $CR - RC^2$ [50] pour les adapter à la fréquence d'échantillonnage et ainsi réduire la bande passante. Ces modules permettent de maximiser le rapport signal sur bruit en effectuant une différenciation et deux intégrations du signal.

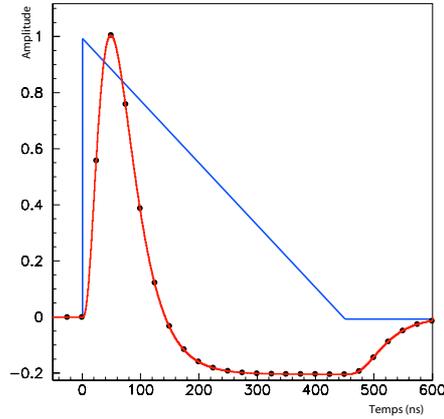


FIG. 3.4 – Forme du signal de physique avant (bleu) et après (rouge) mise en forme par le filtre bi-polaire. Les échantillons sont représentés par les points noirs.

La différenciation (CR) donne sa forme bi-polaire au signal (figure 3.4). Celle-ci permet de minimiser la contribution provenant des événements de biais minimum dû à la longue décroissance du signal dans le calorimètre. En effet, l'intégrale du signal après mise en forme étant nulle, la contribution des signaux d'empilement est également nulle en moyenne. Les deux intégrations permettent de filtrer les hautes fréquences et ainsi réduire le bruit électronique. Le temps de mise en forme τ_s est un compromis entre la minimisation du bruit d'électronique (nécessite un long temps d'intégration) et la minimisation du bruit d'empilement (nécessite un petit temps de mise en forme). A haute luminosité, le bruit est minimisé lorsque le temps de montée du signal est de 47 ns (figure 3.5), ce qui impose d'avoir un temps typique de mise en forme de 15 ns .

La gamme dynamique en énergie couverte par le calorimètre nécessite un encodage du signal sur 16 bits , alors que les modules de conversion analogique/numérique (ADC) sont limités à 12 bits . Pour pallier ce problème, les modules de mise en forme produisent trois signaux, amplifiés avec trois gains différents (bas, moyen et haut) dans un rapport de l'ordre $1/9.3/93$.

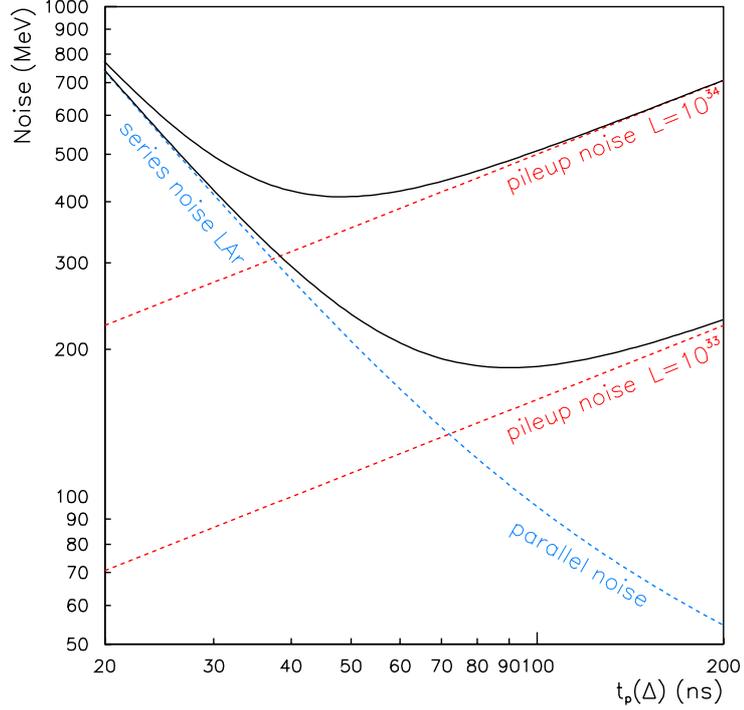


FIG. 3.5 – Optimisation du temps de mise en forme τ_s pour haute et basse luminosité. On peut observer les contributions au bruit total du bruit d'empilement et du bruit électronique pour différentes valeurs du temps de montée $t_p(\Delta)$ du signal. La valeur de $t_p(\Delta)$ est directement reliée celle de τ_s [37].

3.2.4 Echantillonnage

Après mise en forme, les signaux sont échantillonnés par pas de 25 ns , avec une phase ajustable, de sorte à ce que le troisième échantillon soit situé au maximum du signal à $\pm 2\text{ ns}$ près. Tous les échantillons sont stockés dans un *pipeline* analogique dans l'attente d'une décision du système de déclenchement de niveau 1 ($2.8\ \mu\text{s}$). Un circuit logique choisi le gain optimal d'amplification à partir de la valeur du troisième échantillon. Lorsque la commande de déclenchement est générée, les échantillons sont alors transmis à un module de conversion analogique/numérique (ADC), puis par lien optique jusqu'aux *Read Out Driver* (ROD) pour la reconstruction de l'énergie.

3.2.5 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie dans ATLAS est effectuée au niveau des ROD. Les ROD reçoivent les données brutes et calculent l'énergie E_{rec} et le temps d'arrivée τ de la

particule en utilisant une méthode de filtrage optimal [48],

$$E_{rec} = f \sum_1^{N_{ech}} a_i \cdot (ADC_i - ped) \quad (3.2)$$

$$\tau \cdot E_{rec} = f \sum_1^{N_{ech}} b_i \cdot (ADC_i - ped) \quad (3.3)$$

où f est un facteur de conversion ADC vers GeV (cf section 3.3.3), N_{ech} est le nombre d'échantillons (5 dans ATLAS), ADC_i la valeur du i ème échantillon en coup d'ADC, (a_i, b_i) les coefficients de filtrage optimal et ped la valeur du piédestal du canal considéré. Ces données, ainsi qu'une quantité caractérisant leur qualité, sont ensuite envoyées au système d'acquisition et de déclenchement de niveau 2 (cf section 2.7).

En fonction des modes d'utilisation du détecteur, les processeurs (DSP) composant les ROD sont initialisés avec différents algorithmes. Un mode *physique* permet de faire les calculs pré-cités et un mode *étalonnage* permet le calcul des moyennes.

3.3 Système d'étalonnage

Un des avantages de la calorimétrie à argon liquide est la stabilité et l'uniformité du signal d'ionisation. Pour exploiter cet avantage et assurer un terme constant sur la résolution en énergie inférieur à 0.7% [36], il est nécessaire de bien contrôler les imperfections et les non-uniformités liées à l'électronique de lecture. C'est pourquoi un système très précis d'étalonnage de la chaîne de lecture est requis.

3.3.1 Carte d'étalonnage

Pour assurer cet étalonnage électronique, des signaux de forme connue sont injectés à froid, aussi près que possible de l'électrode de lecture pour simuler des dépôts d'énergie dans le calorimètre. Le signal injecté doit ressembler autant que possible au signal triangulaire de physique. En particulier, le signal d'étalonnage doit être très rapide (temps de montée de moins de 1 ns) et avoir un temps de décroissance égal au temps de dérive des électrons. La carte d'étalonnage [51, 52] assure cette fonction. Les performances requises sont :

- La linéarité doit être meilleure que 0.1% sur toute la gamme dynamique de 200 nA à 10 mA.
- La dispersion de l'amplitude du signal, sur tous les canaux du système d'étalonnage, ne doit pas excéder 0.2%.
- La synchronisation entre le signal de physique et celui d'étalonnage doit pouvoir être faite à quelques nano-secondes près.

Génération du courant d'étalonnage Le principe du circuit de génération du signal d'étalonnage est illustré sur la figure 3.6. Un convertisseur numérique/analogique (DAC) commande une source de courant dont l'intensité I_p délivrée est proportionnelle à la valeur de DAC imposée. Le courant I_p est envoyé au travers de l'inductance L . Un signal

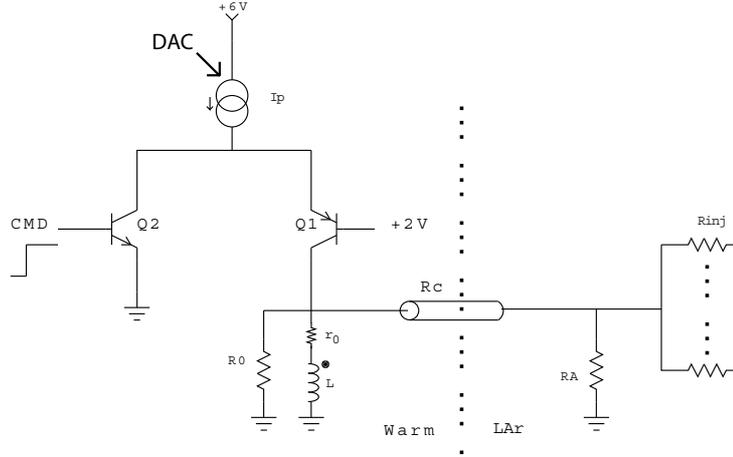


FIG. 3.6 – Schéma électrique du circuit générant le signal d'étalonnage

de commande est appliqué sur la base du transistor $Q2$ qui envoie I_p à la masse et bloque le transistor $Q1$. L'énergie électro-magnétique stockée dans l'inductance L se décharge alors au travers des résistances R_c et R_0 produisant une tension décroissante (figure 3.7) s'exprimant comme :

$$I_{cal}(t) = I_0 \left(e^{-t/\tau_c} (1 - f) + f \right) \quad \text{avec} \quad f = \frac{2r_0}{2r_0 + R_0} \quad (3.4)$$

où t est le temps et $\tau_c = 2L_0/(2R_0 + r_0)$ le temps caractéristique de décroissance de l'exponentielle. On obtient un signal proche au signal de physique lorsque τ_c est du même ordre de grandeur que le temps de dérive des électrons t_d . Dans notre cas la valeur de τ_c vaut ~ 346 ns.

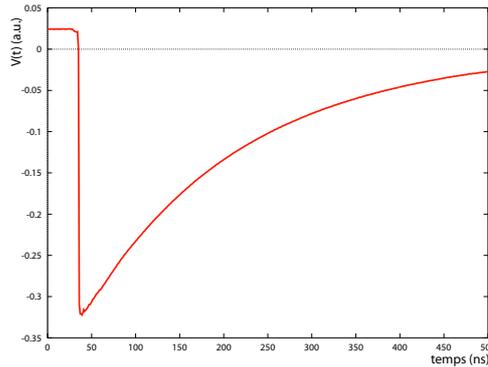


FIG. 3.7 – Signal généré par la carte d'étalonnage, avant mise en forme.

La figure 3.8 représente des signaux d'étalonnage pour différentes valeurs de DAC et de gain. Les valeurs de DAC que l'on peut imposer au système sont codées sur 16 bits. Lorsque l'on déclenche un signal avec une valeur de DAC très faible ou nulle, on observe tout de même un signal en sortie : c'est l'effet d'injection de charge parasite. Cet effet provient de

l'électronique de déclenchement du signal d'étalonnage, qui injecte une faible charge dans la chaîne de lecture même si une valeur de DAC nulle est programmée. L'effet d'injection de charge parasite varie peu avec le DAC. On peut donc l'estimer pour de faibles valeurs de DAC, de l'ordre de 10, puis s'en affranchir en retranchant ce signal pour des valeurs de DAC plus importantes. Pour les cartes d'étalonnage qui seront installées dans ATLAS, la charge injectée parasite a été réduite d'un facteur 10 [53].

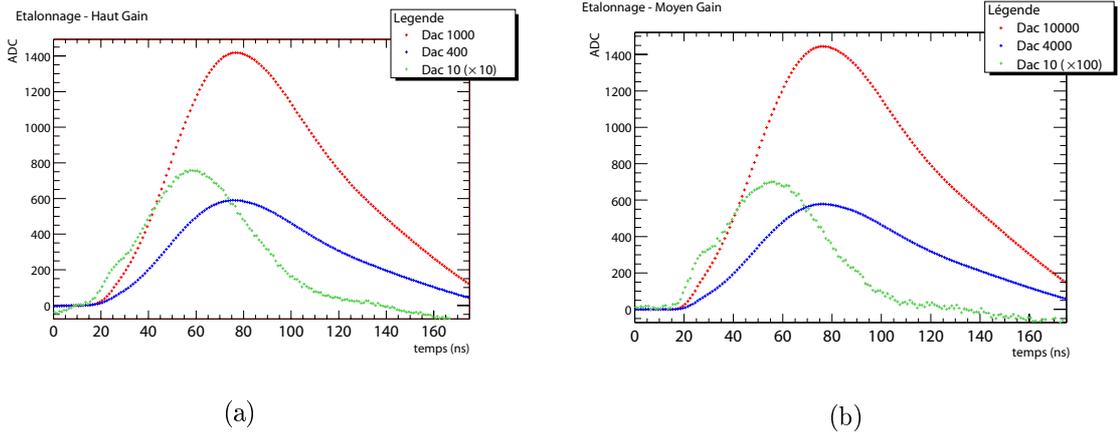


FIG. 3.8 – Signaux d'étalonnage après mise en forme, pour différentes valeurs de DAC en (a) Haut Gain et (b) Moyen Gain. Les signaux à DAC 10 sont dominés par l'effet d'injection de charge parasite.

Distribution du signal d'étalonnage Le signal est produit au sein du châssis *front end* puis acheminé dans le cryostat, jusqu'au détecteur [54]. Il est ensuite distribué directement aux électrodes au travers de résistances d'injections R_{inj} précises à 0.1%, situées sur les cartes mères. Une voie d'étalonnage injecte un signal sur 8 cellules des compartiments milieu et arrière ou sur 32 cellules du compartiment avant. Les motifs d'étalonnage, visibles sur la figure 3.9, sont faits de telle sorte que des cellules voisines ne sont pas connectées à la même ligne d'étalonnage. Ceci permet l'étude de la diaphonie entre des cellules adjacentes [55].

3.3.2 Procédures d'étalonnage

Plusieurs types de mesures sont réalisées avec le système d'étalonnage :

Mesure de piédestaux Lorsque aucun signal n'est envoyé, on mesure la réponse de la chaîne de lecture. Cela permet d'évaluer le bruit introduit par l'électronique (composante cohérente et non cohérente) ainsi que de calculer les matrices d'auto-corrélation entre chacun des échantillons.

Procédure de rampes Elle consiste à mesurer la réponse des cellules, et plus particulièrement le maximum du signal (en coups d'ADC) pour une série de signaux de

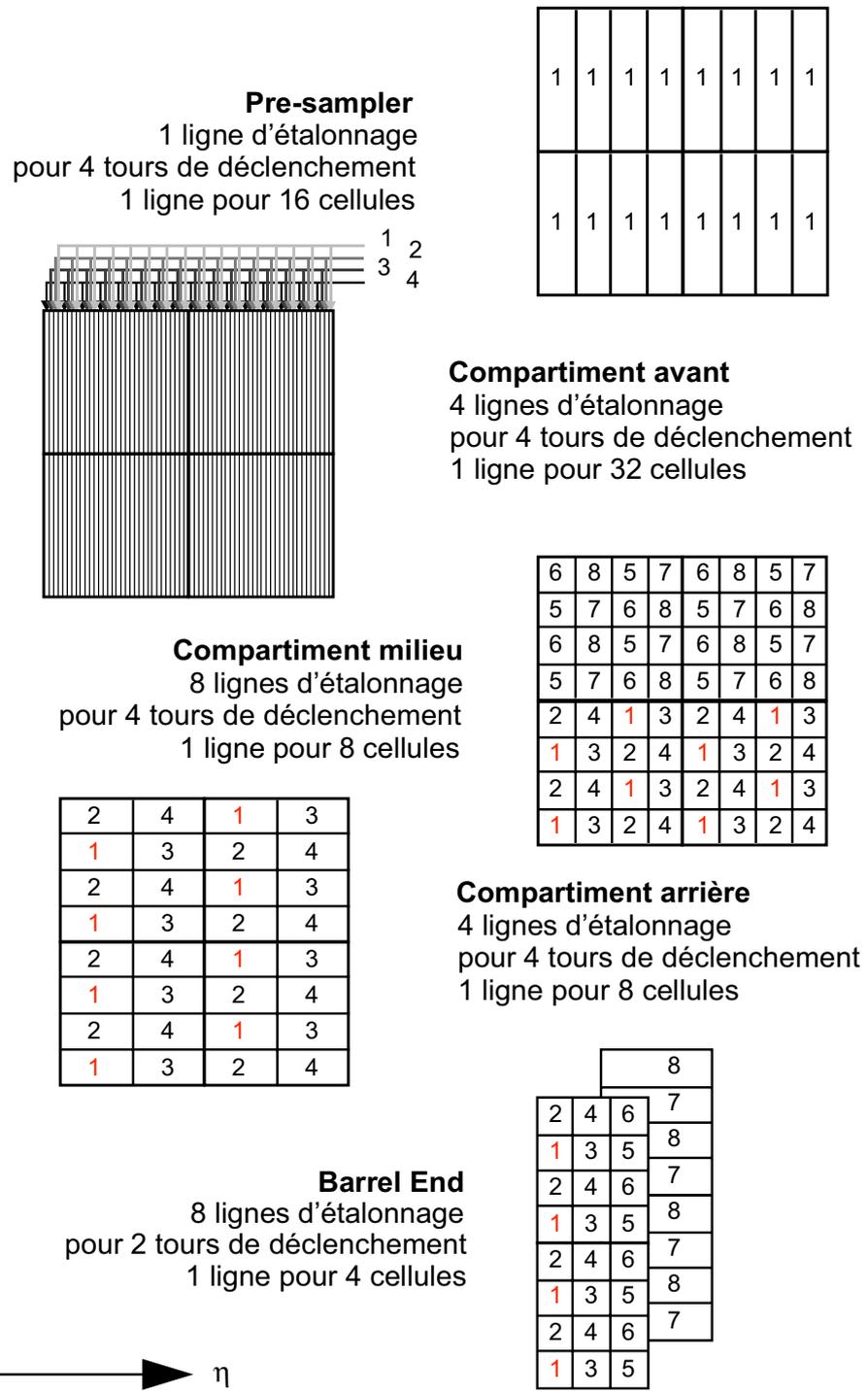


FIG. 3.9 – Représentation symbolique des motifs d'étalonnages du calorimètre EM tonneau. Les nombres dans chaque cellule représentent le numéro des lignes d'étalonnage. Toutes les cellules connectées à une même ligne reçoivent le signal d'étalonnage en même temps.

valeurs de DAC croissantes et pour les trois gains. Cela permet d'établir une corrélation entre le DAC imposé et la valeur lue en fin de chaîne de lecture. L'ajustement par un polynôme du second degré permet de prendre en compte certains effets de non linéarité dans la correspondance DAC-ADC.

Procédure de délais En sortie des modules de mise en forme, le signal est échantillonné toutes les 25 ns. Un circuit retard situé sur la carte d'étalonnage permet de retarder l'envoi du signal d'étalonnage par pas de 1 ns [56]. En déclenchant ainsi plusieurs signaux, pour une même valeur de DAC mais avec des retards croissants, on échantillonne tout le signal ce qui permet de reconstruire sa forme. Les signaux d'étalonnage de la figure 3.8 ont été reconstruits au moyen de cette procédure de délai.

3.3.3 Constantes d'étalonnage - facteur conversion ADC2GeV

Le facteur qui permet de convertir les coups d'ADC mesurés en une énergie se décompose de cette façon :

$$g\left(\frac{DAC}{ADC}\right) \times (DAC \rightarrow \mu A) \times (\mu A \rightarrow GeV) \times \frac{1}{\frac{M_{phys}}{M_{cal}}} \quad (3.5)$$

où la fonction g est un polynôme du second ordre déterminé par la procédure de rampes, le facteur $(DAC \rightarrow \mu A)$ est fixé par les caractéristiques de la carte d'étalonnage, le facteur $(\mu A \rightarrow GeV)$ vaut $2.8 \mu A \cdot GeV^{-1}$ et le rapport M_{phys}/M_{cal} est déterminé par la procédure d'étalonnage décrite par la suite. Ce dernier facteur compense la différence d'amplitude existante entre le signal de physique et celui d'étalonnage pour une même charge injectée dans la chaîne de lecture.

3.4 Méthode de filtrage optimal

Pour reconstruire l'énergie à partir des échantillons du signal produit par la particule incidente, plusieurs méthodes sont envisageables. La plus simple consiste à prendre la valeur de l'échantillon situé au maximum du signal. Toutefois cette façon de procéder est biaisée car elle suppose que l'échantillon soit exactement placé sur le maximum du signal. L'énergie reconstruite devient alors très sensible aux légers décalages en temps lors de l'échantillonnage du signal [57].

Le choix d'ATLAS est de recourir à une méthode de filtrage optimal [48, 58] pour reconstruire l'énergie de façon non biaisée tout en minimisant l'influence du bruit, en particulier à basse luminosité où le filtrage optimal permet de réduire le bruit par un facteur 1.7.

La méthode de filtrage optimal consiste à faire une combinaison linéaire des échantillons pour reconstruire les paramètres du signal, à savoir son amplitude E et son temps de départ τ , tout en minimisant les effets du bruit.

Pour cela il est nécessaire de connaître la forme normalisée $g(t)$ du signal et sa dérivée $g'(t)$. On peut alors exprimer la valeur mesurée $S_i \equiv S(t_i)$ du i ème échantillon

$$S_i = Eg(t_i - \tau) + n_i \simeq Eg_i - E\tau g'_i + n_i \quad (3.6)$$

où n_i représente la composante de bruit du signal (électronique+empilement) et $g_i \equiv g(t_i)$.

On définit deux estimateurs \tilde{E} et $\tilde{E}\tau$, respectivement de l'énergie reconstruite et du produit de l'énergie par le temps de départ du signal comme :

$$\tilde{E} \equiv \sum_i a_i S_i \quad (3.7)$$

$$\tilde{E}\tau \equiv \sum_i b_i S_i \quad (3.8)$$

où l'indice i varie de 0 au nombre d'échantillons enregistrés, i.e. 5 dans le cas d'ATLAS.

On demande que ces estimateurs soient non biaisés, c'est à dire que la valeur moyenne de \tilde{E} soit E et que la valeur moyenne de $\tilde{E}\tau$ soit $E\tau$

$$\langle \tilde{E} - E \rangle = 0, \quad \langle \tilde{E}\tau - E\tau \rangle = 0 \quad (3.9)$$

Si l'on fait l'hypothèse que la contribution du bruit est nulle en moyenne, i.e. $\langle n_i \rangle = 0$, cela impose une première série de contraintes sur les coefficients a_i et b_i

$$\sum_i a_i g_i = 1, \quad \sum_i a_i g'_i = 0 \quad (3.10)$$

$$\sum_i b_i g_i = 0, \quad \sum_i b_i g'_i = -1 \quad (3.11)$$

Les variances des estimateurs \tilde{E} et $\tilde{E}\tau$ font intervenir les matrices d'auto-corrélation du bruit $\langle n_i n_j \rangle \equiv R_{ij}$ et s'expriment comme

$$Var(\tilde{E}) = \sum_{ij} a_i a_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} a_i a_j R_{ij} \quad (3.12)$$

$$Var(\tilde{E}\tau) = \sum_{ij} b_i b_j \langle n_i n_j \rangle = \sum_{ij} b_i b_j R_{ij} \quad (3.13)$$

On calcule les coefficients a_i et b_i qui minimisent la variance des estimateurs tout en satisfaisant les contraintes 3.10 et 3.11. Ceci est réalisé au moyen de la technique des multiplicateurs de Lagrange. On définit les fonctions

$$I_{\tilde{E}} \equiv \sum_{ij} R_{ij} a_i a_j - \lambda \left(\sum_i a_i g_i - 1 \right) - \kappa \sum_i a_i g'_i \quad (3.14)$$

$$I_{\tilde{E}\tau} \equiv \sum_{ij} R_{ij} b_i b_j - \mu \sum_i b_i g_i - \rho \left(\sum_i b_i g'_i + 1 \right) \quad (3.15)$$

où λ , κ , μ et ρ sont les multiplicateurs de Lagrange.

Les coefficients a_i et b_i qui minimisent $I_{\tilde{E}}$ et $I_{\tilde{E}\tau}$ s'expriment finalement, de façon vectorielle, comme

$$\vec{a} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g} - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}'}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (3.16)$$

$$\vec{b} = \frac{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g} - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') R^{-1} \vec{g}'}{(\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}') - (\vec{g}'^t R^{-1} \vec{g}')^2} \quad (3.17)$$

On peut noter que la connaissance de la forme du signal g , de sa dérivée g' et de la matrice d'auto-corrélation du bruit permet de déterminer entièrement les coefficients de filtrage optimal a_i et b_i . La détermination de g et de sa dérivée sont des points critiques, car ils conditionnent les performances de reconstruction du calorimètre EM.

3.5 Reconstruction du signal du calorimètre électromagnétique

En plus des arguments évoqués dans la section 3.4, le filtrage optimal est nécessaire pour préserver l'uniformité de réponse du calorimètre en fonction de η . En effet la capacité des cellules, liée à leur taille, varie avec η induisant un changement significatif de la forme du signal (cf figure 3.10). Cet effet est encore plus marqué pour la partie bouchon du calorimètre, où l'écart entre l'électrode et l'absorbeur en plomb augmente avec la distance des cellules à l'axe du faisceau. C'est pour cela qu'un jeu de coefficients est produit pour chacune des cellules de lecture. Les performances de la reconstruction, en termes de résolution en énergie et d'uniformité, sont fortement liées à la qualité des lots produits.

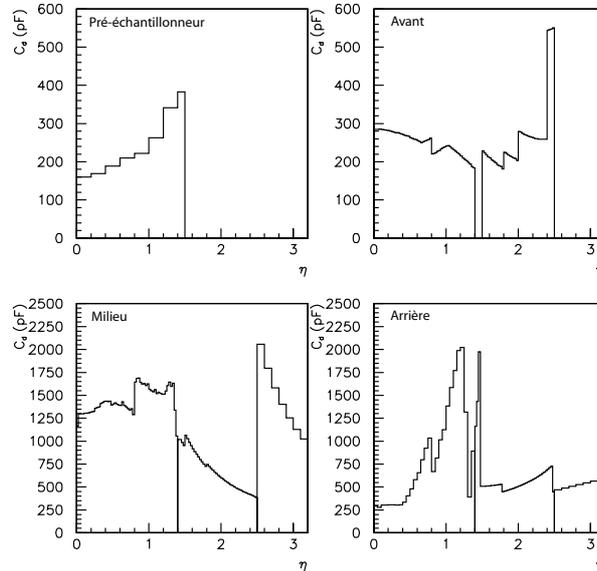


FIG. 3.10 – Capacité des cellules de lecture du calorimètre électromagnétique en fonction de la pseudo-rapidity η . Les valeurs indiquées incluent une contribution du couplage capacitif avec les cellules voisines et une contribution de 50 pF provenant des cartes sommatriques et des cartes mères.

3.5.1 Tests en faisceaux

Trois campagnes de tests en faisceaux ont eu lieu entre 2000 et 2002 : elles ont permis de tester quatre des modules de production du calorimètre EM tonneau. Les tests ont été effectués sur le faisceau *H8* du CERN avec des électrons d'énergie variant entre 10 et 245 *GeV*. Les données utilisées dans la suite de ce document portent sur les modules *M10*, *P15* et *P13*. Le faisceau n'a pas permis de prendre des données exploitables dans de bonnes conditions pour le module *M13*, c'est pourquoi il n'en sera pas fait mention par la suite.

Chaque module comporte deux traversées étanches (*Feed-Through* ou *FT*) qui effectuent la jonction entre la partie froide et la partie chaude du détecteur. Ces jonctions sont dénommées *FT - 1* et *FT0*. Les cellules de lecture ayant une position $\phi \in [0, 7]$ (resp. $\phi \in [8, 15]$) sont connectées par *FT - 1* (resp. *FT0*). Il est important de faire ici cette distinction, car les deux traversées étanches des modules testés n'étaient pas identiques. *FT - 1* était une version prototype et *FT0* une version finale. Il a été observé au fil des différentes campagnes une détérioration des connecteurs situés sur *FT - 1* qui a conduit à une dégradation des performances des canaux passant par cette traversée étanche.

3.5.2 Reconstruction de la forme du signal de physique

Dans la section précédente, il a été mis en évidence la nécessité de connaître la forme normalisée g du signal de physique. Pour cela deux approches ont été envisagées :

Modèle électrique Une tentative a été décrite dans le document [59] de faire une description électrique aussi complète et précise que possible du calorimètre EM. Ceci n'est pas une chose facile car de complexes effets électriques affectent et déforment le signal de physique. Tenir compte de tous ces effets amène à ajouter un grand nombre de paramètres libres qui deviennent alors difficiles à contraindre pour permettre un étalonnage fiable et précis.

Données de tests en faisceau La forme du signal peut également être reconstruite à partir des données prises pendant les périodes de tests en faisceau. En effet, lors de ces tests, les particules arrivent de façon aléatoire et ne sont pas synchrones avec l'horloge de 40 *Mhz* qui cadence l'électronique d'acquisition, comme cela sera le cas dans ATLAS. Le signal de chaque événement est donc échantillonné avec une phase aléatoire dans une fenêtre de 25 *ns*. Cette phase entre le déclenchement et le début d'un cycle de l'horloge est mesurée par un TDC (Time Digital Converter) avec une précision de 36 *ps*. En accumulant ces échantillons dans un histogramme, il est alors possible de reconstruire entièrement la forme du signal pour chaque cellule de lecture testée. Toutefois la qualité de ces formes est dépendante du nombre d'événements enregistrés et de l'énergie déposée dans la cellule. On peut observer sur la figure 3.11 le signal de physique reconstruit pour une cellule du compartiment milieu du calorimètre.

L'utilisation de ces formes de physique pour l'extraction des fonctions g et g' nécessite la prise en compte de la diaphonie, essentiellement pour le compartiment avant (figure 3.12) où l'effet est de l'ordre de 10%. Une procédure a été développée pour corriger cet effet sur les formes du signal d'étalonnage [60].

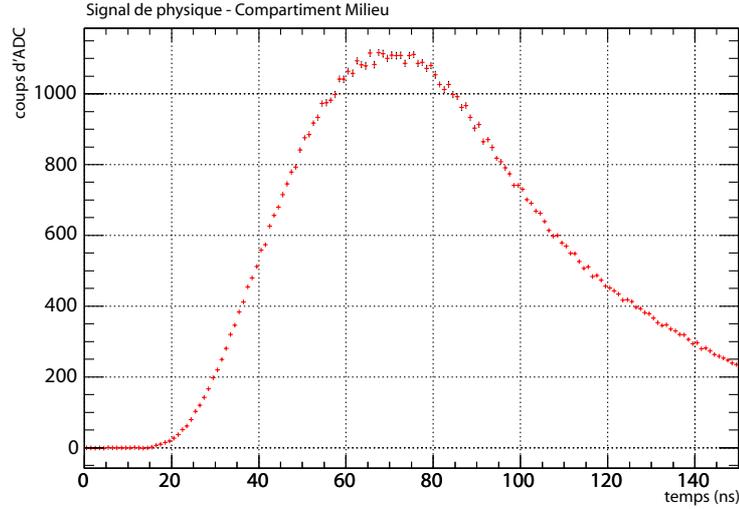


FIG. 3.11 – Signal de physique reconstruit pour une cellule du compartiment milieu du calorimètre EM, à partir des données de test en faisceau 2004.

Une approche semi-analytique a été développée pour obtenir la forme normalisée du signal de physique à partir des données d'étalonnage. Elle permet la production de lots de coefficients de filtrage optimal pour la reconstruction de l'énergie. Cette méthode est décrite dans la prochaine partie.

3.5.3 Prédiction du signal de physique

Dans cette section est décrit l'algorithme développé dans le cadre de ce travail de thèse et qui est utilisé pour prédire la forme du signal de physique à partir de celui d'étalonnage. Celui-ci est basé sur une description électrique de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique, pour laquelle une attention particulière a été portée pour décrire la différence de forme entre le courant d'étalonnage et celui de physique, ainsi que la différence de points d'injection de ces signaux dans la chaîne de lecture.

3.5.3.1 Différence d'injection physique/étalonnage

Une voie de lecture du calorimètre électromagnétique peut être modélisée par un circuit électrique comme celui représenté sur la figure (figure 3.13). Chaque cellule de détection est équivalente à une capacité de valeur C_d . Le signal de physique I_{phys} est créé et injecté dans la chaîne de lecture au niveau de cette capacité. Le chemin suivi jusqu'aux cartes mères est modélisé par une inductance L_d en série avec une résistance r . Le signal d'étalonnage ne suit pas exactement le même trajet. Il est injecté plus tardivement dans la chaîne de lecture, au niveau des cartes mères et ne voit donc pas l'impédance L_d et la résistance r . Toutefois, le reste de la chaîne de lecture, des cartes mères aux cartes *front end* est commun aux signaux de physique et d'étalonnage, qui sont affectés par les mêmes effets électriques (réflexions et diaphonies dans les câbles). Dès lors, il devient possible d'extraire ces informations du signal d'étalonnage et de s'en servir pour prédire la forme du signal

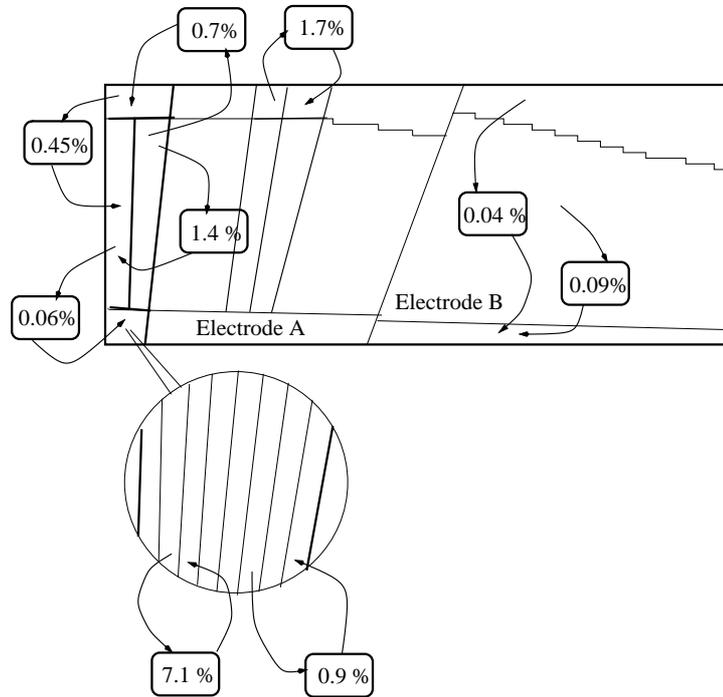


FIG. 3.12 – Fraction moyenne du signal induit par diaphonie dans chaque compartiment du module $M10$ [61]. La fraction est estimée en prenant l'amplitude maximum du signal induit.

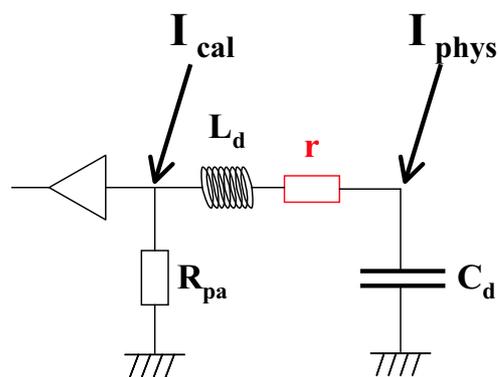


FIG. 3.13 – Schéma électrique utilisé pour modéliser une des chaînes de lecture du calorimètre EM. Ce modèle est amélioré par l'ajout d'une résistance fictive r en série avec l'inductance C_d .

de physique.

3.5.3.2 Description de la méthode

A partir de ce point nous travaillerons dans le domaine de Laplace. Ainsi la quantité dénotée $\tilde{X}(s)$ est la transformée de Laplace de la quantité $X(t)$ définie comme

$$\tilde{X}(s) \equiv \int_0^{+\infty} e^{-st} X(t) dt \quad (3.18)$$

Le signal de physique après mise en forme $P_p(t)$ peut être exprimé comme la convolution du courant I_{phys} collecté sur l'électrode par les fonctions du transfert correspondant aux différents éléments de la chaîne de lecture. Dans l'espace de Laplace ceci se résume au produit de transformées de Laplace suivantes :

$$\tilde{P}_{phys}(s) = \tilde{H}_{det}(s) \tilde{D}_{phys}(s) \tilde{I}_{phys}(s) \quad (3.19)$$

où $\tilde{I}_{phys}(s)$ est la transformée de Laplace du courant de physique, $\tilde{D}_{phys}(s)$ est la réponse du circuit de la figure 3.13 pour le point d'injection du signal de physique et $\tilde{H}_{det}(s)$ la fonction de transfert décrivant le chemin électrique commun à la physique et à l'étalonnage. La fonction $\tilde{H}_{det}(s)$ inclut tous les effets induits par les câbles et l'électronique de lecture qui ne sont pas bien connus et difficile à décrire avec un modèle électrique. Ces fonctions s'expriment comme :

$$\tilde{I}_{phys}(s) = I_{phys}^0 \left(\frac{1}{s} - \frac{1 - e^{-s\tau_d}}{s^2 \tau_d} \right) \quad (3.20)$$

$$\tilde{D}_{phys}(s) = \frac{w_0^2}{s^2 + w_0^2 s (\tau_r + \tau) + w_0^2} \quad (3.21)$$

avec $w_0 \equiv 1/(L_d C_d)$ la pulsation caractéristique du circuit, $\tau_r \equiv r C_d$ et $\tau \equiv R_{pa} C_d$.

Une relation similaire peut être écrite pour le signal d'étalonnage après mise en forme :

$$\tilde{P}_{cal}(s) = \tilde{H}_{det}(s) \tilde{D}_{cal}(s) \tilde{I}_{cal}(s) \quad (3.22)$$

où $\tilde{I}_{cal}(s)$ est la transformée de Laplace du courant d'étalonnage, $\tilde{D}_{cal}(s)$ est la réponse du circuit de la figure 3.13 pour le point d'injection du signal d'étalonnage et $\tilde{H}_{det}(s)$ la même fonction de transfert que celle de l'équation 3.19. Ces fonctions s'expriment comme :

$$\tilde{I}_{cal}(s) = I_{cal}^0 \left(\frac{f}{s} + (1-f) \frac{\tau_c}{1 + s\tau_c} \right) \quad (3.23)$$

$$\tilde{D}_{cal}(s) = \frac{s^2 + w_0^2 + s w_0^2 \tau_r}{s^2 + w_0^2 s (\tau_r + \tau) + w_0^2} \quad (3.24)$$

En faisant le rapport des équations 3.22 et 3.19, il est possible d'éliminer la fonction inconnue $\tilde{H}_{det}(s)$ et d'obtenir la relation suivante reliant $\tilde{P}_{phys}(s)$ à $\tilde{P}_{cal}(s)$:

$$\tilde{P}_{phys}(s) = \tilde{G}(s)\tilde{P}_{cal}(s) \quad (3.25)$$

$$\text{avec } \tilde{G}(s) \equiv \tilde{R}_s(s)\tilde{R}_d(s) \equiv \frac{\tilde{I}_{phys}(s)\tilde{D}_{phys}(s)}{\tilde{I}_{cal}(s)\tilde{D}_{cal}(s)} \quad (3.26)$$

La fonction $\tilde{G}(s)$ dépend des rapports $\tilde{R}_s(s)$ et $\tilde{R}_d(s)$. Le premier représente la différence de forme entre le signal de physique et le signal d'étalonnage injecté. Le second représente la différence de point d'injection entre les deux signaux. Avec la modélisation du détecteur considérée (figure 3.13), ces rapports s'expriment comme suit :

$$\tilde{R}_s(s) = \frac{\tau_d s + e^{-\tau_d s} - 1}{s\tau_d} \frac{s\tau_c + 1}{s\tau_c + f} \quad (3.27)$$

$$\tilde{R}_d(s) = \frac{w_0^2}{w_0^2 + \tau_r w_0^2 s + s^2} \quad (3.28)$$

En revenant dans l'espace des temps, la relation 3.25 devient :

$$P_{phys}(t) = \int_0^t G(t - \theta)P_{cal}(\theta)d\theta \quad (3.29)$$

Le signal de physique $P_{phys}(t)$ peut être exprimé comme la convolution en temps du signal d'étalonnage P_{cal} avec la fonction $G(t)$.

La fonction $G(t)$ est calculée analytiquement depuis $\tilde{G}(s)$ (3.26) en effectuant une transformation de Laplace inverse. Cet important calcul a été réalisé en partie avec l'aide du logiciel Mathematica [62]. Dès lors, nous sommes capables de prédire la forme du signal de physique à partir de celui d'étalonnage. La fonctions $G(t)$, ainsi que le signal prédit, dépend de 5 paramètres provenant de la modélisation électrique considérée (figure 3.13) de la chaîne de lecture. Ces paramètres sont τ_c , τ_d , f , w_0 et τ_r .

Les valeurs de ces paramètres ne sont pas toutes précisément connues, en particulier τ_d , w_0 et τ_r . Pour contraindre ces paramètres et être capable de prédire la forme du signal de physique pour chacune des voies de lecture, la méthode retenue consiste à ajuster les signaux prédits aux signaux de physique reconstruits durant les périodes de test en faisceau.

3.5.3.3 Procédure d'ajustement

Les signaux d'étalonnage enregistrés durant les *runs* d'étalonnage sont composés de 175 échantillons espacés de 1 *ns*. Les signaux de physique sont prédits à partir de ceux d'étalonnage en utilisant la méthode décrite précédemment. Pour chaque voie de lecture, ils sont ajustés aux données en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \vec{y}^2 - \frac{(\vec{f}^t \vec{y})^2}{\vec{f}^2} \quad (3.30)$$

où \vec{y} et \vec{f} sont des vecteurs contenant respectivement les échantillons de physique et ceux de physique prédits.

Le signal n'est pas toujours échantillonné à la même position absolue. D'une voie de lecture à une autre, le temps d'arrivée du signal change de plusieurs nano-secondes. Ces différences proviennent du temps de vol des particules et de la longueur totale des câbles de la chaîne de lecture qui varient avec la position en η . Pour chaque voie de lecture, le temps de début du signal d'étalonnage t_{cal} est estimé en recherchant le temps où l'amplitude du signal est à un 1% de son maximum. Le temps t_{phys} représente le retard appliqué au signal prédit pour le superposer à la vraie forme de physique, c'est un paramètre libre de la procédure d'ajustement.

Le signal prédit est calculé à l'aide de la relation 3.29. La convolution entre le signal d'étalonnage et la fonction $G(t)$ est évaluée soit par un simple et rapide algorithme de trapèze, soit par un algorithme de Simpson, plus gourmand en temps de calcul. Puisque qu'aucune différence significative n'a été observée entre ces deux algorithmes, pour des raisons de performances seul le premier est utilisé. Le signal prédit est interpolé en utilisant des courbes polynômiales de type *spline* [63], ce qui permet d'appliquer des retards t_{phys} non entiers et ainsi ajuster en temps le signal prédit aux données à mieux de 1 ns.

3.5.4 Résultats avec les données du Module P13

La méthode décrite dans cette section a été appliquée aux données prises lors des tests en faisceaux de 2002 et les résultats sont présentés dans cette partie. Les valeurs choisies par la communauté argon liquide [64] des paramètres du modèle électrique et de leur état durant la procédure d'ajustement sont résumées dans la table 3.1.

Si les valeurs de τ_c et f sont contraintes à quelques pourcents par des mesures directes sur les signaux d'étalonnage [65], ce n'est pas le cas pour τ_d dont la valeur est dépendante de plusieurs paramètres et notamment de la température de l'argon.

Paramètre	$\tau_d(ns)$	$\tau_c(ns)$	f	t_{cal}	$t_{phys}(ns)$	$w_0(ns^{-1})$	$\tau_r(ns)$
valeur initiale	450	340	0.065	-	27	0.184	1
Statut	fixé	fixé	fixé	fixé	libre	libre	libre

TAB. 3.1 – Liste des paramètres utilisés dans l'algorithme de prédiction du signal de physique et leur statut dans la procédure d'ajustement (libre ou fixe).

Le résultat de la procédure d'ajustement effectuée sur quelques cellules peut être observé sur les figures 3.14, 3.15 et 3.16. La forme globale du signal change avec le compartiment considéré. Ceci est principalement dû aux changements de la surface des cellules et donc à variation de capacité entre les différents compartiments. Les effets de diaphonie entre des cellules adjacentes et les réflexions dans les câbles contribuent également de manières différentes en fonction du compartiment. Comme ces effets ne sont pas entièrement pris en compte dans la modélisation du détecteur utilisé, ils influencent de façon mineure la qualité globale de l'ajustement.

Les *runs* des tests en faisceau de 2002 ont souffert d'un problème d'acquisition, rendant les formes de physique pour les cellules du compartiment arrière inutilisables. En remplacement de ces mauvaises formes, les formes d'étalonnage ont été utilisées dans la procédure d'ajustement. Si ce procédé n'est pas totalement correct, le biais introduit reste petit car le compartiment arrière intervient peu et cela permet d'obtenir tout de même des coefficients de filtrage optimal pour les cellules de ce compartiment.

Les résidus au maximum du signal doivent être maintenus aussi petits que possible pour ne pas introduire de biais important au niveau de la reconstruction de l'énergie. Sur la figure 3.17 on peut noter que les résidus sont en dessous de 0.5% pour le compartiment avant et de l'ordre de 1% pour le compartiment milieu. Ces valeurs sont acceptables, car pour garder une contribution sur le terme constant inférieure à 0.3%, il faut prédire le signal avec des résidus inférieurs à 1% et une erreur au maximum du signal inférieur à 0.5% [59]. Les résultats pour le compartiment arrière ne sont pas pertinents et ne sont pas considérés ici à cause de l'artifice utilisé dans la procédure d'ajustement.

Les principaux paramètres d'ajustement reliés à des grandeurs physiques sont w_0 , qui dépend de L_d et C_d par la relation $w_0^2 = 1/(L_d C_d)$, et τ_r .

Remarque Les deux traversées étanches FT-1 et FT0 n'étaient pas identiques pour les tests en 2001 et 2002 pour le tonneau. En effet, FT-1 était un prototype alors que FT0 est une traversée étanche de production (plaquée or). Les contacts électriques sur FT-1 se sont dégradés et des couplages résistifs se sont développés induisant une déformation de la forme des signaux.

Cette remarque est importante car elle permet d'expliquer le comportement pathologique des paramètres ajustés pour les cellules reliés à ce connecteur.

Paramètre w_0 Les résultats sur l'ajustement du produit $L_d C_d$ pour chaque compartiment sont visibles sur la figure 3.18. Le comportement en fonction de η est fortement corrélé avec la géométrie des cellules de détection et leur surface. Pour le compartiment milieu la valeur de LC augmente avec la position en η . Une discontinuité est visible à $\eta = 0.8$ sur chaque compartiment correspondant au changement de type d'électrode. Les cellules du pré-échantillonneur et du compartiment avant ne présentent pas les mêmes comportements selon la traversée-étanche à laquelle elles sont connectées (FT0 ou FT-1). Ceci provient de la diaphonie résistive entre les canaux au niveau des connecteurs des traversées étanches.

Des mesures d'impédance ont été réalisées sur les cellules du compartiment milieu du module P13. La figure 3.19 illustre la corrélation entre les valeurs mesurées et celle ajustées de $L_d C_d$ pour les cellules milieu du tonneau. La corrélation est bonne et peu biaisée, avec une dispersion entre les valeurs ajustées et celles mesurées de l'ordre de 5%. Ce résultat permet d'établir la consistance de la méthode de prédiction.

La prise en compte de l'effet de la diaphonie sur la forme du signal d'étalonnage, comme mentionnée ci-dessus, a permis d'améliorer l'accord entre la valeur ajustée et la valeur attendue pour le compartiment avant.

Paramètre τ_r Le second paramètre d'ajustement τ_r n'est pas relié à un composant électronique réel mais est plutôt un paramètre effectif rendant compte de la résistance

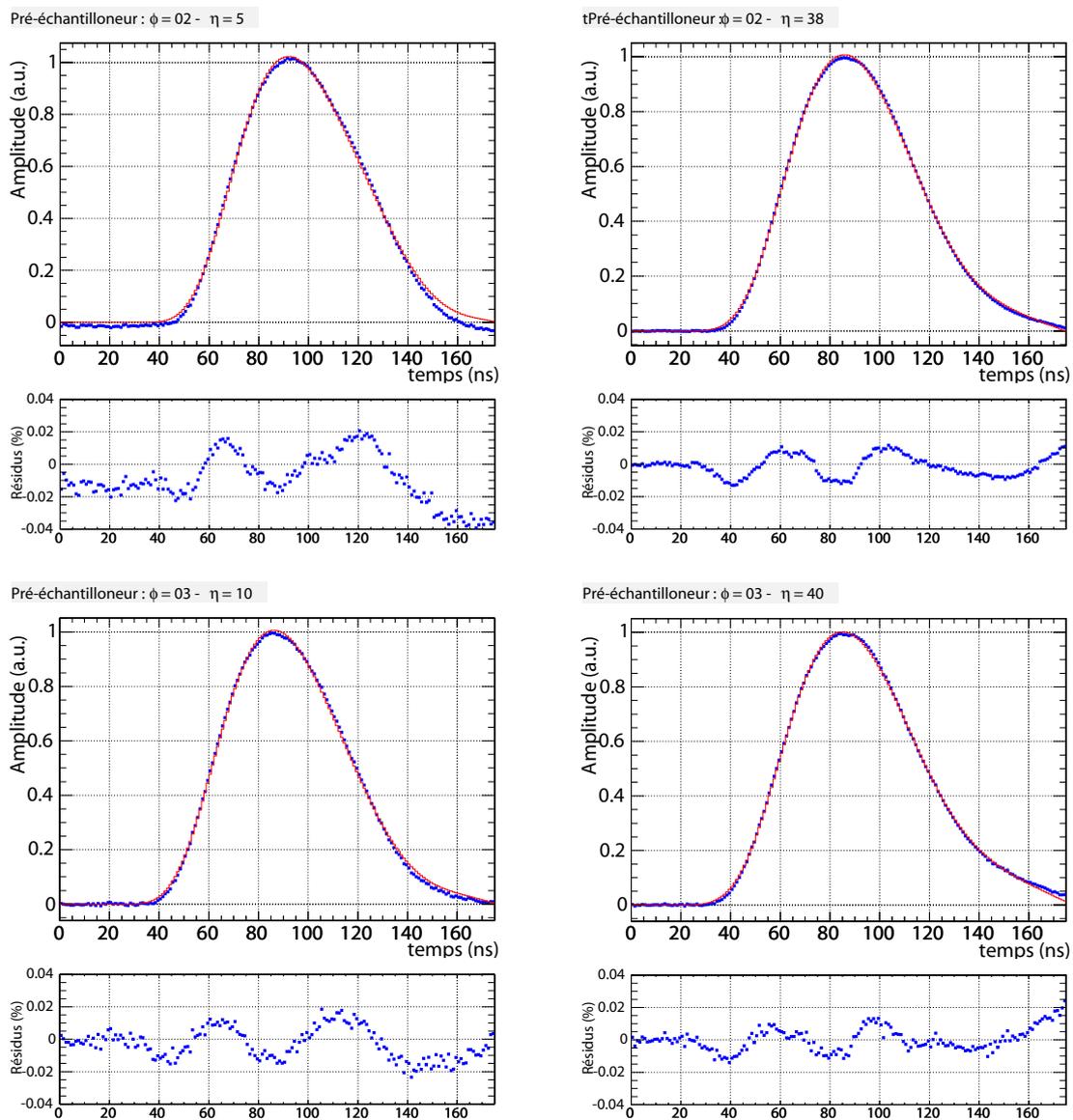


FIG. 3.14 – Résultat de la procédure d’ajustement pour quelques cellules du pré-échantillonneur. Sur chaque graphique on peut observer le signal de physique prédit (ligne rouge) superposé aux données (points bleu). En dessous de chaque graphique sont affichés les résidus en pourcentage du maximum du signal de physique.

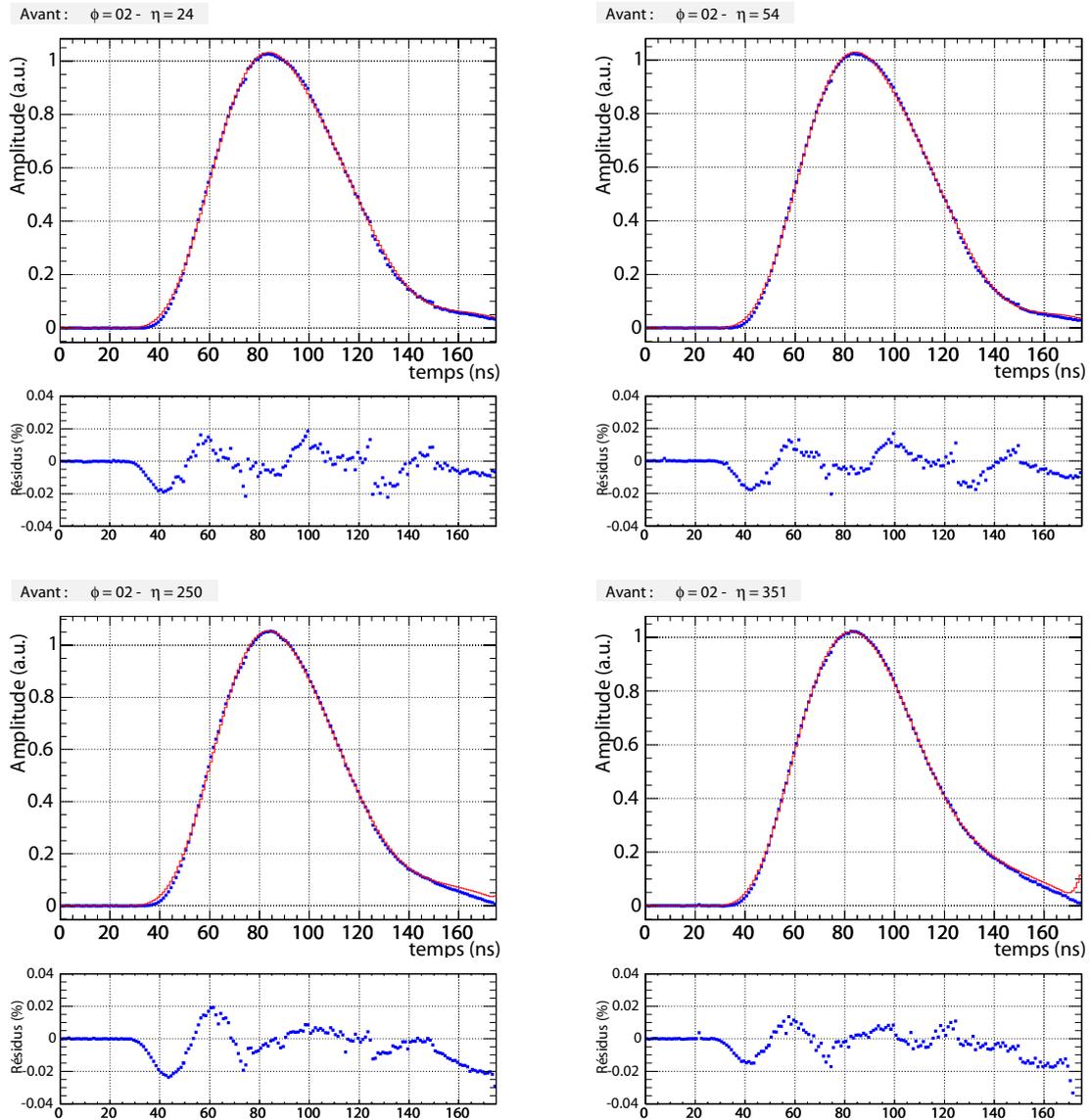


FIG. 3.15 – Résultat de la procédure d’ajustement pour quelques cellules du compartiment avant. Sur chaque graphique on peut observer le signal de physique prédit (ligne rouge) superposé aux données (points bleu). En dessous de chaque graphique sont affichés les résidus en pourcentage du maximum du signal de physique.

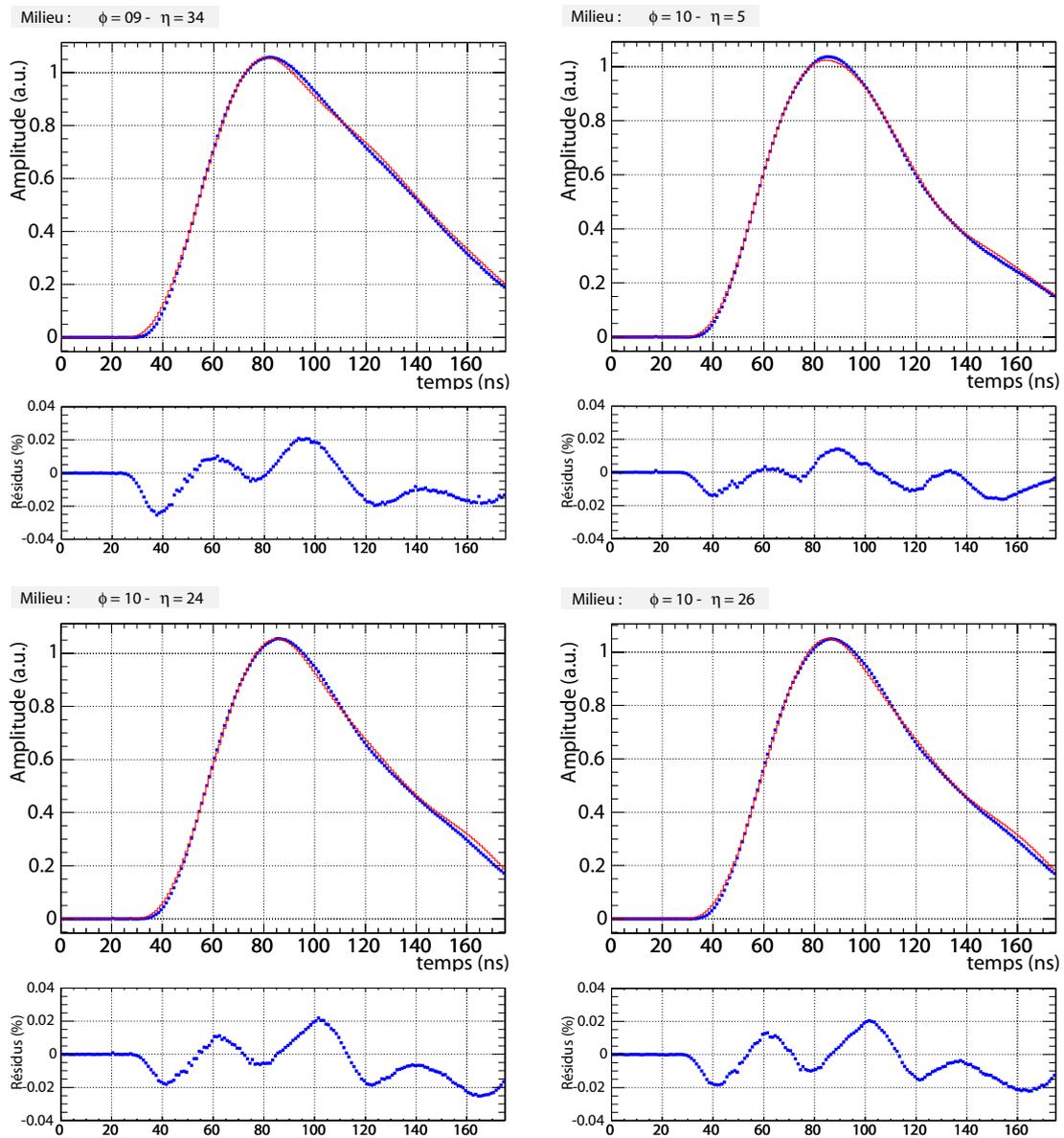


FIG. 3.16 – Résultat de la procédure d’ajustement pour quelques cellules du compartiment milieu. Sur chaque graphique on peut observer le signal de physique prédit (ligne rouge) superposé aux données (points bleu). En dessous de chaque graphique sont affichés les résidus en pourcentage du maximum du signal de physique.

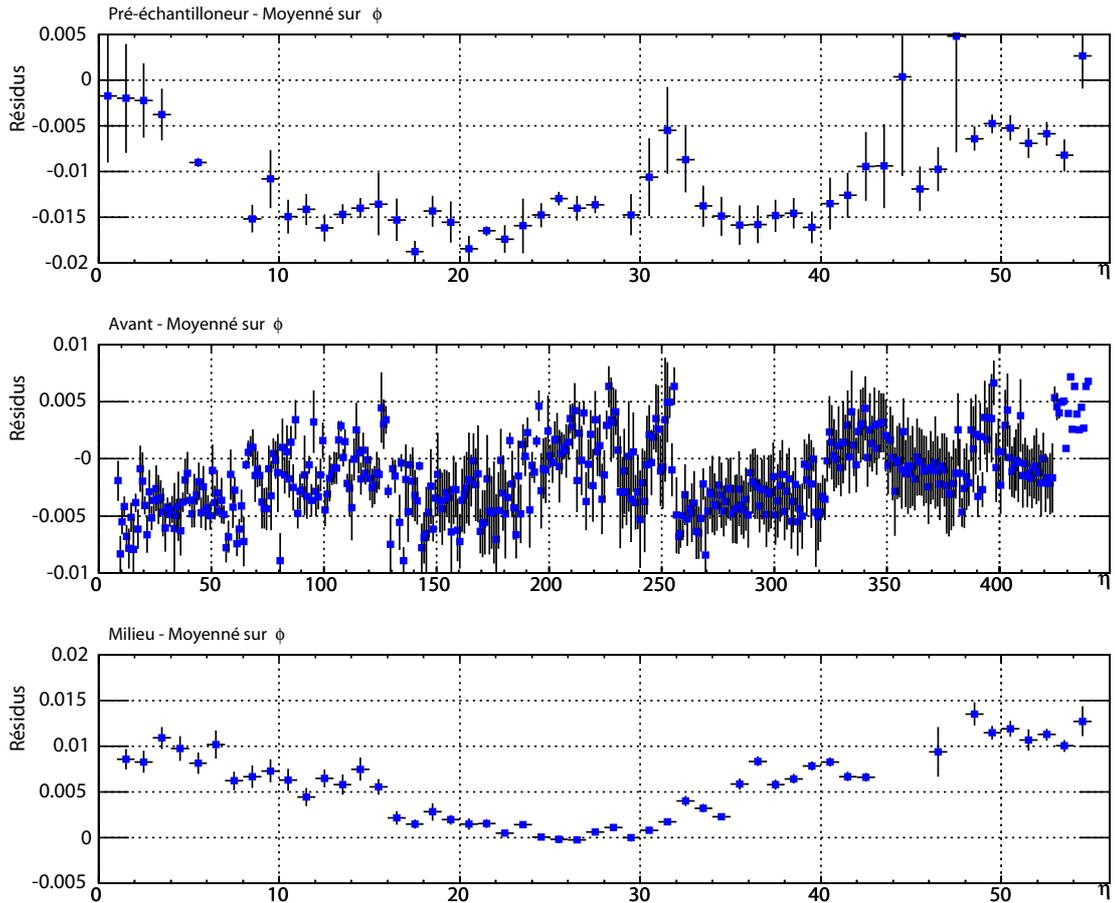


FIG. 3.17 – Valeurs des résidus au maximum du signal pour tous les canaux de lecture du module P13. Les résultats sont affichés en fonction du numéro de cellule pour chaque compartiment. Chaque point est la valeur moyenne selon ϕ de toutes les cellules ayant la même position en η . Les résultats concernant le compartiment arrière ne sont pas pertinents car pour des raisons techniques, les signaux prédits ne sont pas ajustés sur des données de physique mais sur des données d'étalonnage.

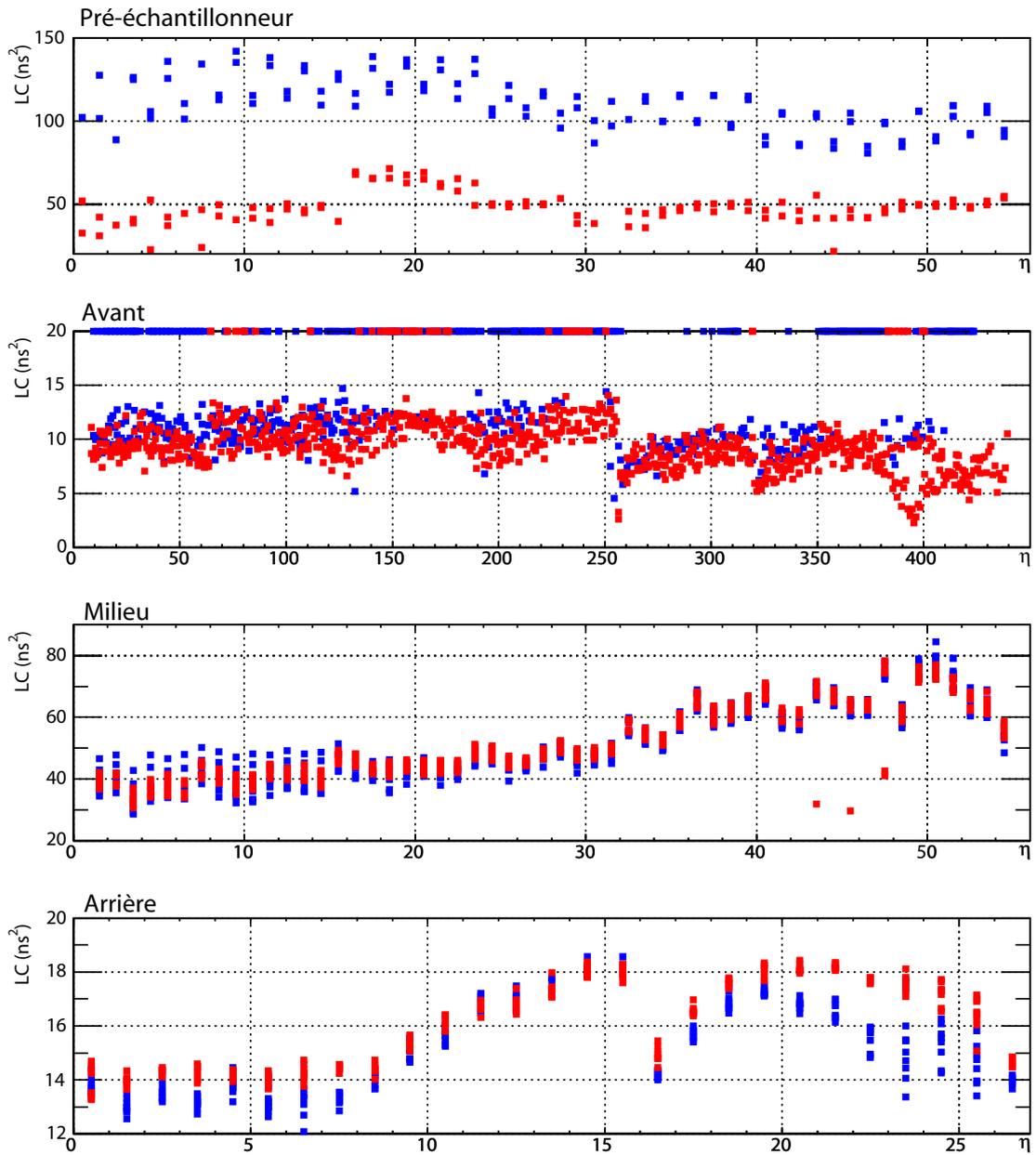


FIG. 3.18 – Résultats de l’ajustement du produit $L_d C_d = w_0^{-2}$ pour tous les canaux de lecture du module P13. Les résultats sont affichés en fonction du numéro de cellule pour chaque compartiment. Les carrés rouges (resp. bleus) correspondent aux cellules connectées par $FT0$ (resp. $FT - 1$). Le changement de type d’électrode à lieu $\eta = 256$ pour le compartiment avant, $\eta = 32$ pour le compartiment milieu et $\eta = 16$ pour le compartiment arrière.

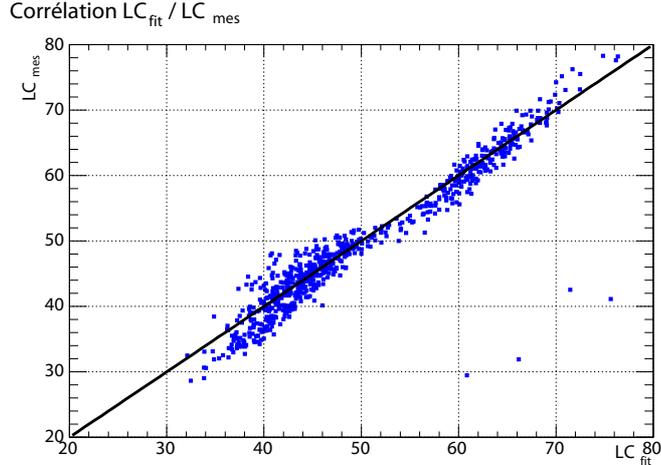


FIG. 3.19 – Corrélation entre les valeurs ajustées et celles mesurées de $L_d C_d$ pour les cellules du compartiment milieu du module P13.

globale de la chaîne de lecture jusqu’aux cartes mères. La figure 3.20 montre les résultats de l’ajustement du paramètre τ_r en fonction de la position en η pour les différents compartiments. La valeur de τ_r est de quelques nano-secondes ce qui implique une résistance r de l’ordre de quelques ohms. Comme pour les autres paramètres, on peut noter une plus grande dispersion des cellules connectées à la traversée étanche $FT - 1$.

Rapport des amplitudes M_{phys}/M_{cal} Une quantité importante pour l’étalonnage est le rapport M_{phys}/M_{cal} des amplitudes entre le signal prédit et celui d’étalonnage. Puisque les formes entre les courants de physique et d’étalonnage sont différentes, les deux signaux n’ont pas la même amplitude après mise en forme. Ainsi le facteur de conversion entre le nombre de coups d’ADC enregistré et l’énergie, calculé à partir des données d’étalonnage, doit être corrigé de cet effet par le facteur M_{phys}/M_{cal} . La figure 3.21 montre la valeur de ce rapport en fonction de la position selon η pour les différents compartiments (1.05 pour le milieu et 1.0 pour le compartiment avant).

3.6 Performances & uniformité

A partir des formes de physique prédites à l’aide de la méthode précédemment décrite, des lots de coefficients de filtrage optimal ont été produits pour les trois modules $M10$, $P15$ et $P13$ testés en faisceau. Les valeurs des paramètres utilisés pour la prédiction des formes de physique sont ceux de la table 3.1.

3.6.1 Reconstruction

La reconstruction des données enregistrées a été réalisée avec EMTB [66], le programme de reconstruction officiel développé pour les tests en faisceau. L’objectif de cette

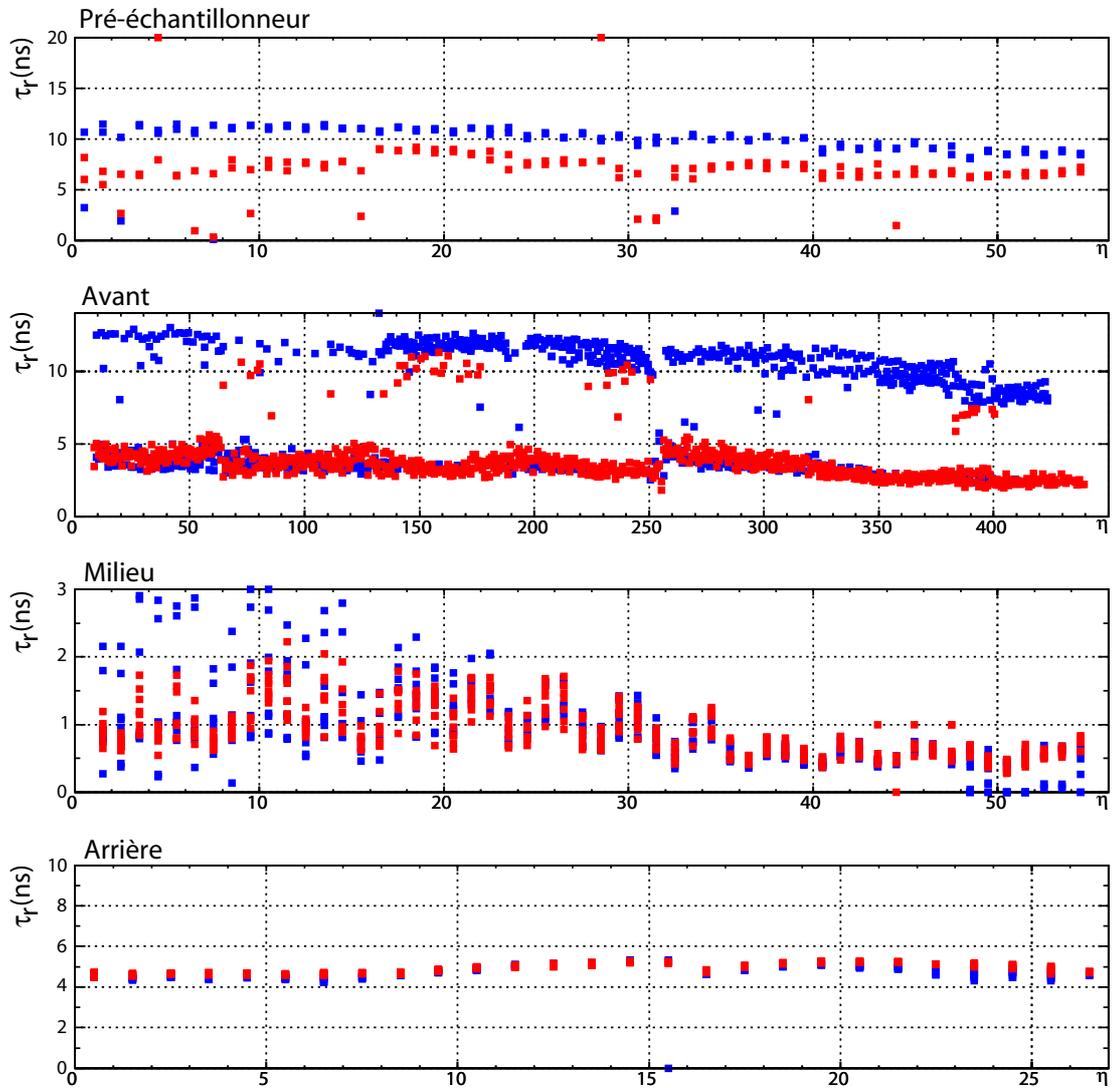


FIG. 3.20 – Résultats de l’ajustement du paramètre τ_r pour tous les canaux de lecture du module P13. Les résultats sont affichés en fonction du numéro de cellule pour chaque compartiment. Les carrés rouges (resp. bleus) correspondent aux cellules connectées à la traversée étanche $FT0$ (resp. $FT - 1$). Les résultats concernant le compartiment arrière ne sont pas pertinents car pour des raisons techniques, les signaux prédits ne sont pas ajustés sur des données de physique mais sur des données d’étalonnage.

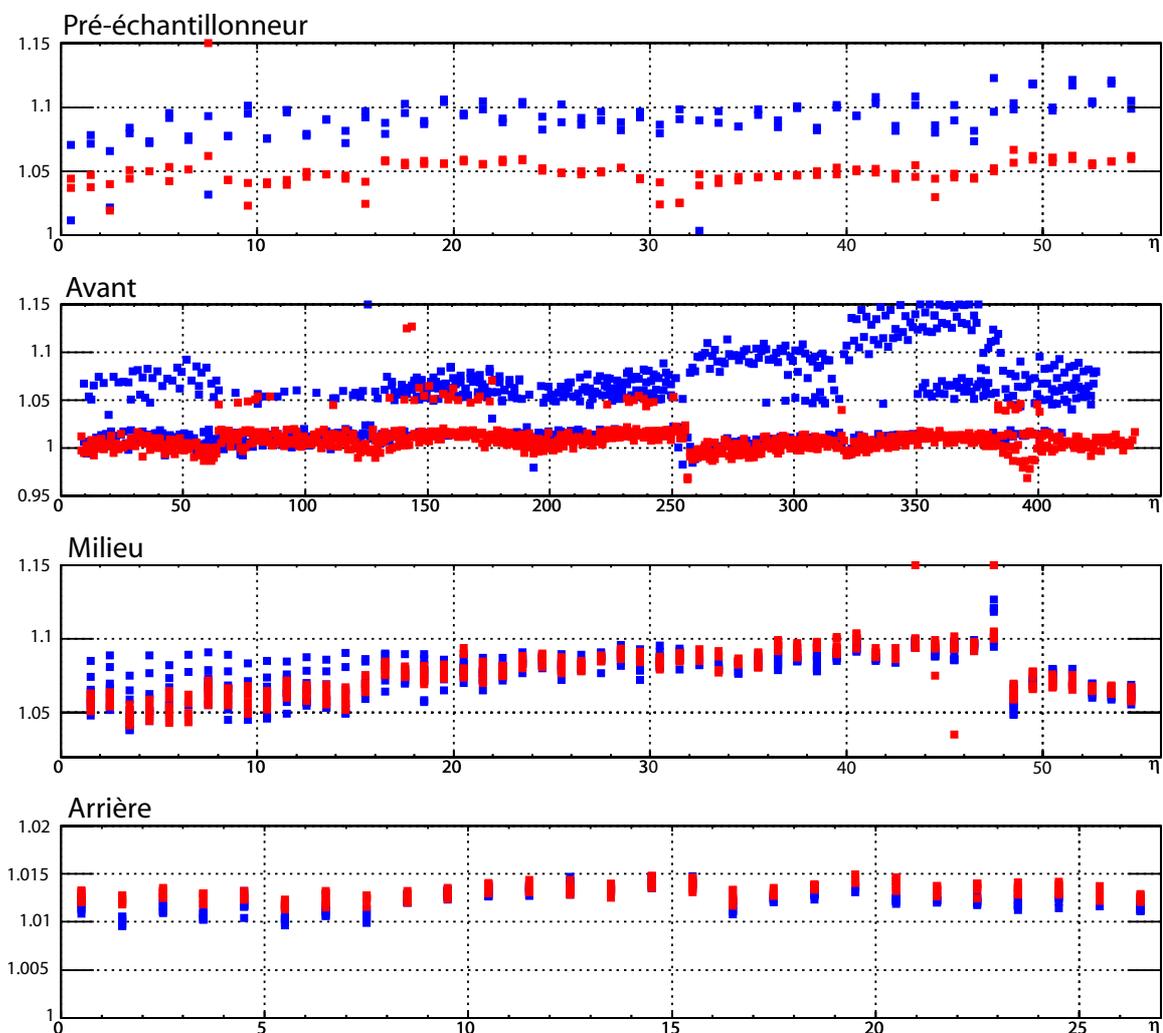


FIG. 3.21 – Rapport M_{phys}/M_{cal} pour tous les canaux de lecture du module P13. Les résultats sont affichés en fonction du numéro de cellule pour chaque compartiment. Les carrés rouges (resp. bleus) correspondent aux cellules connectées à la traversée étanche $FT0$ (resp. $FT - 1$). Les résultats concernant le compartiment arrière ne sont pas pertinents car pour des raisons techniques, les signaux prédits ne sont pas ajustés sur des données de physique mais sur des données d'étalonnage.

	M10		P15		P13	
	\bar{E} (GeV)	RMS/E (%)	\bar{E} (GeV)	RMS/E (%)	\bar{E} (GeV)	RMS/E (%)
FT0	227.2	0.67	222.38	0.57	222.7	0.54
FT-1	226.7	0.75	226.2	0.60	225.9	0.58

TAB. 3.2 – Energie reconstruite et dispersion par traversée étanche pour tous les canaux de lecture testées des modules M10, P15 et P13.

partie étant d'étudier l'influence des coefficients sur les performances du calorimètre, aucune correction raffinée n'a été incluse lors de la reconstruction :

- Les amas sont fixes et de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ dans le compartiment milieu, autour de la cellule la plus énergétique.
- Des poids ont été appliqués au pré-échantillonneur et au compartiment arrière pour compenser les fuites en énergie à l'avant et à l'arrière du calorimètre.
- Aucune correction géométrique (modulation selon ϕ , S-shape,...) n'est faite.
- Seul les événements au centre de chaque cellules sont gardés, ce qui limite les biais causés par la construction des amas et par la géométrie du détecteur.

Pour une analyse détaillée, avec cette méthode, des performances finales des modules testés, le lecteur pourra se référer au document [67].

3.6.2 Résultats

Sur la figure 3.22 on peut observer l'énergie reconstruite en fonction de la position en η , en unité de cellule du compartiment milieu, pour les trois modules $M10$, $P15$ et $P13$. Les résultats sont résumés dans la table 3.2. Dans cette table, l'énergie moyenne des modules $P15$ et $P13$ a été corrigée pour un écart relatif de $0.29 K$ de l'argon liquide, monitoré durant les deux périodes de prise de données. Malheureusement nous n'avons pas de mesures précises de la température de l'argon liquide pour le module $M10$. Les corrections apportées pour normaliser les deux modules à la température de $90.05 K$ sont de $-5.3 GeV$ et de $-3.9 GeV$ pour $P15$ et $P13$ respectivement.

Pour chacun des modules, l'énergie moyenne reconstruite est inférieure à l'énergie du faisceau d'électron ($245 GeV$). Cela est en partie dû aux fuites d'énergie hors des amas. En effet un amas ($\Delta\eta \times \Delta\phi$) = 3×3 n'est pas suffisant pour contenir entièrement la gerbe électro-magnétique. Cette énergie perdue est estimée à 4% par simulation Monte-Carlo. Une autre contribution provient des paramètres du modèle électrique. Comme cela est détaillé par la suite, la valeur de l'énergie reconstruite est fortement corrélée à ces paramètres. L'échelle d'énergie absolue du calorimètre n'est pas étudiée ici, les effets systématiques pré-cités ne sont donc pas pris en compte dans cette analyse.

L'uniformité est proche de 0.6% pour tous les modules, bien que cette valeur soit systématiquement plus élevée pour $FT - 1$. Ceci est dû au couplage résistif induit par la mauvaise qualité du connecteur de cette traversée étanche.

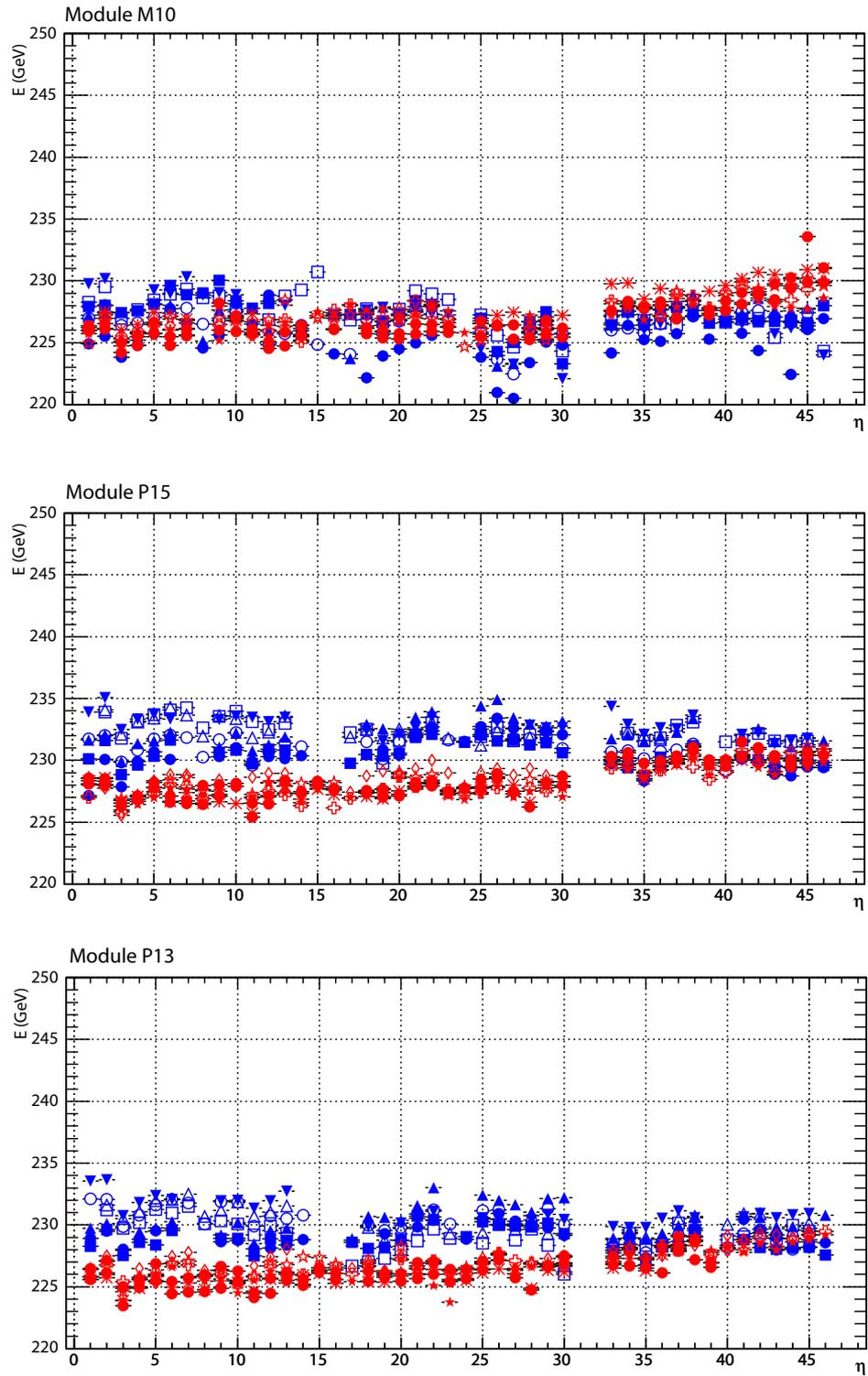


FIG. 3.22 – Énergie reconstruite en fonction de la position selon η pour les modules M10, P15 et P13. Les symboles identiques appartiennent à une même ligne en ϕ . Les symboles rouges (resp. bleus) correspondent aux cellules connectées par la traversée étanche $FT=0$ (resp. $FT=1$). On note une dispersion plus large pour les cellules connectées à $FT=1$.

3.6.3 Relation performances/paramètres

Pour étudier l'influence des paramètres du modèle électrique utilisé sur la reconstruction, plusieurs lots de coefficients de filtrage optimal ont été produits en faisant varier indépendamment chacun des paramètres τ_d , τ_c et f à partir des valeurs de la table 3.1. Les résultats de cette étude pour le module $P13$, et plus particulièrement l'influence sur l'énergie moyenne reconstruite et l'uniformité, sont visibles sur les figures 3.23 et 3.24.

Lorsque τ_d varie de 430 ns à 470 ns, les autres paramètres restant constants, l'énergie reconstruite diminue linéairement de 1.4%. Lorsque τ_c augmente de 330 ns à 370 ns, l'énergie reconstruite croît de 1.7%. Lorsque f passe de 0.05 à 0.09, l'énergie reconstruite décroît de 0.7%. Il apparaît que l'uniformité de la réponse ne dépend pas de la valeur des paramètres utilisés.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la méthode utilisée pour prédire la forme du signal de physique du calorimètre EM d'ATLAS à partir du signal d'étalonnage. Cette méthode qui utilise une convolution en temps permet d'avoir un meilleur contrôle sur les calculs numériques effectués. Les résidus entre les formes prédites et les données sont inférieurs à 2% sur tous les canaux du détecteur et meilleur que 1% au maximum du signal. Des coefficients de filtrage optimal ont été produits et appliqués pour reconstruire les données prises durant les périodes de tests en faisceau. Ces coefficients sont utilisés pour les analyses qui seront publiées dans quelques mois. Les résultats obtenus sont consistants et permettent d'obtenir une uniformité par traversée étanche meilleure que 0.6% ce qui permet d'assurer un terme constant global inférieur à 0.7%.

L'algorithme développé ici a également été entièrement migré dans ATHENA [68], le cadre informatique officiel d'ATLAS, et est actuellement utilisé pour la reconstruction des données prises pendant la campagne 2004 de tests en faisceau combinés avec les autres sous-détecteurs d'ATLAS. La simplicité et la robustesse de l'algorithme permettent d'envisager son utilisation pour les premières données d'ATLAS. Dans ce cas, les formes de physique pour chacune des cellules de lecture ne seront pas immédiatement disponibles pour effectuer l'ajustement des paramètres du modèle électrique. Ce problème pourra être contourné en imposant directement en entrée de l'algorithme de prédiction les valeurs mesurées sur le calorimètre des impédances de chaque canal de lecture. L'influence sur l'uniformité du calorimètre d'un tel procédé reste encore toutefois à être étudié.

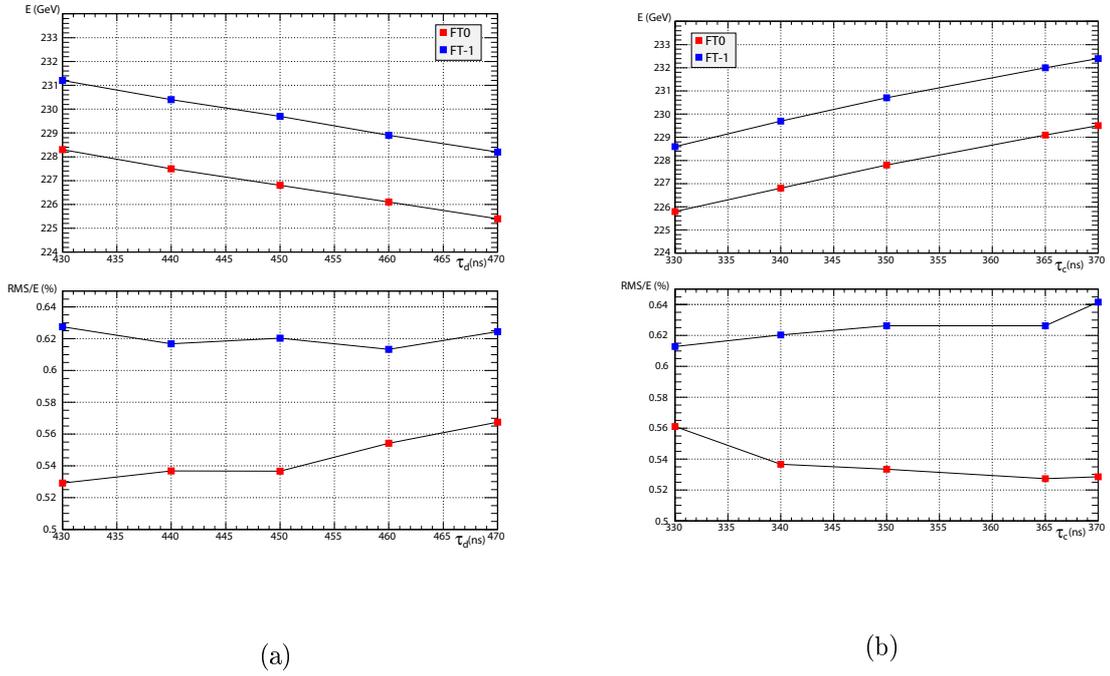


FIG. 3.23 – Variation de l'énergie moyenne reconstruite et de l'uniformité du module $P13$ en fonction du paramètre τ_d (a) et du paramètre τ_c (b).

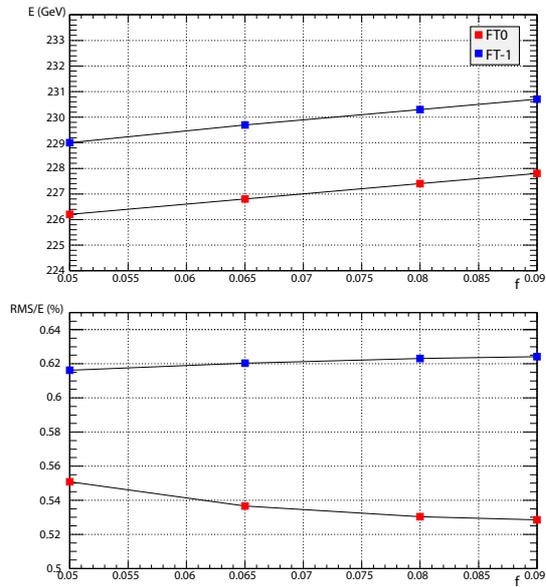


FIG. 3.24 – Variation de l'énergie moyenne reconstruite et de l'uniformité du module $P13$ en fonction du paramètre f .

Chapitre 4

Supersymétrie

4.1 Introduction

L'apparition des premières idées d'une théorie invariante sous l'échange des fermions et des bosons remonte au début des années 1970. Alors que la plupart des grands développements conceptuels en physique sont motivés par la volonté de créer et d'ajuster des modèles permettant d'expliquer les faits expérimentaux, la supersymétrie est apparue d'une façon purement intellectuelle comme la suite logique de certains développements théoriques [69, 70, 71, 72][73, 74]. Durant ses premières années d'existence, il n'y a eu que peu d'intérêt pour chercher à comprendre si la supersymétrie pouvait d'une manière quelconque aider à rendre compte du monde qui nous entoure. La supersymétrie a longtemps été qualifiée de "solution en quête d'un problème". C'est seulement à partir des années 1980 que les scientifiques ont commencé à réaliser de quelles manières la supersymétrie pouvait aider à résoudre certaines inconsistances rencontrées dans le développement du modèle standard. Actuellement la supersymétrie semble être l'alternative la plus favorisée pour une extension du modèle standard au delà du TeV .

La supersymétrie est une symétrie entre les bosons et les fermions dont l'objectif est de permettre l'unification de toutes les forces fondamentales de la nature dans un seul et même cadre théorique, gravité incluse.

4.2 Motivations

Les motivations pour utiliser une théorie supersymétrique sont purement théoriques, puisque pour le moment aucune particule supersymétrique n'a pu être observée expérimentalement. En dépit de cela, la supersymétrie joue un rôle fondamental dans la plupart des modèles physiques au delà du modèle standard. Celle-ci permet d'inclure de manière naturelle la gravité aux autres forces et d'unifier les constantes de couplage aux hautes échelles d'énergie. Elle fournit la solution la plus convaincante au problème de naturalité. Les prédictions de la supersymétrie sont cohérentes avec les mesures de précision électrofaible, elle s'intègre bien dans un cadre de théorie des cordes et fournit également de bons candidats pour la matière noire dans l'univers.

4.2.1 Unifications des constantes de couplage

Les modèles supersymétriques peuvent s'intégrer dans une théorie de grande unification (GUT). La philosophie des théories de grande unification repose sur l'hypothèse qu'à partir d'une certaine échelle d'énergie Λ_{GUT} , les interactions fortes et électrofaibles s'unifient en une seule interaction qui découle d'un unique groupe de jauge. Cela implique que les constantes de couplage

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{5}{3} \frac{g'^2}{4\pi} \\ \alpha_2 &= g^2/(4\pi) \\ \alpha_3 &= g_s^2/(4\pi)\end{aligned}\tag{4.1}$$

où g_s , g et g' sont respectivement les constantes de couplage des groupes $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$, doivent nécessairement tendre vers une valeur α_{GUT} unique lorsque $\Lambda \sim \Lambda_{GUT}$. L'évolution des constantes de couplage α_i ($i = 1, 2, 3$) d'une l'échelle d'énergie μ à l'échelle Q est réalisée au moyen des équations du groupe de renormalisation :

$$\frac{d\tilde{\alpha}_i^2}{dt} = b_i \tilde{\alpha}_i^2, \quad \tilde{\alpha}_i = \frac{\alpha_i}{4\pi}, \quad t = \ln \left(\frac{Q^2}{\mu^2} \right)\tag{4.2}$$

Pour le modèle standard, les coefficients b_i s'écrivent

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -22/3 \\ -11 \end{pmatrix} + N_g \begin{pmatrix} 4/3 \\ 4/3 \\ 4/3 \end{pmatrix} + N_{Higgs} \begin{pmatrix} 1/10 \\ 1/6 \\ 0 \end{pmatrix}\tag{4.3}$$

où N_g est le nombre de générations et N_{Higgs} le nombre de doublets de Higgs. En l'absence de phénomènes nouveaux entre l'échelle électrofaible et celle de grande unification (hypothèse du *désert*), ces nombres prennent les valeurs du modèle standard, i.e. $N_g = 3$ et $N_{Higgs} = 1$. Le résultat de cette extrapolation des constantes de couplage est présenté dans la figure 4.1. Il apparaît clairement qu'une unification des constantes en un point unique est exclue dans le cadre du modèle standard seul.

Dans le cas où le modèle supersymétrique apparaît à une échelle d'énergie $\Lambda \sim \Lambda_{SUSY}$ l'évolution des constantes de couplage est modifiée et les coefficients b_i s'écrivent maintenant

$$b_i = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -6 \\ -9 \end{pmatrix} + N_g \begin{pmatrix} 2 \\ 2 \\ 2 \end{pmatrix} + N_{Higgs} \begin{pmatrix} 3/10 \\ 1/2 \\ 0 \end{pmatrix}\tag{4.4}$$

où $N_g = 3$ et $N_{Higgs} = 2$ dans la version minimale du modèle supersymétrique. Les résultats alors obtenus sont présentés dans la figure 4.1. On observe que l'unification est réalisée dans le cadre de l'extension supersymétrique du modèle standard. L'ajustement des paramètres d'échelle Λ_{SUSY} et Λ_{GUT} (figure 4.2) permettant cette unification nous donne les valeurs préférées suivantes [75] :

$$\begin{aligned}\Lambda_{SUSY} &= 10^{3.4 \pm 0.9 \pm 0.4} \text{ GeV} \\ \Lambda_{GUT} &= 10^{15.8 \pm 0.3 \pm 0.1} \text{ GeV} \\ \alpha_{GUT}^{-1} &= 26.3 \pm 1.9 \pm 1.0\end{aligned}\tag{4.5}$$

Cet argument sur l'unification des constantes de couplage nous conduit à une échelle d'apparition de la supersymétrie de l'ordre du TeV .

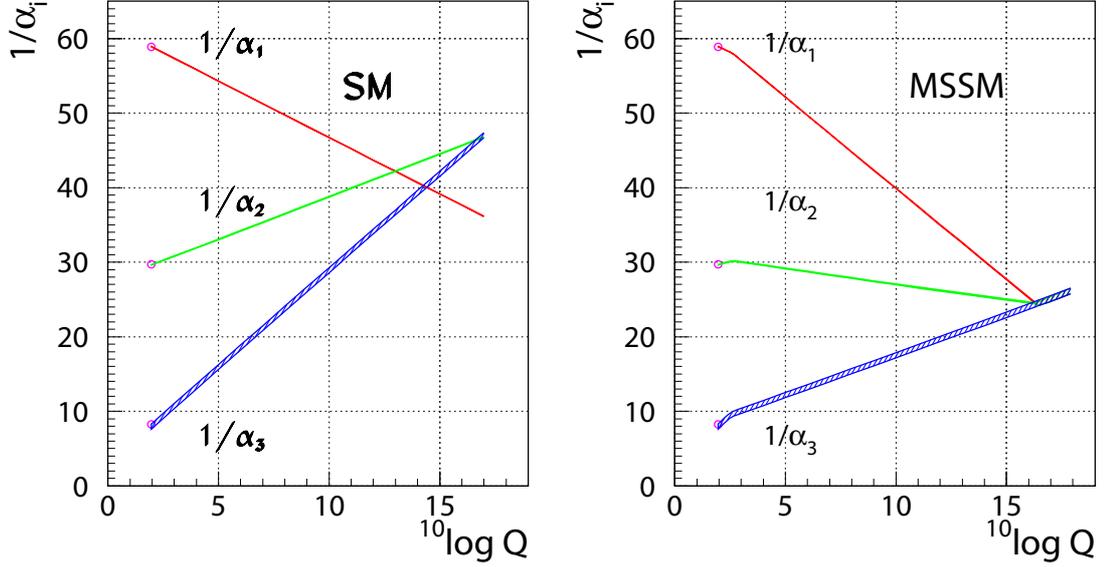


FIG. 4.1 – Evolution des inverses des trois constantes de couplage dans le cadre du modèle standard (gauche) et de son extension supersymétrique (droite). L'unification est obtenue uniquement dans le cas supersymétrique. Le changement de la pente des courbes est causé par l'apparition des contributions supersymétriques à partir de l'échelle Λ_{SUSY} .

4.2.2 Solution au problème de naturalité

Il a été évoqué dans le chapitre 1 la troublante sensibilité de la masse du boson de Higgs aux particules les plus lourdes de la théorie. Ainsi les couplages du champ de Higgs à un fermion f (figure 4.3) conduisent à des termes de correction de la forme

$$\delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} [-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_f) + \dots] \quad (4.6)$$

La supersymétrie introduit pour chaque fermion massif deux partenaires scalaires supersymétriques $\tilde{f}_{L,R}$ avec $m_{\tilde{f}_{L,R}} = m_f$. Ceux-ci se couplent au boson de Higgs avec la même constante de couplage λ_f (figure 4.3) et induisent des termes de corrections de la forme

$$\delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - 2m_{\tilde{f}_{L,R}}^2 \ln(\Lambda_{UV}/m_{\tilde{f}_{L,R}}) + \dots] \quad (4.7)$$

Dans ce cas, les contributions quadratiques Λ^2 à δm_h^2 qui apparaissent dans les expressions 4.6 et 4.7 se compensent exactement. Si la supersymétrie est préservée, cette annulation des divergences entre fermions et bosons se généralise à tous les ordres grâce à la relation

$$\sum_{fermions} m^2 = \sum_{bosons} m^2 \quad (4.8)$$

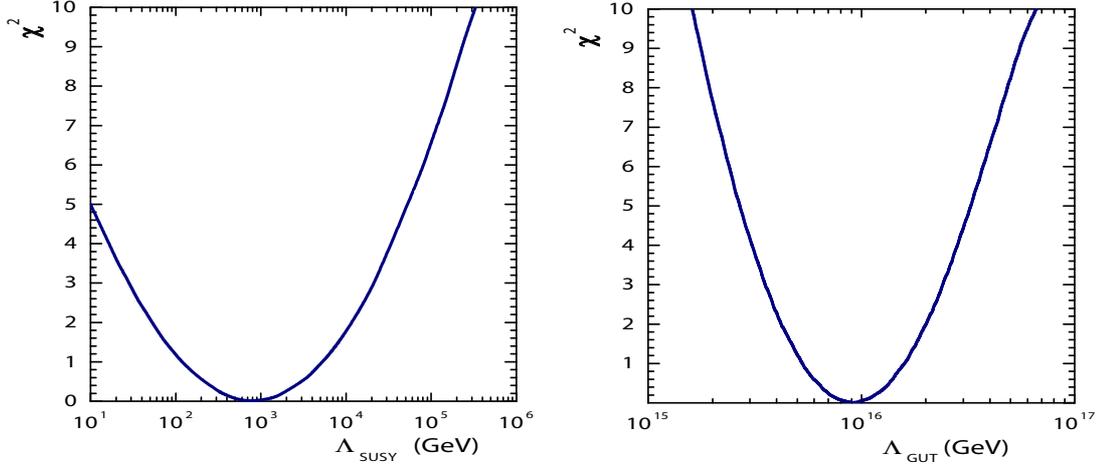


FIG. 4.2 – Valeurs du χ^2 lors de l’ajustement des échelles d’énergie Λ_{SUSY} et Λ_{GUT} .

Actuellement, aucune particule scalaire de même masse et de même nombre quantique que les particules du modèle standard n’a été observée. Cela implique que la supersymétrie est une symétrie brisée. On peut alors définir une échelle de brisure Λ_{SUSY} comme

$$\Lambda_{SUSY}^2 \equiv \sum_{bosons} m^2 - \sum_{fermions} m^2 \quad (4.9)$$

Dans ce cas, la correction δm_H^2 à la masse du boson de Higgs s’exprime

$$\delta m_H^2 \sim \lambda^2 \Lambda_{SUSY} \quad (4.10)$$

et l’on souhaite que cette correction n’excède pas la masse elle-même, i.e. $\delta m_H^2 \sim m_H^2$. Avec $\lambda \sim 10^{-1}$ et $m_H \sim 10^2 \text{ GeV}$ on obtient une échelle de brisure $\Lambda_{SUSY} \sim 10^3 \text{ GeV}$.

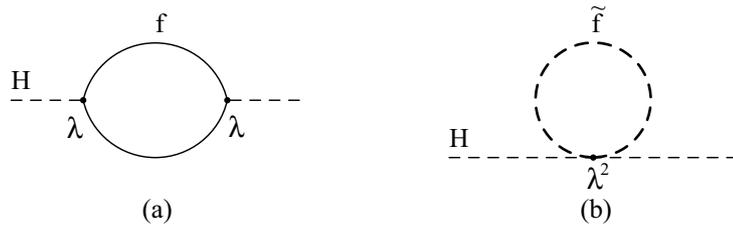


FIG. 4.3 – Corrections quantiques à la masse du boson de Higgs induites par un fermion f (a) et par son partenaire supersymétrique \tilde{f} (b)

Ces deux derniers arguments sur l’unification des constantes de couplage et sur le problème de naturalité sont importants, car il nous permettent de contraindre l’échelle de brisure de supersymétrie et nous confortent dans l’idée que les partenaires supersymétriques des particules du modèle standard seront accessibles aux prochains accélérateurs qui iront explorer la région en énergie autour du TeV .

Chiral		Vecteur	Gravité
$\begin{pmatrix} fermion \\ sfermion \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} higgsino \\ Higgs \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} boson \\ gaugino \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} graviton \\ gravitino \end{pmatrix}$

TAB. 4.1 – Les supermultiplets composant la théorie supersymétrique.

4.3 La théorie supersymétrique (SUSY)

La supersymétrie [76] est une symétrie de l'espace et du temps dont le principe est de transformer des états bosoniques en états fermioniques et vice versa selon

$$\hat{Q}|Boson\rangle = |Fermion\rangle, \quad \hat{Q}|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad (4.11)$$

où \hat{Q} , le générateur des transformations supersymétriques, est un opérateur fermionique qui modifie le spin des états par pas $\pm 1/2$. Le générateur \hat{Q} commute avec l'opérateur P^2 ce qui implique que tous les champs appartenant à un même multiplet voient leur masse dégénérée. Le nombre N de générateurs n'est pas fixé par la théorie, mais est contraint par le spin maximal des particules qu'elle contient. Si l'on veut se limiter à décrire des particules d'un spin S au plus, N doit satisfaire $N \leq 4S$. Les modèles avec $N > 1$ sont appelés modèles supersymétriques étendus. Nous considérerons dans la suite le cas le plus simple où $N = 1$.

Les champs de la théorie sont ordonnés dans des supermultiplets (table 4.1). Chaque supermultiplet doit nécessairement contenir un nombre égal de degrés de liberté bosonique et fermionique. Avec cette condition, on peut construire un premier supermultiplet d'hélicité $1/2$, appelé supermultiplet chiral, contenant deux états physiques (ϕ, ψ) , où ψ est un spineur et ϕ , son superpartenaire bosonique, un champ scalaire complexe. Le second supermultiplet possible d'hélicité 1 , appelé supermultiplet vecteur, contient lui aussi deux états physiques (λ, A_μ) , où A_μ est un boson de spin 1 et son superpartenaire λ est un spineur. Les modèles supersymétriques incluant la gravité contiennent un supermultiplet supplémentaire contenant le graviton et son superpartenaire, le gravitino, respectivement de spin 2 et $3/2$.

La supersymétrie peut être formulée en terme de superchamps prenant support dans un super-espace. Le super-espace est une extension de l'espace-temps ordinaire auquel on ajoute deux nouvelles coordonnées θ_α et $\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$. Toute transformation supersymétrique est alors interprétée comme une translation le long de ces coordonnées. Ces dernières sont des variables Grassmannienne qui satisfont l'algèbre d'anti-commutateur suivant :

$$\{\theta_\alpha, \theta_\beta\} = \{\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = \{\theta_\alpha, \bar{\theta}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (4.12)$$

Le superchamp chiral $\Phi(y, \theta, \bar{\theta})$ s'écrit

$$\Phi(y, \theta, \bar{\theta}) = \phi(y) + \sqrt{2}\theta\psi(y) + \theta\theta F(y) \quad (4.13)$$

où $y = x + i\theta\sigma\bar{\theta}$ est la coordonnée d'un point dans le super-espace. On peut développer

$\Phi(y, \theta, \bar{\theta})$ en série de Taylor sur les variable θ et $\bar{\theta}$ comme

$$\begin{aligned} \Phi(x, \theta, \bar{\theta}) = & \phi(x) + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}\partial_\mu\phi(x) + \frac{1}{4}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}\square\phi(x) \\ & + \sqrt{2}\theta\psi(x) - \frac{i}{\sqrt{2}}\theta\theta\partial_\mu\psi(x)\sigma^\mu\bar{\theta} + \theta\theta F(x) \end{aligned} \quad (4.14)$$

où ϕ , ψ et F sont appelés les composantes du superchamp. Les champs ϕ et ψ sont les superpartenaires qui apparaissent dans le supermultiplet chiral défini auparavant. Le champ scalaire complexe F est appelé champ auxiliaire. Il n'a pas de signification physique mais sa présence est nécessaire pour clore l'algèbre supersymétrique hors couche de masse.

On peut écrire de même le superchamp vecteur $V(x, \theta, \bar{\theta})$ en fonction des coordonnées dans le super-espace. Le superchamp vecteur doit être réel, et si l'on se place dans la jauge de Wess-Zumino il s'exprime comme

$$V(x, \theta, \bar{\theta}) = -\theta\sigma^\mu\bar{\theta}A_\mu(x) + i\theta\theta\bar{\theta}\bar{\lambda}(x) - i\bar{\theta}\bar{\theta}\theta\lambda(x) + \frac{1}{2}\theta\theta\bar{\theta}\bar{\theta}D(x) \quad (4.15)$$

où les champs λ et A_μ sont les superpartenaires qui apparaissent dans le supermultiplet vecteur. Le champ D est un champ auxiliaire qui n'a pas de signification physique mais qui, au même titre que F , est requis pour fermer l'algèbre supersymétrique hors couche de masse.

4.3.1 Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)

Il est impossible de ranger dans un même supermultiplet les fermions et les bosons du modèle standard pour la bonne raison que leurs nombres quantiques sont différents. Il faut donc associer à chaque fermion (resp. boson) connu un nouveau boson (resp. fermion). Le MSSM est l'extension supersymétrique la plus simple du modèle standard. Il est basé sur le même groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ que le modèle standard et ne contient que le nombre minimal de particules nécessaires à la viabilité du modèle. Son contenu en champs est résumé dans les tables 4.2 et 4.3.

Les champs de matière composant les trois générations de fermions et leur superpartenaires sont regroupés dans les supermultiplets chiraux. Les bosons de jauge de la théorie et leur jauginos associés sont rassemblés dans les supermultiplets vecteurs.

Le MSSM nécessite l'introduction de deux supermultiplets chiraux de champs de Higgs. Il y a deux raisons majeures à cela :

- La présence d'un unique partenaire fermionique au Higgs est la source d'anomalies triangulaires qui rendent la théorie non renormalisable. Celles-ci disparaissent avec la présence de deux supermultiplets de Higgs d'hypercharge $Y = +1/2$ et $Y = -1/2$. Dans ce cas, les contributions aux anomalies créées par les deux partenaires fermioniques s'annulent exactement.
- Dans le modèle standard, un seul doublet de Higgs est suffisant pour générer une masse à toutes les particules. Dans le cadre de la supersymétrie, tous les termes de Yukawa présents dans le modèle standard ne sont pas autorisés. Seuls les termes couplant des champs de même chiralité sont acceptables. C'est pourquoi il est nécessaire d'introduire deux doublets de Higgs d'hypercharge $Y = +1/2$ et $Y = -1/2$ qui se couplent respectivement aux quarks de type *up* et *down*.

Superchamp	Multiplet	spin 0	spin 1/2	$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
Φ_i	Q	$(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	(u_L, d_L)	$(3, 2, 1/6)$
	U	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, -2/3)$
	D	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, 1/3)$
	L	$(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$	(ν, e_L)	$(1, 2, -1/2)$
	E	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(1, 1, 1)$
Φ_{H_1}	H_1	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, -1/2)$
Φ_{H_2}	H_2	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, 1/2)$

TAB. 4.2 – Superchamps chiraux du MSSM. Seule la première génération est indiquée pour les champs fermioniques.

Superchamp	Multiplet	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$
V_s^α	G	\tilde{g}^α	g^α	$(8, 1, 0)$
V^a	W	\tilde{W}^a	W^a	$(1, 3, 0)$
V	B	\tilde{B}	B	$(1, 1, 0)$

TAB. 4.3 – Superchamps vecteur du MSSM. L'indice α indexe les champs de jauge liés aux huit générateurs de $SU(3)_c$. L'indice a indexe les champs de jauge liés aux trois générateurs de $SU(2)_L$.

4.3.2 Le lagrangien du MSSM

La supersymétrie ne laisse que peu de liberté pour construire un lagrangien. c'est l'un des attraits de cette théorie. Les interactions et les masses de toutes les particules sont entièrement déterminées par leur propriété de transformation sous le groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ainsi que par la donnée d'un superpotentiel W . Le langrangien peut ainsi s'exprimer en fonction des trois superchamps vecteurs V^a , V et V_s^α , des cinq superchamps chiraux Φ_i et des deux superchamps de Higgs Φ_{H_1} et Φ_{H_2} . Pour une expression complète du lagrangien du MSSM en terme de superchamps, le lecteur est invité à consulter la note [77].

Dans sa forme la plus générale, le lagrangien supersymétrique du MSSM se décompose en deux parties :

$$\mathcal{L}_{SUSY} = \mathcal{L}_{cin} + \mathcal{L}_{int} \quad (4.16)$$

Le lagrangien \mathcal{L}_{cin} contient les termes cinétiques des bosons de jauge, des jauginos et des champs de matière (fermions et sfermions). Le lagrangien \mathcal{L}_{int} contient les termes d'interaction entre les champs de jauge et de matière, les couplages de Yukawa des champs de matière ainsi que toutes les interactions entre les champs scalaires et les champs de jauge.

La seule liberté possible est celle du choix du superpotentiel W qui décrit les interactions chirales du MSSM, i.e. les couplages de Yukawa et les interactions entre les champs scalaires. C'est une fonction polynômiale des superchamps chiraux et scalaires.

Celle-ci doit rester de degré inférieur ou égal à trois pour que la théorie reste renormalisable. Le superpotentiel le plus général qui respecte l'invariance du groupe de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ s'écrit

$$W_{MSSM} = \epsilon_{ij} (y^U Q^j U^c H_2^i + y^D Q^j D^c H_1^i + y^L L^j E^c H_1^i + \mu H_1^i H_2^j) \quad (4.17)$$

$$+ \epsilon_{ij} (\lambda_1 L^i L^j E^c + \lambda_2 L^i Q^j D^c + \mu' L^i H_2^j) + \lambda_3 U^c D^c D^c$$

Pour des raisons de clarté, l'indice de somme sur les générations a été omis. L'indice $i = 1, 2$ est celui d'isospin faible. Les paramètres de couplage de Yukawa y^U, y^D , sont des matrices 3×3 . Le paramètre μ est associé à la masse du boson de Higgs. Les termes de la seconde ligne de l'équation 4.18 sont interdits dans le modèle standard, mais autorisés dans le cadre de la supersymétrie. Les trois premiers, qui contiennent λ_1, λ_2 et μ' , violent explicitement la conservation du nombre leptonique alors que le dernier, en λ_3 , viole la conservation du nombre baryonique. Pour ne pas être en contradiction avec les observations, les valeurs de ces paramètres doivent rester très faibles. Celles-ci sont très contraintes, notamment avec les mesures de temps de vie du proton [78, 79].

Un moyen élégant pour s'affranchir de ces termes est de requérir l'existence d'une symétrie discrète, la R-parité, qui interdit ces couplages. On définit la quantité conservée R_p comme

$$R_p \equiv (-1)^{3(B-L)+s} \quad (4.18)$$

où B, L et s sont respectivement le nombre baryonique, leptonique et le spin de la particule.

Ainsi les particules du modèle standard ont une R-parité égale à $+1$ et leurs partenaires supersymétriques ont une R-parité égale à -1 . Si l'on suppose que la R-parité est effectivement conservée, une interaction ne devient possible que si le produit des R-parité des particules impliquées est positif. De cela découle trois conséquences phénoménologiques notables :

- Les particules supersymétriques sont produites par paires.
- Une particule supersymétrique se désintègre en donnant un nombre impair de particules supersymétriques
- La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est stable. Cette dernière doit être neutre et interagir suffisamment faiblement pour que nous n'ayons pas été à même de la détecter jusqu'à présent.

Ce dernier point revêt une certaine importance en cosmologie, car il fait de la LSP un candidat sérieux pour la matière noire.

4.3.3 Brisure de SUSY dans le MSSM

Dans une théorie supersymétrique exacte, les fermions et les bosons sont dégénérés en masse, ce qui contredit notoirement nos observations car l'on n'observe pas, par exemple, de particules scalaires ayant les mêmes nombres quantiques que l'électron. La supersymétrie doit être une symétrie brisée à notre échelle d'énergie. On suppose tout de même qu'à une échelle d'énergie plus élevée, la supersymétrie est respectée. Celle-ci se brise spontanément en développant un état fondamental qui ne respecte plus la symétrie initiale. Le lagrangien effectif résultant à basse énergie n'est alors plus supersymétrique.

Dans le cadre du MSSM, on ne fait pas de suppositions sur l'origine et les mécanismes possibles de cette brisure. La supersymétrie est brisée 'à la main' en ajoutant au lagrangien \mathcal{L}_{SUSY} tous les termes de brisure possibles et consistant avec l'invariance de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Cependant ces termes ne doivent pas réintroduire le problème de hiérarchie et ne doivent donc pas générer de divergences quadratiques. Cette façon de procéder est appelé *brisure douce*.

Le lagrangien de notre théorie s'écrit alors

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{MSSM} + \mathcal{L}_{bris} \quad (4.19)$$

Le terme \mathcal{L}_{bris} , qui contient tous les termes de brisure douce, s'exprime

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{bris} = & - \frac{1}{2} \left(M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B} \right) + c.c. \\ & - \left(\tilde{u}_R^* a_u \tilde{Q} H_2 + \tilde{d}_R^* a_d \tilde{Q} H_1 - \tilde{e}_R^* a_e \tilde{L} H_1 \right) + c.c. \\ & - \tilde{Q}^\dagger m_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger m_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}_R^* m_u^2 \tilde{u}_R^{*\dagger} - \tilde{d}_R^* m_d^2 \tilde{d}_R^{*\dagger} - \tilde{e}_R^* m_e^2 \tilde{e}_R^{*\dagger} \\ & - m_{H_2}^2 H_2^* H_2 - m_{H_1}^2 H_1^* H_1 - (b H_1 H_2 + c.c.) \end{aligned} \quad (4.20)$$

où M_1, M_2, M_3 sont respectivement les masses des binos, winos et gluinos. Les couplages trilineaires a_u, a_d, a_e sont des matrices 3×3 dans l'espace des générations, tout comme les termes de masse $m_Q^2, m_L^2, m_u^2, m_d^2, m_e^2$. La dernière ligne de l'équation 4.20 contient les paramètres de masse $m_{H_1}^2, m_{H_2}^2$ et b des doublets de Higgs.

Alors que la supersymétrie est une théorie très contrainte, l'introduction d'un lagrangien de brisure ajoute une multitude de paramètres qui restreignent très fortement son caractère prédictif. Cette paramétrisation de notre ignorance sur l'origine de ces termes de brisure douce nous oblige à introduire pas moins de 124 nouveaux paramètres libres (79 paramètres réels et 45 phases).

Plusieurs considérations expérimentales et théoriques permettent de réduire considérablement ce nombre de paramètres. La forme des matrices de masses est par exemple très contrainte par les limites sur les changements de saveur par courant neutre (mélange $K_0 \bar{K}_0$), la conservation du nombre leptonique ($\mu \rightarrow e \gamma$) ou la violation de CP. Il est également naturel d'imposer qu'à l'échelle de grande unification les masses M_1, M_2, M_3 des jauginos et les masses des sfermions s'unifient à des valeurs communes $m_{1/2}$ et m_0 . On peut aussi requérir l'universalité des couplages trilineaires A_0 . La valeur de ces paramètres, à l'échelle d'énergie électrofaible, se déduit des équations du groupe de renormalisation. En pratique, les modèles décrivant les mécanismes possibles de brisure de supersymétrie imposent généralement des contraintes plus fortes sur l'apparition de ces termes de brisure douce. Ces différents modèles seront discutés par la suite.

4.3.4 Brisure électrofaible dans le MSSM

Contrairement au modèle standard, où le potentiel scalaire V est arbitraire et est contraint seulement par les invariances de jauge, le potentiel scalaire supersymétrique V_{Higgs} est complètement déterminé par la donnée du superpotentiel W_{MSSM} (4.18) et par

les termes de brisure douce (4.20). Il s'écrit

$$V_{Higgs} = m_1^2 |H_1|^2 + m_2^2 |H_2|^2 + b(H_1 H_2 + c.c.) \quad (4.21)$$

$$+ \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) (|H_1|^2 - |H_2|^2)^2 + \frac{g^2}{2} |H_1^* H_2|^2 \quad (4.22)$$

où $m_1^2 \equiv m_{H_1}^2 + |\mu|^2$, $m_2^2 \equiv m_{H_2}^2 + |\mu|^2$. Les couplages quartiques d'auto-interaction des Higgs étant déterminés par les interactions de jauge, ce potentiel ne dépend que des trois paramètres indépendants m_1 , m_2 et b .

Contrairement au modèle standard où l'on force le paramètre μ^2 du potentiel de Higgs à être négatif pour assurer la brisure électrofaible, dans le cadre du MSSM celle-ci découle naturellement de la brisure de supersymétrie par un phénomène appelé brisure électrofaible radiative. Il a déjà été évoqué qu'à l'échelle de grande unification Λ_{GUT} les masses m_{H_1} et m_{H_2} sont égales :

$$m_1(\Lambda_{GUT}) = m_2(\Lambda_{GUT}) = m_0^2 \quad (4.23)$$

Toutefois les champs H_1 et H_2 ne couplent pas aux mêmes types de quarks. Leur masse évolue alors de façon différente entre l'échelle de grande unification et l'échelle électrofaible. Comme H_2 couple au quark top, m_{H_2} va diminuer beaucoup plus rapidement ($m_2 < m_1$) et éventuellement devenir négatif (figure 4.4). Dans ce cas le potentiel V_{Higgs} devient borné inférieurement avec une valeur minimale non nulle. L'apparition d'un minimum non trivial brise l'invariance de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ comme dans le cas du modèle standard.

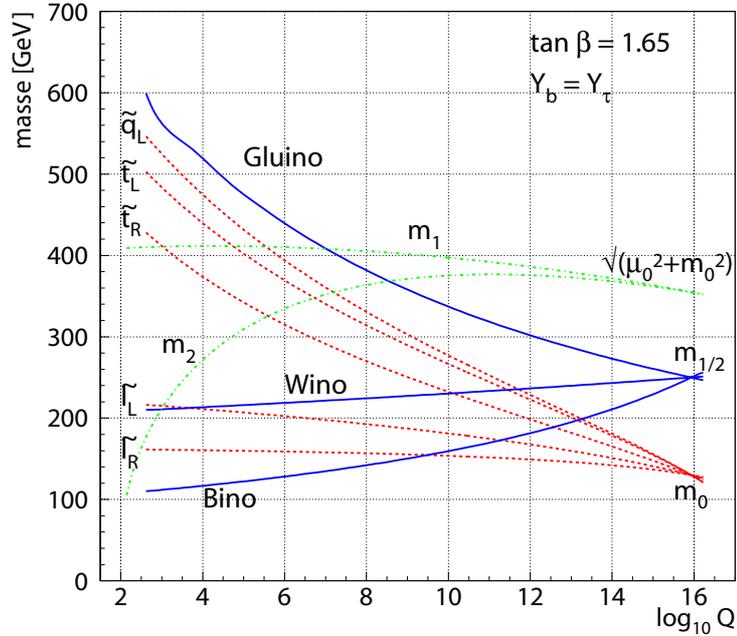


FIG. 4.4 – Evolution de la masse des sparticules et des paramètres m_1 et m_2 en fonction de l'échelle d'énergie Q .

On peut effectuer une transformation de jauge et redéfinir les champs de Higgs pour que les valeurs dans le vide de leur composante neutre soient $\langle H_1 \rangle \equiv v_1$ et $\langle H_2 \rangle \equiv v_2$, toutes deux positives. Ces valeurs sont reliées à la masse du boson Z et aux couplages électrofaibles par la relation :

$$v^2 \equiv v_1^2 + v_2^2 = \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2) \simeq (174 \text{ GeV})^2 \quad (4.24)$$

On définit habituellement l'angle β par la relation

$$\tan \beta \equiv \frac{v_2}{v_1} \quad (4.25)$$

La valeur de β n'est pas fixée expérimentalement, mais on doit nécessairement avoir $0 \leq \beta \leq \pi/2$.

Sur les huit degrés de liberté des deux doublets de Higgs, trois ne sont pas physiques et sont interprétés comme des bosons de Goldstone qui contribuent à générer la masse des bosons vecteurs Z^0 et W^\pm . Les degrés restant sont physiques et correspondent à cinq particules de Higgs. Les mélanges entre les doublets de Higgs sont paramétrés de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Im}[H_2^0] \\ \text{Im}[H_1^0] \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

où G^0 est le boson de Goldstone générant la masse du Z^0 et A^0 est un Higgs CP-impair neutre. Les deux Higgs chargés H^+ , H^- ainsi que les deux bosons de Goldstone générant la masse de W^\pm sont définis par la relation

$$\begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \beta & -\cos \beta \\ \cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_1^{+*} \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

avec $G^- = G^{+*}$ et $H^- = H^{+*}$. Les parties réelles des composantes neutres se mélangent pour donner un Higgs CP-pair léger h^0 et un Higgs lourd H^0

$$\begin{pmatrix} h^0 \\ H^0 \end{pmatrix} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{Re}[H_2^0] - v_2 \\ \text{Re}[H_1^0] - v_1 \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

où l'angle de mélange α est défini par la relation

$$\tan 2\alpha = -\tan 2\beta \left(\frac{m_A^2 + M_Z^2}{m_A^2 - M_Z^2} \right) \quad (4.29)$$

La masse de ces différents champs de Higgs à l'arbre s'exprime comme

$$m_{A^0}^2 = 2b/\sin 2\beta \quad (4.30)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \quad (4.31)$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right) \quad (4.32)$$

et obéit aux relations de hiérarchie

$$m_{H^\pm} \geq M_W ; m_h \leq m_Z \leq m_H ; m_h \leq m_A \quad (4.33)$$

A l'arbre, le secteur du Higgs est entièrement décrit par les deux paramètres m_{A^0} et $\tan\beta$. Si l'on ne tient pas compte des corrections radiatives, la masse du Higgs le plus léger, m_h , est inférieure à celle du Z^0 . Toutefois, celle-ci est sujette à d'importantes corrections radiatives qui introduisent des dépendances sur les masses m_t , $m_{\tilde{t}}$ ainsi que sur le paramètre de mélange du squark top. Il en résulte que

$$m_h^2 \leq m_Z^2 \cos 2\beta + \frac{3g^2}{4\pi^2} \frac{m_t^3}{m_W^2} \ln \frac{m_{\tilde{t}}^2}{m_t^2} \quad (4.34)$$

Dans le cas d'un couplage maximal ($A_t = \sqrt{6}M_{SUSY}$) on obtient une limite supérieure et indépendante de modèle de 140 GeV [80]. Des hypothèses supplémentaires permettent de contraindre un peu plus cette limite. Celle-ci est intéressante car elle reste compatible avec les limites expérimentales actuelles sur la recherche du boson de Higgs.

La version contrainte du MSSM (CMSSM), où l'on fait les hypothèses d'universalité mentionnées plus haut, ne dépend finalement plus que des cinq paramètres suivants :

$$m_0, m_{1/2}, \mu, A_0, \tan\beta \quad (4.35)$$

Plusieurs considérations théoriques et résultats expérimentaux viennent réduire l'espace des paramètres autorisés [81] :

$$\begin{aligned} m_0 &> 100 \text{ GeV} \\ m_{1/2}, \mu &< 2 \text{ TeV} \\ |A_0| &< 3m_0 \\ 1 &< \tan\beta < 70 \end{aligned} \quad (4.36)$$

4.3.5 Neutralinos et charginos

Une fois la supersymétrie brisée, les particules de mêmes nombres quantiques se mélangent. Les deux higgsinos ($\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$) et les deux jauginos neutres (\tilde{B}, \tilde{W}^0) se combinent pour former quatre états de masse $\tilde{\chi}_i^0$ ($i = 1, \dots, 4$, du plus léger au plus lourd par convention) appelé neutralinos. Ce mélange est paramétré comme suit

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{\chi}_2^0 \\ \tilde{\chi}_3^0 \\ \tilde{\chi}_4^0 \end{pmatrix} = M_{\tilde{N}} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix} \quad (4.37)$$

où la matrice de $M_{\tilde{N}}$ s'écrit

$$M_{\tilde{N}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos\beta \sin\theta_W m_Z & \sin\beta \sin\theta_W m_Z \\ 0 & M_2 & \cos\beta \cos\theta_W m_Z & -\sin\beta \cos\theta_W m_Z \\ -\cos\beta \sin\theta_W m_Z & \cos\beta \cos\theta_W m_Z & 0 & -\mu \\ \sin\beta \sin\theta_W m_Z & -\sin\beta \cos\theta_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (4.38)$$

La masse des neutralinos est obtenue en diagonalisant $M_{\tilde{N}}$ et leurs couplages sont entièrement déterminés par les quatre paramètres M_1 , M_2 , μ et $\tan\beta$.

Il en va de même pour les higgsinos ($\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_1^-$) et les jauginos chargés (\tilde{W}^\pm) qui se combinent pour former quatre états de masse $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ appelés charginos. Ce mélange est paramétré comme suit

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^+ \\ \tilde{\chi}_2^+ \\ \tilde{\chi}_1^- \\ \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix} = M_{\tilde{C}} \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix} \quad (4.39)$$

où la matrice de $M_{\tilde{C}}$ s'écrit

$$M_{\tilde{C}} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{X}^T \\ \mathbf{X} & 0 \end{pmatrix}; \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} m_W \sin\beta \\ \sqrt{2} m_W \cos\beta & \mu \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

4.3.6 Brisure spontanée de SUSY

Briser la supersymétrie par l'ajout manuel de termes de brisure douce est une solution peu élégante. Le problème fondamental est de déterminer les mécanismes sous-jacents qui conduisent à une brisure spontanée de la supersymétrie et à l'apparition des ces termes doux.

Une symétrie est dite spontanément brisée lorsque l'état de vide n'est plus invariant sous cette symétrie, i.e.

$$Q|0\rangle \neq 0 \quad (4.41)$$

La supersymétrie ne fait pas exception à cette règle, et cela n'est possible que si les champs auxiliaires F ou D acquièrent une vev non nulle. Cela conduit à deux mécanismes possibles selon que la brisure a lieu dans la partie chirale (type D) ou dans la partie vectorielle (type F).

La brisure de type D, appelé mécanisme de Fayet-Iliopoulos [82], est peu favorisé car elle ne conduit pas à des modèles phénoménologiques viables. Les modèles où la supersymétrie est brisée par $\langle F_i \rangle \neq 0$ sont appelés modèles de O'Raifeartaigh [83]. Pour cela, on ajoute des multiplets chiraux singlet de jauge et l'on modifie le superpotentiel de sorte à ce qu'il n'y ait pas de solution triviale $\langle F_i \rangle = 0$ pour les champs auxiliaires associés à ces multiplets. A cette symétrie brisée est associé un boson de Goldstone qui dans ce cas est un fermion appelé goldstino [84, 85]. Par un mécanisme dit de super-Higgs, similaire au mécanisme de Higgs du modèle standard, cette particule est absorbée en tant que composante longitudinale du gravitino, le partenaire supersymétrique de spin 3/2 du graviton, qui devient massif. Sa masse est traditionnellement notée $m_{3/2}$ et est de l'ordre

$$m_{3/2} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_p} \quad (4.42)$$

où $M_p = 2.4 \times 10^{18} GeV/c^2$ est la masse réduite de Planck.

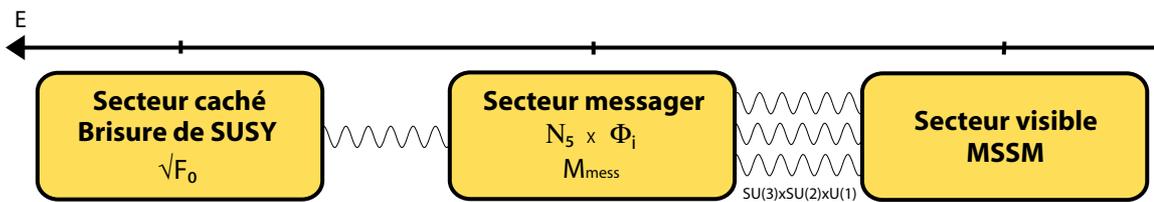


FIG. 4.5 – Diagramme représentant les différentes échelles d'énergie et les différents secteurs intervenant dans le modèle supersymétrique GMSB.

Malheureusement, aucun de ces mécanismes ne peut prendre place dans une extension supersymétrique du modèle standard. Il n'y a en effet aucun supermultiplet singlet de jauge dont les champs auxiliaires pourraient développer une *vev* non nulle sans pour autant violer l'invariance de jauge $SU(3)$ ou $U(1)$. C'est pourquoi il est nécessaire d'introduire un secteur caché contenant les champs brisant la supersymétrie. Cette brisure est communiquée au secteur du MSSM par l'intermédiaire de champs *messagers* d'une interaction qui couple aux deux secteurs. L'origine de cette interaction n'est pas déterminée et plusieurs alternatives sont envisagées, chacune avec une phénoménologie bien particulière.

Le modèle le plus usité est celui où les termes de brisure douce sont générés à l'échelle de Planck et où cette médiation est réalisée par le biais de l'interaction gravitationnelle. Ce modèle, dit de super-gravité (SUGRA) [86, 87], a longtemps été l'approche phénoménologique la plus usitée. Bien qu'attrayant théoriquement, les modèles de type SUGRA souffrent de l'absence de suppression naturelle de la violation de saveur. Ces problèmes peuvent être résolus à l'aide de certaines hypothèses supplémentaires [88] ou en admettant que ces violations existent mais que leurs effets soient trop faibles pour être observés [89, 90]. Toutefois, une alternative intéressante est apportée par les théories de type GMSB (gauge mediated SUSY breaking) [91, 92]. La brisure de supersymétrie a lieu à une échelle d'énergie beaucoup plus faible que l'échelle de Planck et est transmise au secteur du MSSM par des interactions de jauge, ce qui supprime les problèmes de violation de saveur. Ce modèle et la phénoménologie en résultant sont détaillés dans la partie suivante.

4.4 Gauge mediated SUSY breaking

4.4.1 Principe

Dans les modèles GMSB [93] la brisure de supersymétrie a lieu dans un secteur caché à une échelle d'énergie $\sqrt{F_0}$ (figure 4.5). Contrairement au modèle de type SUGRA, cette brisure n'est pas générée à l'échelle de Planck mais à une échelle d'énergie très inférieure. La physique du secteur caché nous est inconnue, mais on suppose que ce secteur contient des particules lourdes de nombres quantiques non compatibles avec le modèle standard. Les composantes scalaires S et auxiliaires F d'un superchamp chiral S , singlet de jauge, acquièrent des *vev* $\langle S \rangle$ et $\langle F \rangle$ non nulles et brisent la supersymétrie selon un

mécanisme de O’Raifeartaigh.

Cette brisure est transmise par la présence de nouveaux supermultiplets chiraux appelés messagers. Ces derniers couplent à la fois au secteur caché et, de manière indirecte, aux particules du MSSM par l’intermédiaire des interactions de jauge du groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Les interactions gravitationnelles entre la source de brisure de supersymétrie et le MSSM sont toujours présentes, mais celles-ci sont suffisamment faibles devant les interactions de jauge ordinaire pour que leur contribution soit négligeable.

Le secteur des messagers se compose d’un ensemble de N_5 familles de superchamps chiraux Φ . L’unification des constantes de couplage à plus haute énergie nécessite que ces superchamps se transforment comme des représentations irréductibles $5 \oplus \bar{5}$ de $SU(5)$, le groupe le plus simple de grande unification qui contient $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Dans sa version minimale le modèle ne compte qu’une seule famille de superchamps ($N_5 = 1$).

Le couplage entre le secteur caché et le secteur des messagers est décrit par le superpotentiel :

$$W_{mess} = \lambda_i S \bar{\Phi}_i \Phi_i \quad (4.43)$$

Les termes de masse, après brisure de supersymétrie, sont obtenus en remplaçant les composantes scalaires et auxiliaires de S par leur *vev* respectives dans l’expression du potentiel. Ainsi la masse des fermions s’écrit

$$m_{fermions} = \lambda_i \langle S \rangle \quad (4.44)$$

et celle des scalaires

$$m_{scalaires}^2 = |\lambda_i \langle S \rangle|^2 \pm |\lambda_i \langle F \rangle| \quad (4.45)$$

Une fois la supersymétrie brisée, les champs du secteur des messagers ont des masses proches. Il est alors commode de définir l’échelle d’énergie caractéristique des champs messagers par

$$M_{mess} \equiv \lambda_i \langle S \rangle \quad (4.46)$$

On définit également l’échelle effective de brisure Λ par

$$\Lambda \equiv \frac{\langle F \rangle}{M_{mess}} \quad (4.47)$$

La brisure de supersymétrie du secteur messenger est finalement transmise aux particules du MSSM par l’intermédiaire de corrections radiatives. Dans la limite $\Lambda \ll M_{mess}$, les jauginos acquièrent une masse M_i grâce à des diagrammes à une boucle (figure 4.6) qui s’exprime

$$M_i = \frac{\alpha_i}{4\pi} N_5 \Lambda \quad (4.48)$$

où les α_i sont les constantes de couplage ($i = 1, 2, 3$ pour $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$) et $k_1 = 5/3$, $k_2 = k_3 = 1$. La masse des sfermions est générée par les contributions des diagrammes à deux boucles de la figure 4.7 et s’exprime :

$$m_f^2 = 2N_5 \Lambda^2 \left[k_1 \left(\frac{Y}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_1}{4\pi} \right)^2 + k_2 C_2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + k_3 C_3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 \right] \quad (4.49)$$

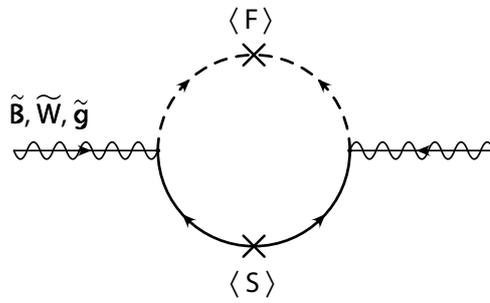


FIG. 4.6 – Diagramme à une boucle contribuant à la masse des jauginos du MSSM dans le cadre de la théorie GMSB.

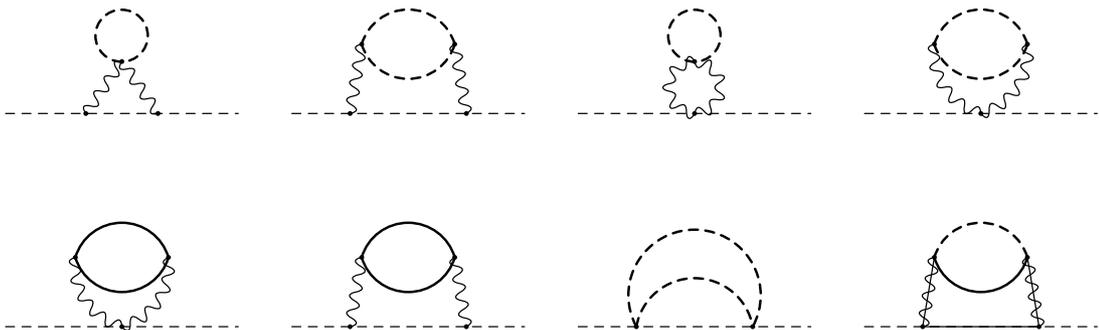


FIG. 4.7 – Diagrammes à deux boucles contribuant à la masse des scalaires du MSSM dans le cadre de la théorie GMSB. Les bosons de jauge relient les scalaires à la boucle qui est parcourue par les champs messagers

où Y est l'hypercharge, $C_2 = 3/4$ pour les doublets de $SU(2)_Y$ et 0 pour les singlets, $C_3 = 4/3$ pour les squarks et 0 pour les autres scalaires.

Dans les modèles GMSB les paramètres M_{mess} et $F \equiv \langle F \rangle$ sont arbitraires et on s'attend à ce que $M_{mess} \ll M_p$. Pour avoir des particules supersymétriques de masse de l'ordre du TeV , l'échelle de brisure de supersymétrie doit être de l'ordre de $\sqrt{F} \sim 10^{11} GeV$

Une autre caractéristique importante du modèle concerne la masse du gravitino. Ce dernier devient massif après la brisure spontanée de supersymétrie par le mécanisme de super-Higgs décrit plus haut. Sa masse $m_{3/2}$ est directement reliée à l'échelle de brisure \sqrt{F} et s'exprime

$$m_{3/2} = \frac{F}{k\sqrt{3}M_p} = \frac{1}{k} \left(\frac{\sqrt{F}}{100 TeV} \right)^2 2.4 eV \quad (4.50)$$

où le paramètre k est défini comme le rapport $k \equiv F/F_0$

Le paramètre F représente la différence de masse entre les bosons et les fermions du secteur messenger alors que le paramètre F_0 représente l'échelle fondamentale de brisure de supersymétrie ($F_0 > F$). La valeur de k dépend de la façon dont la brisure de supersymétrie est communiquée au secteur des messagers. Dans tous les cas on a $k < 1$ et probablement $k \ll 1$. Si $M_{mess} \ll M_p$, le gravitino est la plus légère des particules supersymétriques (LSP). Certains arguments théoriques [94] sur la courbure de l'univers nécessitent une limite supérieure à la masse du gravitino $m_{3/2} \leq 1 keV$ alors que des expériences en accélérateur [95] imposent une limite inférieure $m_{3/2} \geq 2.10^{-2} eV$.

Le modèle GMSB est très prédictif car l'ensemble du spectre supersymétrique est entièrement déterminé par la donnée des ces paramètres :

$$\Lambda, M_{mess}, N_5, \tan\beta, \text{signe}(\mu) = \pm 1, C_{grav} \quad (4.51)$$

La valeur absolue du paramètre μ est déterminée à partir des mesures de la masse du Z^0 et des conditions de brisure radiative de la symétrie électrofaible, seule reste une ambiguïté sur son signe. Le gravitino acquiert sa masse non seulement à partir du secteur messenger mais également à partir de toute autre source de brisure de SUSY (probablement dans des secteurs cachés plus complexes). Le paramètre $C_{grav} \geq 1$ est défini comme le rapport de la masse du gravitino sur sa valeur si l'unique source de brisure de supersymétrie est $\langle F \rangle$.

4.4.2 Phénoménologie

4.4.2.1 NLSP

Il a été évoqué que dans les modèles GMSB, la particule supersymétrique la plus légère est le gravitino \tilde{G} avec une masse $m_{3/2} \ll 1 GeV$. La particule dont la masse est immédiatement supérieure à celle du gravitino est nommée NLSP (Next to Lightest SUSY Particle). La nature de la NLSP joue un rôle important dans la phénoménologie du modèle. Si l'on suppose que la R-parité est conservée, ce que l'on admet dans la suite de ce

document, toutes les particules du MSSM avec $R_p = -1$ se désintègrent en cascade pour aboutir à la NLSP. En fonction de $\sqrt{F_0}$ les interactions du gravitino, bien que beaucoup plus faibles que les interactions de jauge ou de Yukawa, peuvent être suffisamment intenses pour être visibles dans les expériences sur collisionneur. Ainsi la NLSP se désintègre pour donner invariablement un gravitino \tilde{G} selon $NLSP \rightarrow X\tilde{G}$, où X dépend de la nature de la NLSP. La NLSP est généralement un neutralino (χ_1^0) pour les faibles valeurs de $\tan\beta$ avec $N_5 = 1$ et un slepton $\tilde{\tau}$ lorsque $N_5 > 1$. Il existe également une région restreinte de l'espace des paramètres (grand N , petit Λ) où la NLSP est un sneutrino $\tilde{\nu}_L$. Dans la suite de cette étude, on se placera au point particulier $G1$ (table 4.4) de l'espace des paramètres où la NLSP est le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Le spectre de masse des particules supersymétriques pour ce même point est résumé dans la table 4.5. Les expériences CDF [96] et $D0$ [97] donnent des limites inférieures respectivement de 65 GeV et de 75 GeV sur la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, de 120 GeV et de 150 GeV sur la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$.

Point	Λ (TeV)	M_{mess} (TeV)	N_5	$\tan\beta$	$sgn(\mu)$	C_{grav}
G1	90	500	1	5.0	+	-

TAB. 4.4 – Paramètres du modèle GMSB au point $G1$ considéré [33]. Le paramètre C_{grav} est un paramètre libre dont dépend la masse du gravitino et la longueur de désintégration de la NLSP. La topologie des événements GMSB est conditionnée par la valeur de C_{grav}

Particule	Masse (GeV)	Particule	Masse (GeV)	Particule	Masse (GeV)
\tilde{g}	733	\tilde{u}_L	958	\tilde{e}_L	324
$\tilde{\chi}_1^\pm$	218	\tilde{u}_R	915	\tilde{e}_R	161
$\tilde{\chi}_2^\pm$	456	\tilde{d}_L	961	$\tilde{\nu}_e$	315
$\tilde{\chi}_1^0$	117	\tilde{d}_R	911	$\tilde{\tau}_1$	161
$\tilde{\chi}_2^0$	218	\tilde{t}_1	824	$\tilde{\tau}_2$	324
$\tilde{\chi}_3^0$	436	\tilde{t}_2	938	$\tilde{\nu}_\tau$	314
$\tilde{\chi}_4^0$	457	\tilde{b}_1	909	h	109
		\tilde{b}_2	919	H	545
				A	543
				H^\pm	549

TAB. 4.5 – Masses des particules supersymétriques du modèle GMSB au point $G1$ (table 4.4) obtenues avec ISAJET 7.64 [98]. Les deux premières générations de squarks et de sleptons étant dégénérées en masse, seule la première apparaît. Le gravitino ne figure pas dans la liste car sa masse ne dépend que de C_{grav} .

Une propriété intéressante des modèles GMSB est liée au temps de vie du χ_1^0 . Celui-ci dépend directement du paramètre de brisure totale de supersymétrie F_0 et de la masse

$m_{\tilde{\chi}_1^0}$. La longueur caractéristique de désintégration $c\tau$ est donnée par la relation [99]

$$c\tau = \frac{1}{k_\gamma} \left(\frac{100 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\chi}_1^0}} \right)^5 \left(\frac{\sqrt{F_0}}{100 \text{ TeV}} \right)^4 \times 10^{-2} \text{ cm} \quad (4.52)$$

où $k_\gamma = |N_{11}\cos\theta_W + N_{12}\sin\theta_W|$ avec θ_W l'angle de Weinberg, et N_{ij} les angles de mélange du neutralino. Dans la plupart des cas la composante dominante du neutralino est celle du \tilde{B} d'où $k_\gamma \simeq \cos\theta_W$.

Pour des valeurs de $\sqrt{F_0}$ raisonnables, i.e. en dessous de 10^{10} GeV et jusqu'à quelques dizaines de TeV , le temps de vie du neutralino est macroscopique et les couplages du gravitino sont suffisants pour que le neutralino se désintègre dans le volume typique d'un détecteur. Pour des valeurs de C_{grav} de 1.0 et de 10^3 on obtient respectivement des longueurs de désintégration de 1.2 mm et de 1 km . On a ainsi la possibilité de déterminer $\sqrt{F_0}$ expérimentalement par la mesure du temps de vie et de la masse du neutralino selon l'équation 4.52.

Les différents modes possibles de désintégration du neutralino sont résumés dans la table 4.6. Sa composante majoritaire étant le bino \tilde{B} , le neutralino se désintègre de préférence en donnant un photon ou un Z^0 . Toutefois ce dernier mode est défavorisé cinétiquement par un facteur β^8 [100] ce qui rend son rapport d'embranchement plus faible. Dans une petite fraction des événements (2%), la NLSP se désintègre en une paire de Dalitz. On peut également observer, lorsque la composante higgsino du neutralino est importante, le mode $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow h^0 \tilde{G}$ mais son rapport d'embranchement reste inférieur à 0.1%. Dans la simulation des événements réalisée dans cette étude, les neutralinos se désintègrent tous en donnant un photon et un gravitino.

Mode	Rapport d'embranchement (%)
$\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{G} \gamma$	97.1
$\tilde{G} e^+ e^-$	2.0
$\tilde{G} Z^0$	0.9

TAB. 4.6 – Principaux modes de désintégration du neutralino avec les rapports d'embranchement associés du modèle GMSB au point $G1$

4.4.3 Topologie des événements GMSB

La topologie des événements GMSB ne dépend pas seulement du type de la NLSP, que nous supposons être ici le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, mais également de son temps de vie qui est lié à la masse du gravitino et au paramètre C_{grav} . Les topologies suivantes sont alors attendues :

- Si la masse du gravitino est inférieure à quelques eV , alors le temps de vie du neutralino est négligeable et ce dernier se désintègre immédiatement après sa production.

Les particules supersymétriques étant produites par paires, la signature d'un tel événement est caractérisée par la présence de deux photons énergétiques provenant du point d'interaction et par de l'énergie manquante.

- Pour une masse du gravitino comprise entre quelques eV et $100 eV$, le temps de vie du neutralino est "intermédiaire" et sa désintégration a lieu dans le volume du détecteur. La signature caractéristique est la présence de deux photons non-pointants, i.e. originaire de vertex secondaires fortement décalés par rapport au point d'interaction, qui atteignent le calorimètre électromagnétique avec quelques nano-secondes de retard. La reconstruction de ces événements présente un vrai défi en termes de performances du détecteur, celles-ci étant optimisées pour des particules pointantes.
- Pour des masses du gravitino supérieures à $100 eV$, le neutralino est quasi stable et se désintègre majoritairement à l'extérieur du volume fiduciel du détecteur. On a dans ce cas pour unique signature de l'énergie manquante et seule des recherches indirectes de production de neutralinos sont possibles.

Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons en particulier aux cas où le temps de vie du neutralino est intermédiaire. Sa longueur de désintégration sera typiquement comprise entre quelques dizaines de centimètres et quelques mètres, générant de la sorte des photons non pointants dans le détecteur.

4.4.4 Production de particules supersymétrique au LHC

La production de particules supersymétriques se fait par paires pour assurer la conservation de la R-parité. Les squarks et les gluinos sont produits par interactions fortes selon les processus $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$, $pp \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}$, $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ (figure 4.8). C'est le mode de production dominant de sparticules si celles-ci sont accessibles au LHC. La production directe de charginos, neutralinos et sleptons est réalisée selon $pp \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^0$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_j^\pm \tilde{\chi}_i^\mp$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_j^0 \tilde{\chi}_i^0$, $pp \rightarrow \tilde{l}^\pm \tilde{l}^\mp$, $pp \rightarrow \tilde{l}^\pm \tilde{\nu}$ et $pp \rightarrow \tilde{\nu}\tilde{\nu}$ (figure 4.9). Ces derniers modes de production impliquent des processus électrofaibles ou des échanges de squarks, ce qui conduit à un taux de production plus faible. En pratique, ces particules sont produites de façon beaucoup plus abondantes dans les longues chaînes de désintégration des squarks et des gluinos. Les principaux modes de désintégration qui interviennent dans ces cascades sont listés dans la table 4.7. La table 4.8 récapitule les sections efficaces de ces modes de production pour le point $G1$ considéré de l'espace des paramètres du modèle GMSB.

4.4.5 Canal d'analyse

Dans les chapitres suivants nous étudierons l'influence des performances du détecteur ATLAS, et plus particulièrement de celles de son calorimètre électromagnétique, sur la détermination de la masse des sleptons des deux premières générations et de celle du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Pour cela nous nous intéresserons à une chaîne de désintégration décrite sur la figure 4.11 qui implique la production de neutralinos par la désintégration d'un slepton (sélectron ou smuon).

Les processus partoniques de l'interaction proton-proton ne conduisent à la création

Modes de désintégrations				
$\tilde{g} \longrightarrow \tilde{\chi}_i^\pm q\bar{q}'$	$\tilde{q} \longrightarrow \tilde{\chi}_i^\pm q'$	$\tilde{\chi}_i^0 \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 X$	$\tilde{\chi}_2^\pm \longrightarrow \tilde{\chi}_1^\pm X$	$\tilde{l} \longrightarrow \tilde{\chi}_i^0 l$
$\tilde{\chi}_i^0 q\bar{q}$	$\tilde{\chi}_i^0 q$	$\tilde{\chi}_1^0 \longrightarrow \tilde{G} \gamma$	$\tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$	
	$\tilde{g} q$	$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow \tilde{l}_R^\pm l^\mp$	$\tilde{\chi}_1^\pm \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^\pm$	
		$\tilde{\chi}_1^0 X$		

TAB. 4.7 – Modes de désintégration prépondérants dans les cascades initiés par la désintégration des spartons.

Mode de production	$\sigma(pb)$
$pp \longrightarrow$ 2 spartons	6.6
2 jauginos ou jaugino+sparton	1.3
2 sleptons	0.1
$pp \longrightarrow$ sparticules	8.0

TAB. 4.8 – Sections efficaces de production de particules supersymétriques au LHC pour le point G1 du modèle GMSB. Ces valeurs sont calculées à l'aide de Herwig 6.5 [101, 102] et de Isajet 7.64 [98].

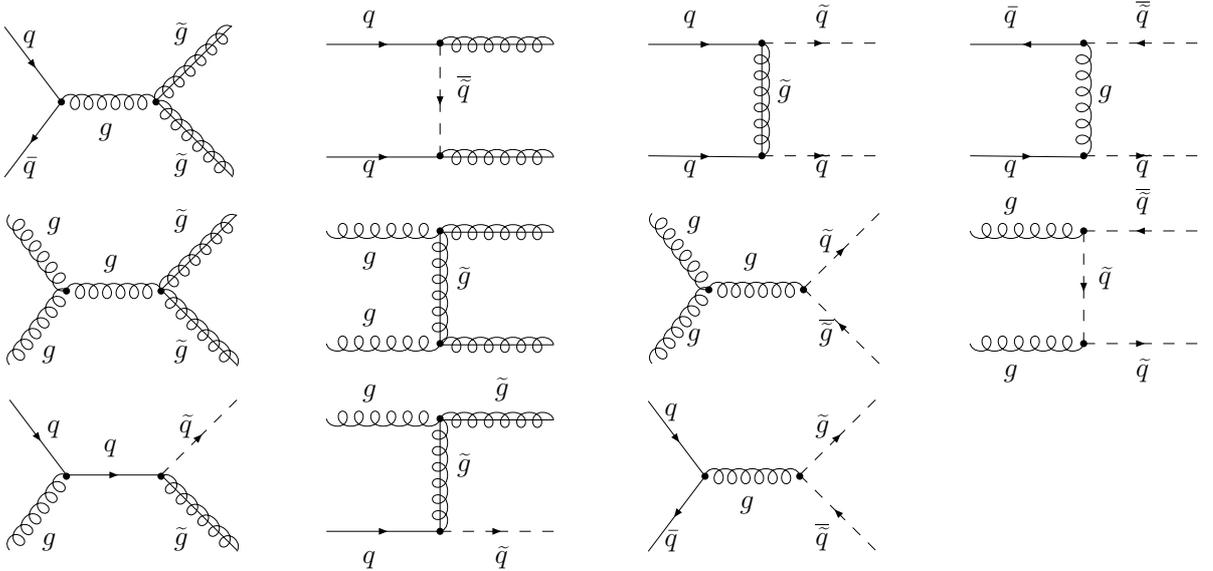


FIG. 4.8 – Graphes de Feynman associés à la production de squarks et de gluinos.

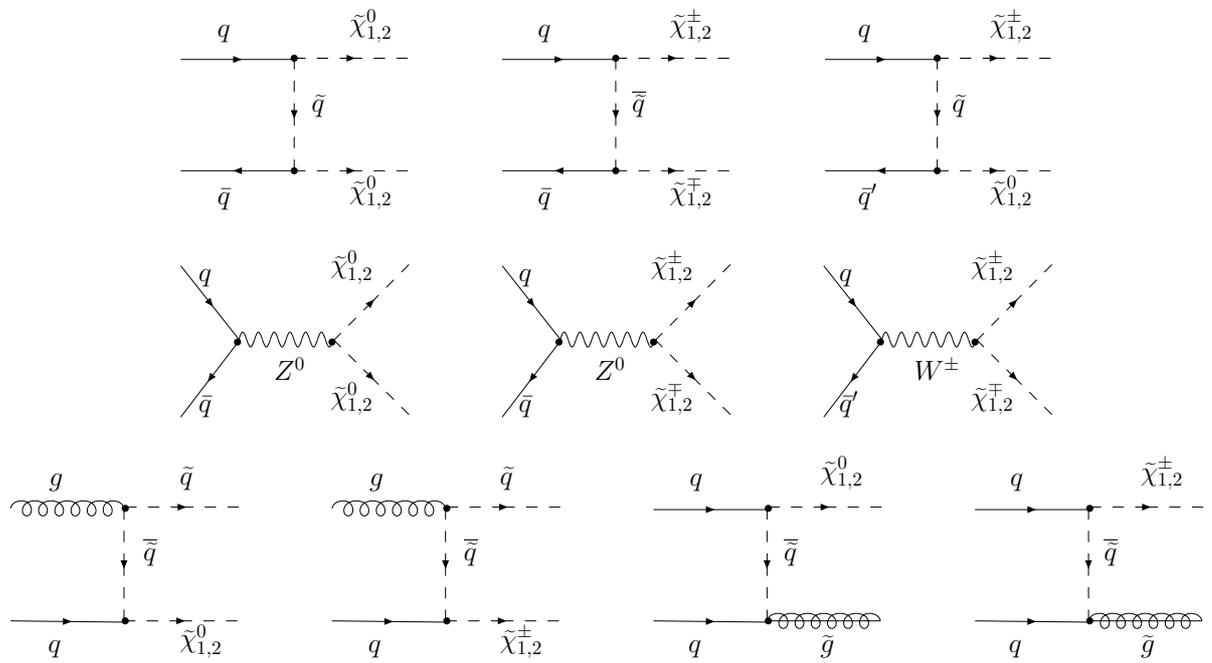


FIG. 4.9 – Graphes de Feynman associés à la production de jauginos.

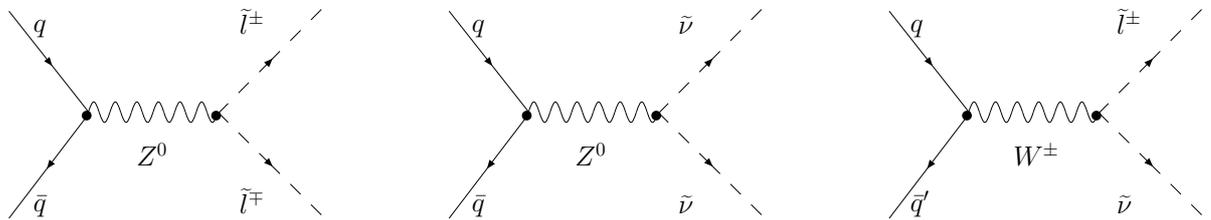


FIG. 4.10 – Graphes de Feynman associés à la production de sleptons.

directe de paires de sleptons $\tilde{l}_R^\pm \tilde{l}_R^\mp$ qu'avec une probabilité inférieure à 1%. Les sleptons sont toutefois produits de façon beaucoup plus abondante dans les chaînes de désintégration de particules supersymétriques. Les sleptons droits des deux premières générations sont exclusivement produits par la désintégration de neutralinos (table 4.9). Ces derniers proviennent principalement de la désintégration de gluinos ou de squarks. Les sleptons produits se désintègrent selon $\tilde{l}_R^\pm \longrightarrow \tilde{\chi}_1^0 l^\pm$ avec un rapport d'embranchement de 1. La figure 4.12 montre les chaînes de désintégrations typiques conduisant au signal étudié.

Rapport d'embranchement		
$\tilde{\chi}_2^0 \longrightarrow$	$\tilde{l}_R^\pm l^\mp$	0.519
$\tilde{\chi}_3^0 \longrightarrow$	$\tilde{l}_R^\pm l^\mp$	0.002
$\tilde{\chi}_4^0 \longrightarrow$	$\tilde{l}_R^\pm l^\mp$	0.012

TAB. 4.9 – Canaux de désintégrations conduisant à la production de sleptons droits (sélectron ou smuon)

Nous considérerons le cas où le neutralino a un temps de vie intermédiaire et se désintègre avec une longueur caractéristique $c\tau = 100 \text{ cm}$ en générant un photon non pointant. Nous recherchons donc des événements avec les signatures suivantes :

- Plusieurs jets, provenant des squarks et gluinos produits dans la chaîne de désintégration.
- De l'énergie manquante, provenant des gravitinos échappant à la détection.
- Au moins deux leptons isolés.
- Au moins deux photons isolés et non pointants.

La reconstruction de la direction des photons non pointants ainsi que la mesure des temps d'arrivée sont des points cruciaux qui conditionnent la qualité des résultats de cette analyse. C'est pourquoi dans le chapitre suivant, nous nous attacherons à caractériser puis à optimiser les performances de mesure angulaire du calorimètre électromagnétique concernant de tels photons. L'analyse du canal considéré sera effectuée dans le chapitre 6.

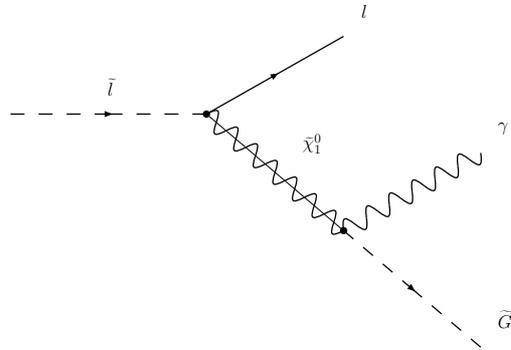


FIG. 4.11 – Canal de désintégration GMSB $\tilde{l} \rightarrow l \gamma \tilde{G}$.

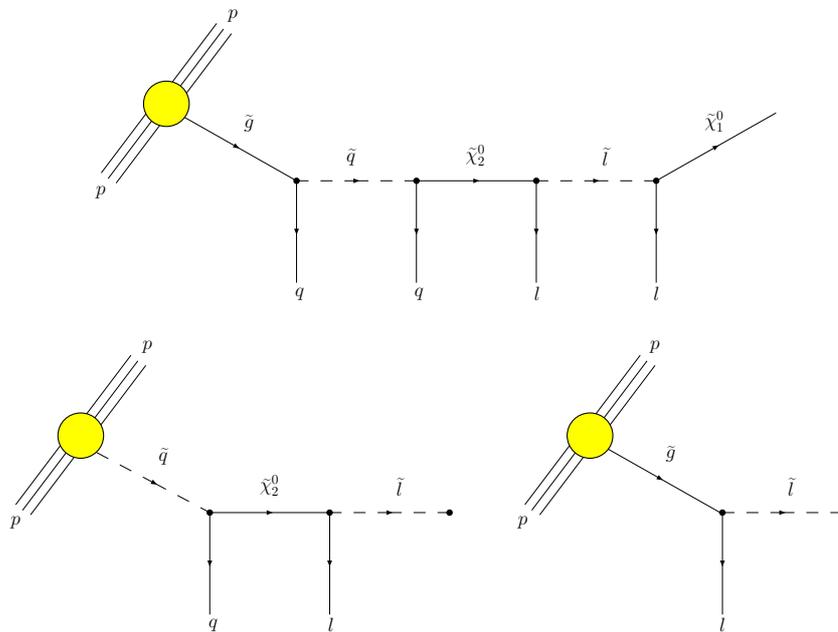


FIG. 4.12 – Chaînes de désintégrations supersymétriques prépondérantes conduisant à la production du canal étudié.

Chapitre 5

Caractérisation de la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

5.1 Introduction

Comme cela a été évoqué dans le chapitre 2, les performances minimales que doit assurer le calorimètre électromagnétique, au niveau de sa résolution en énergie mais également de sa capacité à déterminer la direction des particules, sont contraintes par plusieurs canaux de physique d'intérêts. C'est notamment le cas pour la recherche du boson de Higgs dans sa désintégration en deux photons. La résolution sur la reconstruction de la masse invariante des deux photons dépend directement de la résolution angulaire du calorimètre (équation 2.5). La granularité des cellules de lecture du calorimètre a été optimisée pour que la résolution sur la mesure de l'angle polaire soit de $60 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ pour des photons provenant du point d'interaction. Pour des photons non pointants, comme c'est le cas dans le modèle GMSB, on s'attend à ce que cette résolution soit dégradée. L'objectif de ce chapitre est de caractériser la résolution angulaire qu'il est possible d'atteindre avec le calorimètre électromagnétique, tout d'abord dans un cadre d'utilisation normale puis dans le cas de photons non pointants.

5.2 Production de photons

Cette étude a été réalisée en utilisant le logiciel DICE/ATLSIM (version 3.2.1), la description complète du détecteur ATLAS sous Geant3 [103]. Plusieurs lots de photons uniques ont été générés dans le détecteur et entièrement simulés. Chacun de ces lots est constitué de 50000 photons d'impulsion transverse $p_T = 60 \text{ GeV}$ (figure 5.1). Cette valeur est typique de l'énergie des photons produits par la désintégration de neutralinos en gravitinos dans le modèle GMSB (figure 5.2). Les photons sont générés avec une direction aléatoire de sorte à obtenir une distribution uniforme du nombre de photons sur l'intervalle en pseudo-rapidité couvert par les parties tonneau et bouchon du calorimètre électromagnétique, c'est à dire pour $|\eta| < 2.5$ (figure 5.3).

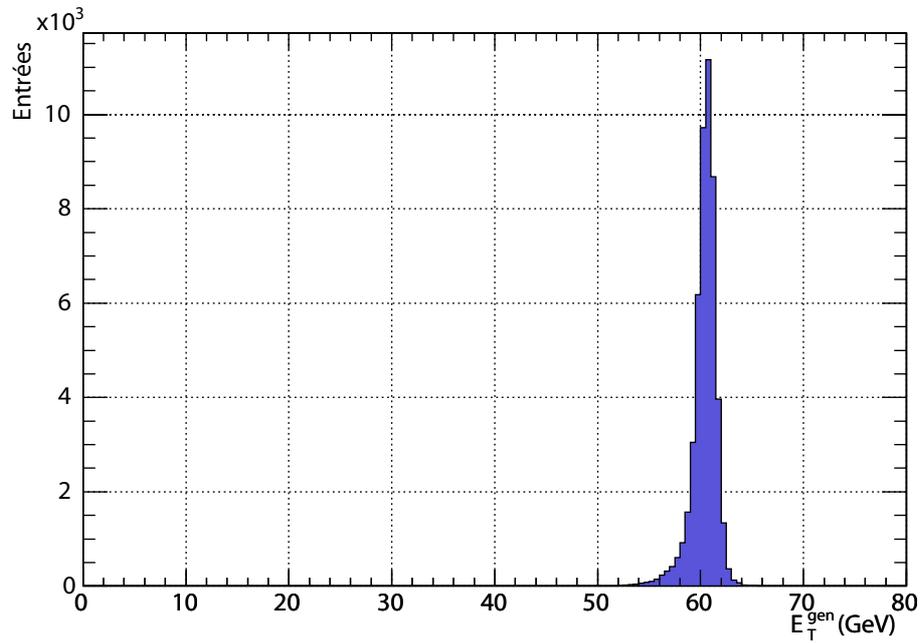


FIG. 5.1 – Distribution de l'énergie transverse reconstruite E_T des photons générés au centre du détecteur ATLAS.

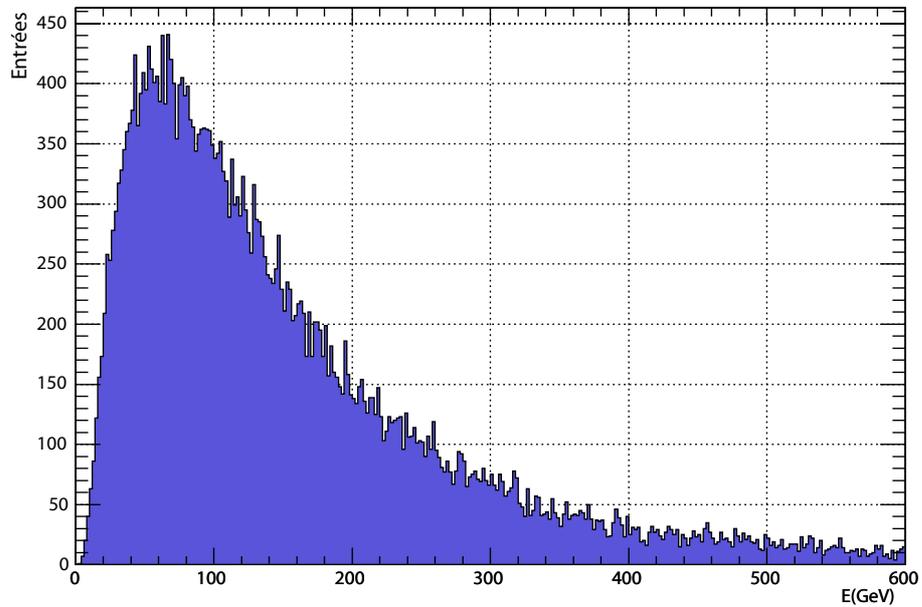


FIG. 5.2 – Spectre d'énergie des photons produits par la désintégration de neutralinos en gravitinos.

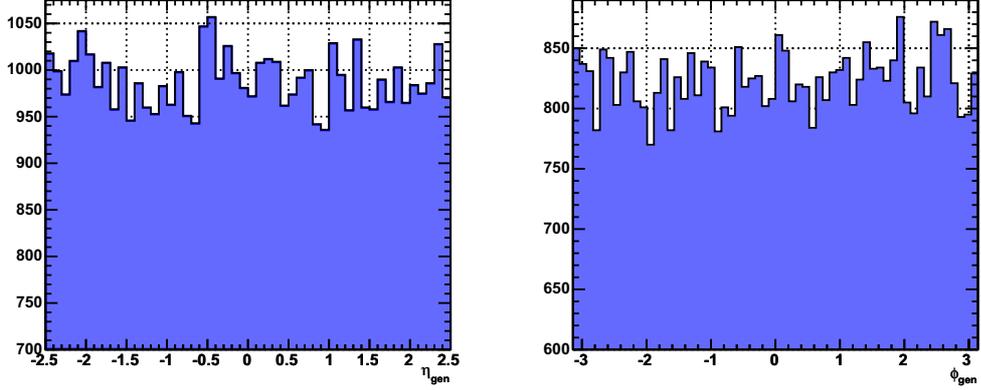


FIG. 5.3 – Distribution selon les directions η et ϕ des photons générés au centre du détecteur ATLAS.

Les interactions entre les paquets de protons du LHC se produisent au centre du détecteur ATLAS. De par la longueur des paquets, cette région d'interaction n'est pas ponctuelle. Les particules issues de l'interaction proviennent d'une zone qui est modélisée par une distribution spatiale gaussienne d'écart type $\sigma_z = 5.6 \text{ cm}$ selon z et $\sigma_r = 15 \mu\text{m}$ dans le plan radial. Dans cette étude sur la résolution angulaire il est fait fi de cet aspect, aucune dispersion n'est imposée sur le vertex de production des photons. Chacun des lots de photons est ainsi généré à une position fixe le long de l'axe z du détecteur, à une distance Z_{vertex} du centre du détecteur comprise entre $z = 0 \text{ cm}$ et $z = 150 \text{ cm}$ par pas de 10 cm . Le lot à $Z_{vertex} = 0 \text{ cm}$ va permettre d'étudier la résolution du calorimètre sur la mesure de la position des gerbes électromagnétiques tandis que les lots de photons générés à $Z_{vertex} > 0 \text{ cm}$ vont permettre de caractériser la résolution sur la reconstruction de la direction pour des particules non pointantes.

5.3 Reconstruction des photons

La reconstruction de tous ces événements a été réalisée avec les programmes standards de reconstruction d'ATLAS, dans ATHENA [68] en version 7.2.0. Durant les phases de simulation et de reconstruction, aucun bruit électronique ou effet d'empilement d'événements n'a été ajouté. Ces deux phénomènes contribuent à dégrader les performances de reconstruction [26]. Les effets attendus sont de l'ordre de 10% mais l'influence directe sur la résolution des mesures de position n'est pas déterminée ici. Ces aspects devront faire l'objet d'une étude précise ultérieure.

Les différentes cellules de lecture sur lesquelles se développent la gerbe électromagnétique initiée par un photon sont regroupées en *amas*. Pour trouver et constituer ces amas de cellules, on utilise un algorithme de *fenêtre mouvante*. Ce dernier permet de trouver les régions d'intérêt, i.e. les cellules contenant suffisamment d'énergie, à l'intérieur du calorimètre. Pour chaque région d'intérêt un amas autour de la cellule contenant le plus d'énergie est créé. Pour les compartiments avant et milieu la taille standard $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de ces amas est respectivement 3×1 et 3×3 , en unité de cellule du compartiment correspondant.

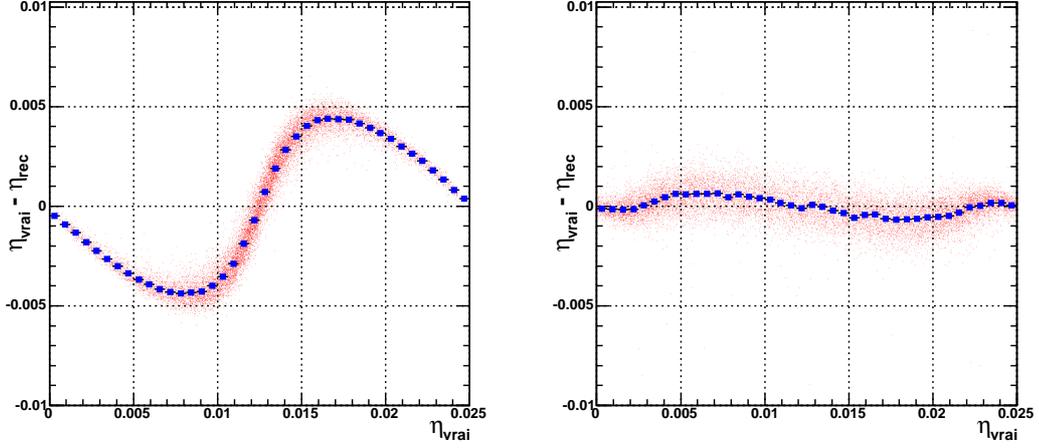


FIG. 5.4 – La figure de gauche illustre la différence entre la position reconstruite η_{rec} et celle générée η_{vrai} en fonction de la position générée (modulo $\Delta\eta_{milieu} = 0.025$) pour des cellules du compartiment milieu. La figure de droite illustre ce qui est obtenu après correction de ce biais par une méthode de pondération logarithmique avec $\omega_0 = 4.4$.

Dans cette étude l'utilisation de l'algorithme de *fenêtre mouvante* et d'une taille fixe des amas créés n'introduit pas de biais particulier. Toutefois en présence de bruit électronique et d'empilement d'événements, des méthodes plus robustes de création d'amas de cellules sont à considérer, comme par exemple l'utilisation d'algorithmes topologiques. Ces derniers permettent de construire des amas de tailles variables en partant d'une cellule centrale puis en considérant ses plus proches voisines.

Dans chacun des compartiments, on détermine la position moyenne de la gerbe électromagnétique selon η et ϕ en calculant le barycentre de la position des cellules contenues dans l'amas :

$$\bar{\eta} = \frac{\sum \eta_i E_i}{\sum E_i}, \quad \bar{\phi} = \frac{\sum \phi_i E_i}{\sum E_i} \quad (5.1)$$

où les positions η_i et ϕ_i de la cellule i de l'amas sont pondérées par l'énergie E_i contenue. Toutefois cette façon de calculer la position introduit un biais systématique dans la reconstruction de la position. Celui-ci est causé par l'extension spatiale non négligeable des cellules par rapport à la taille de la gerbe électromagnétique, c'est pourquoi cet effet est prépondérant pour les cellules du compartiment milieu. Si l'on trace la différence entre la position réelle et celle reconstruite en fonction de la position réelle, on observe un effet périodique de la taille d'une cellule. La figure 5.4 met en évidence ce biais qui est appelé effet de *S-shape*. Une première méthode pour s'affranchir de ce biais consiste à l'ajuster par une fonction du type

$$S(\eta^*) = P_1 + P_2 \eta^* + P_3 \arctan(P_4 \eta^*) \quad (5.2)$$

où η^* est la valeur de η normalisée à la taille d'une cellule. Une autre méthode plus simple et naturelle consiste à tenir compte de la décroissance exponentielle du profil transversal

de la gerbe. Ceci est réalisé en pondérant différemment la position η_i des cellules qui apparaît dans l'équation 5.1. On introduit un poids logarithmique ω_i et on définit

$$\bar{\eta} = \frac{\sum \eta_i \omega_i}{\sum \omega_i} \quad \text{avec} \quad \omega_i = \max[0, \omega_0 + \ln(E_i/E_c)] \quad (5.3)$$

où E_c est l'énergie totale de l'amas de cellules considéré et ω_0 un paramètre libre sans dimension. Ce dernier contrôle le seuil d'énergie à partir duquel une cellule est prise en compte. Les études réalisées sur les données des tests en faisceaux indiquent que pour minimiser la résolution dans les compartiments avant et milieu le paramètre ω_0 doit respectivement prendre des valeurs de 2.2 et 4.4 [41].

C'est cette méthode de pondération logarithmique qui sera utilisée dans la suite pour réduire l'effet de S-shape dans le compartiment milieu. Pour le compartiment avant, du fait de la petite taille des cellules ($\Delta\eta_{milieu} = 8 \Delta\eta_{avant}$), l'effet de S-shape est plus faible d'un facteur 10 et n'introduit pas de biais important. C'est pourquoi aucune correction de S-shape n'est appliquée par la suite aux cellules du compartiment avant.

5.4 Conversions de photons

De par la quantité de matière présente en amont du détecteur (figure 2.8), les conversions de photons dans le détecteur interne sont nombreuses. Les figures 5.5 et 5.6 illustrent les vertex de conversion dans le volume du détecteur interne des photons simulés. La probabilité de conversion étant liée à la quantité de matière traversée (équation 2.3), on obtient ainsi une radiographie de la distribution de matière composant le détecteur interne. Les performances de reconstruction de tels photons par le calorimètre électromagnétique sont généralement dégradées en comparaison de photons non convertis. L'énergie de la paire e^+e^- produite par conversion du photon n'est pas forcément totalement collectée dans l'amas, en particulier à cause du champ magnétique. C'est pourquoi, dans le but de déterminer la résolution en position intrinsèque au calorimètre, on ne considère pas les photons convertis. Dans cette étude on appelle plus spécifiquement *photon converti* tout

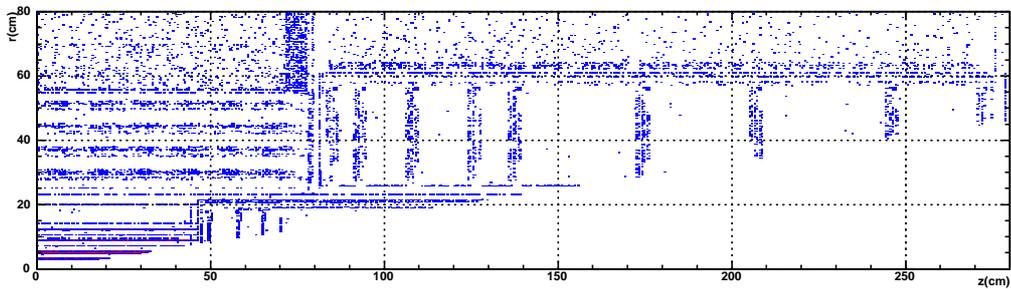


FIG. 5.5 – Représentation dans le plan longitudinal Rz du détecteur interne des vertex de conversion des photons simulés. Les différentes couches et disques composant le détecteur à pixel, le SCT et une partie du TRT sont visibles.

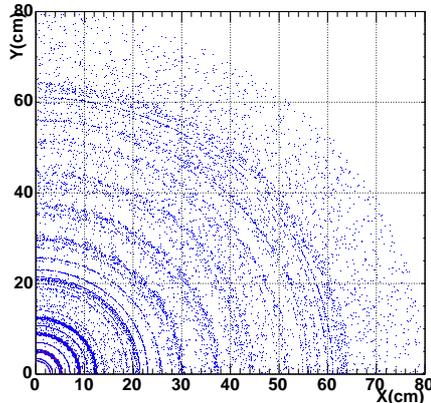


FIG. 5.6 – Représentation dans le plan transversal $R\phi$ du détecteur interne des vertex de conversion des photons simulés.

photon dont la conversion se fait à l'intérieur du volume défini par

$$|r_{conv}| < 80 \text{ cm}, \quad |Z_{conv}| < 280 \text{ cm} \quad (5.4)$$

Cette zone correspond au volume dans lequel une conversion peut être efficacement reconstruite par le détecteur interne qui peut alors fournir des informations plus précises que le calorimètre sur la direction du photon en reconstruisant la paire e^+e^- . Les photons qui se convertissent au delà de cette zone sont peu influencés par le champ magnétique, les dégradations apportées sur la résolution spatiale du calorimètre ne sont pas notables. La figure 5.7 illustre le nombre ainsi que la proportion cumulée de conversions ayant lieu à une distance r de l'axe du faisceau. Une proportion de 38% des photons générés au centre du détecteur sont convertis avant le calorimètre électromagnétique et 30% dans la zone pré-citée (équation 5.4).

5.5 Résolution en position

La détermination de la résolution du calorimètre électromagnétique sur la mesure de la position d'une gerbe est réalisée à partir des lots de photons pointants, i.e. pour $Z_{vertex} = 0 \text{ cm}$. La méthode de reconstruction employée est celle décrite dans la section 5.3, à savoir que les cellules sont regroupées en amas de taille 3×3 . Le biais introduit par l'effet de S-shape est ici corrigé à l'aide d'une paramétrisation et non avec la méthode de pondération logarithmique. En effet la paramétrisation utilisée est spécialement ajustée pour des photons pointants et dans ce cas elle corrige mieux ce biais.

Les résultats obtenus pour les différents compartiments des parties tonneaux et bouchons du calorimètre électromagnétique sont présentés sur les figures 5.8, 5.9, 5.10 et 5.11. La précision sur la mesure de la position est extrêmement dépendante de la granularité des cellules (se référer à la figure 2.21).

Selon η les écarts quadratiques moyens pour les parties tonneau et bouchon sont résumés dans les tables 5.1 et 5.2 (figures 5.8 et 5.9). La meilleure précision en η est

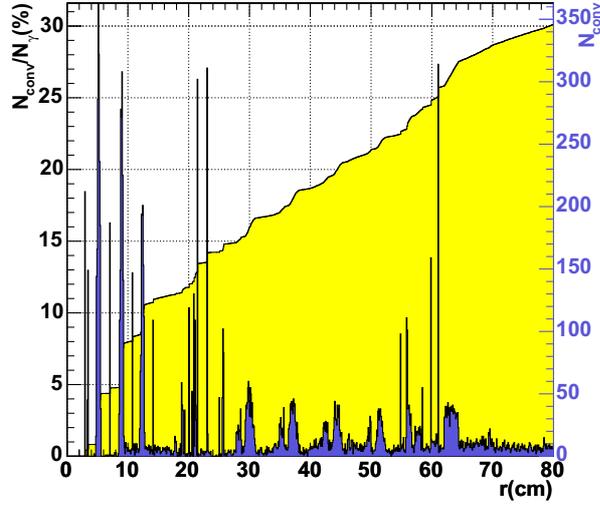


FIG. 5.7 – Quantité de photons convertis à la distance r de l’axe du faisceau (bleu). Proportion cumulé de conversions en pourcentage du nombre total de photons générés en fonction de r (jaune).

naturellement obtenue avec le compartiment avant car celui-ci est composé des cellules les plus finement segmentées (tables 2.9 et 2.10). Le compartiment milieu a une résolution 10 fois meilleure que le pré-échantillonneur ou le compartiment arrière. La résolution du pré-échantillonneur est effectivement dégradée principalement à cause de la plus faible quantité d’énergie déposée dans le compartiment. Pour le compartiment arrière, on a non seulement moins d’énergie déposée mais surtout des cellules deux fois plus larges selon *eta*. On peut remarquer sur la figure 5.9 un biais plus important de la position reconstruite selon η pour le compartiment milieu de la partie bouchon que pour la partie tonneau. L’origine de ce biais n’a pas été étudiée en détail car il reste relativement faible et est corrigé dans la suite de cette étude. Ce biais provient probablement d’un mauvais ajustement des fonctions de correction spécifiques à la partie bouchon dans l’algorithme de reconstruction.

Selon ϕ (figures 5.10 et 5.11) on observe très clairement les limitations de la résolution induites par la granularité grossière du pré-échantillonneur et du compartiment avant ($\Delta\phi = .1$). Les écarts quadratiques entre le compartiment milieu et arrière diffèrent d’un facteur 10, principalement dû au fait de la quantité d’énergie plus faible déposée dans le compartiment arrière.

La reconstruction de la position de la gerbe selon η est réalisée en pondérant la position moyenne reconstruite dans chaque compartiment avec la relation

$$\eta_{gerbe} = \frac{\sum \bar{\eta}_i w_i}{\sum w_i}, \quad w_i = a_i E_i \quad (5.5)$$

où la somme sur l’indice i porte sur les compartiments, $\bar{\eta}_i$ et E_i sont la position moyenne

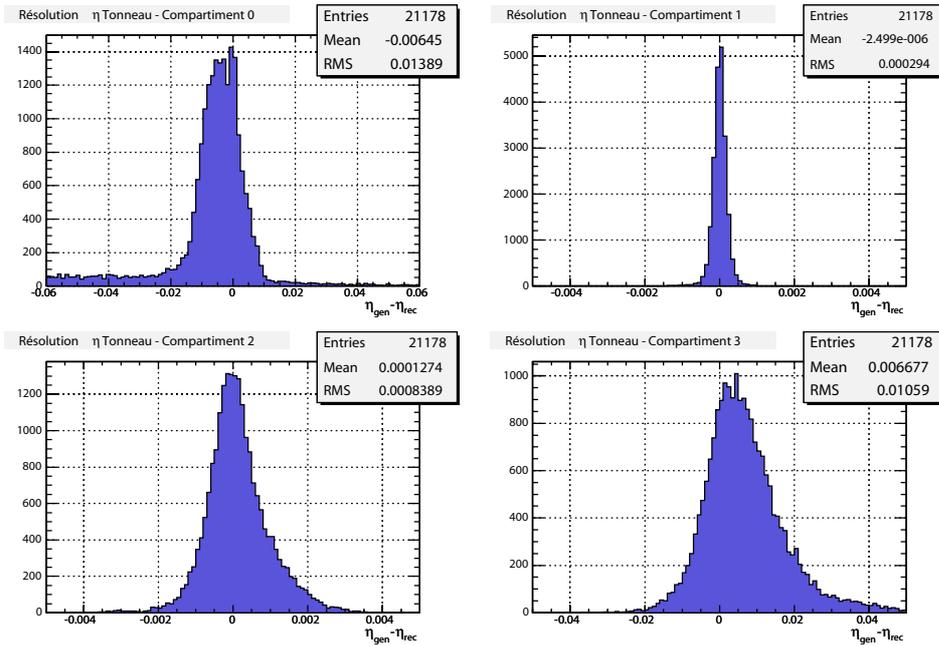


FIG. 5.8 – Résolution sur la mesure de la position selon η pour chacun des compartiments de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

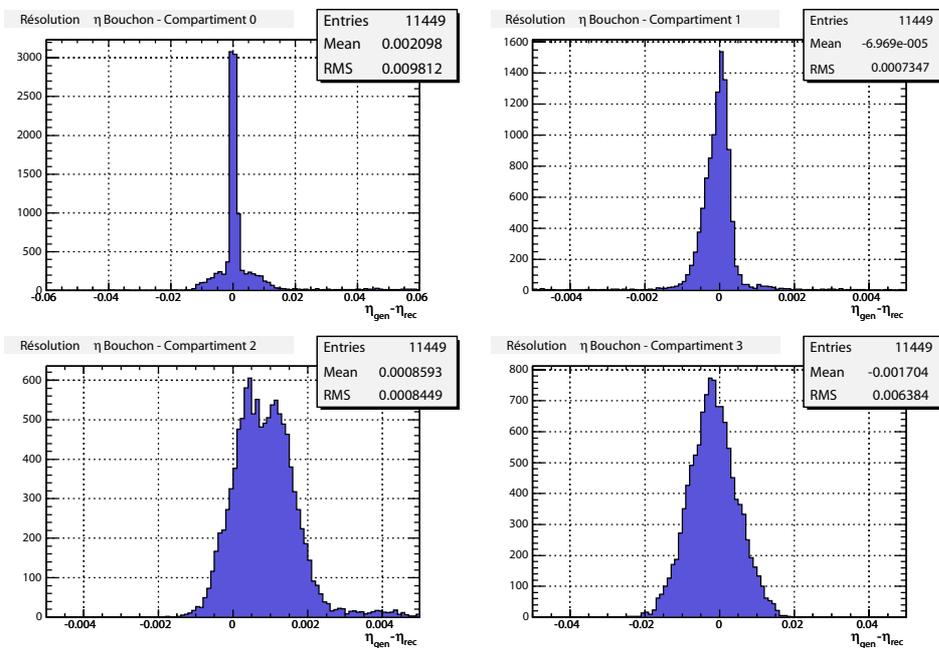


FIG. 5.9 – Résolution sur la mesure de la position selon η pour chacun des compartiments de la partie bouchon du calorimètre électromagnétique.

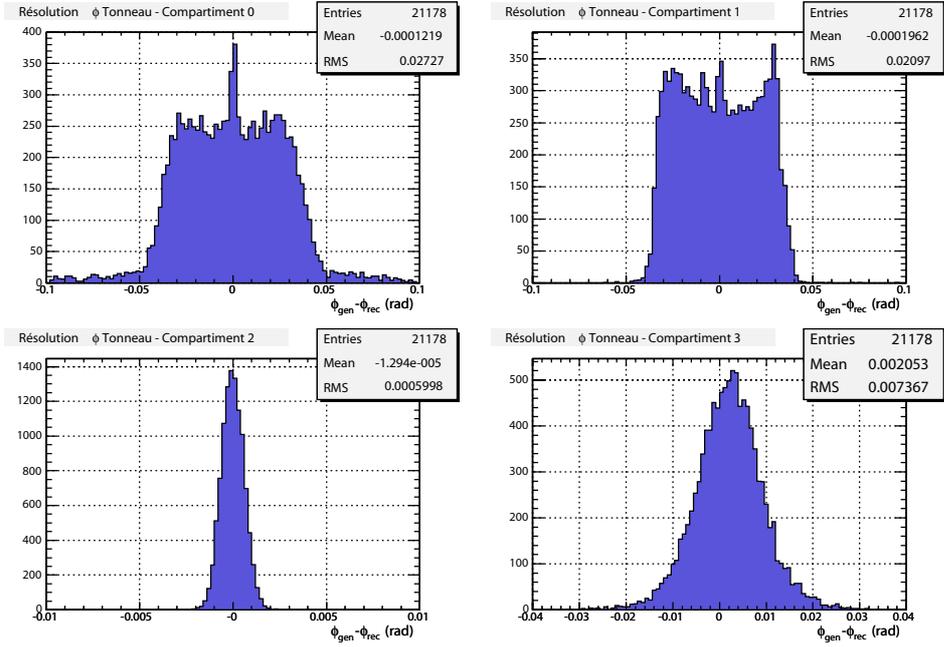


FIG. 5.10 – Résolution sur la mesure de la position selon ϕ pour chacun des compartiments de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

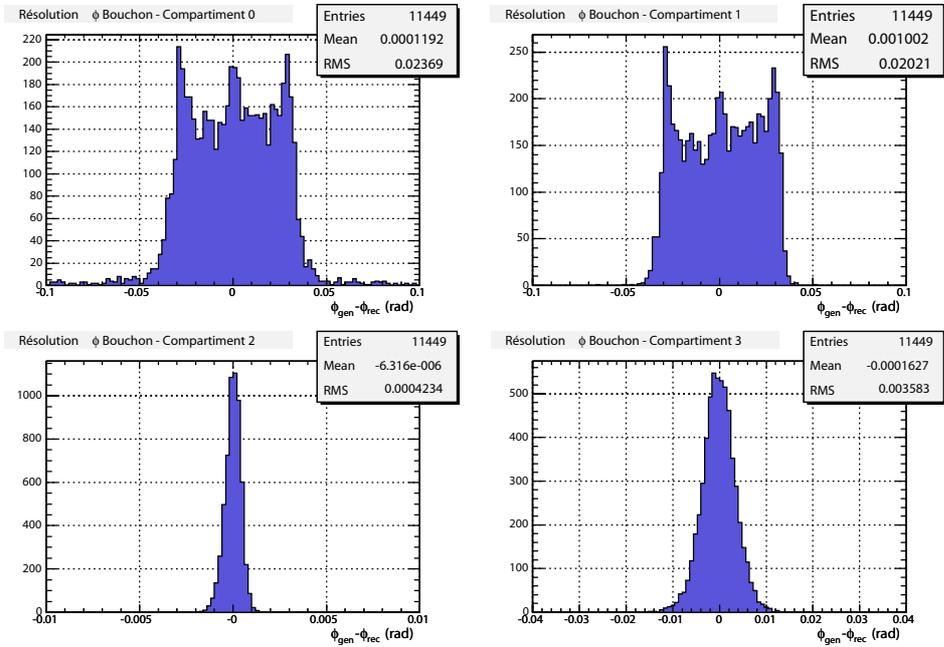


FIG. 5.11 – Résolution sur la mesure de la position selon ϕ pour chacun des compartiments de la partie bouchon du calorimètre électromagnétique.

RMS	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
η	1.4×10^{-2}	2.9×10^{-4}	8.4×10^{-4}	1.0×10^{-2}
ϕ (<i>mrاد</i>)	27.3	21.0	0.6	7.4

TAB. 5.1 – Ecarts quadratiques moyens sur la mesure de la position selon η et ϕ , pour chacun des compartiments de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

RMS	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
η	0.9×10^{-2}	7.3×10^{-4}	8.4×10^{-4}	6.4×10^{-3}
ϕ (<i>mrاد</i>)	23.7	20.2	0.4	3.6

TAB. 5.2 – Ecarts quadratiques moyens sur la mesure de la position selon η et ϕ , pour chacun des compartiments de la partie bouchon du calorimètre électromagnétique.

et l'énergie du compartiment i . Le coefficient sans dimension a_i permet de pondérer plus fortement les compartiments où la résolution est meilleure. Les valeurs ainsi utilisées par l'algorithme de reconstruction sont $a_i = 0$ pour le pré-échantillonneur et le compartiment arrière, $a_i = 1$ pour le compartiment milieu et $a_i = 3$ pour le compartiment avant qui possède la plus fine granularité selon η .

On procède de la même manière selon ϕ

$$\phi_{gerbe} = \frac{\sum \bar{\phi}_i w_i}{\sum w_i}, \quad w_i = b_i E_i \quad (5.6)$$

à la différence que seul le compartiment milieu possède une granularité suffisante pour réaliser une mesure précise. C'est pourquoi le seul coefficient b_i choisi non nul est $b_2 = 1$.

La figure 5.12 résume la résolution obtenue sur la mesure de la position de la gerbe selon η et ϕ pour l'ensemble des photons générés à $Z_{vertex} = 0$ *cm*. La figure 5.13 montre l'évolution de cette résolution en fonction de la position η de la gerbe dans le calorimètre. On obtient des écarts types selon η et ϕ respectivement de $4.1 \times 10^{-3} \times \sqrt{E}$ et 4.6 *mrاد* $\times \sqrt{E}$.

Nous avons vu dans cette section que les compartiments avant et milieu du calorimètre électromagnétique permettent des mesures précises de la position de la gerbe selon η alors que selon ϕ seul le compartiment *milieu* permet d'obtenir une mesure raisonnable.

L'information sur la position en η de la gerbe donnée par les compartiments avant et milieu est importante. Elle permet de déterminer la direction et la position selon z du vertex de production des photons incidents. Cette méthode, qui sera développée dans la partie suivante, est essentielle car comme cela a déjà été évoqué, la position selon z de l'interaction primaire n'est pas précisément connue ($\sigma_z = 5.6$ *cm*).

Pour ce qui concerne la direction selon ϕ , le vertex de production et la direction du photon sont contraint par la faible extension radiale du faisceau ($\sigma_r = 15$ μm). Il n'est donc pas nécessaire, pour les canaux de physique classiques, d'avoir une mesure précise de la position dans deux compartiments.

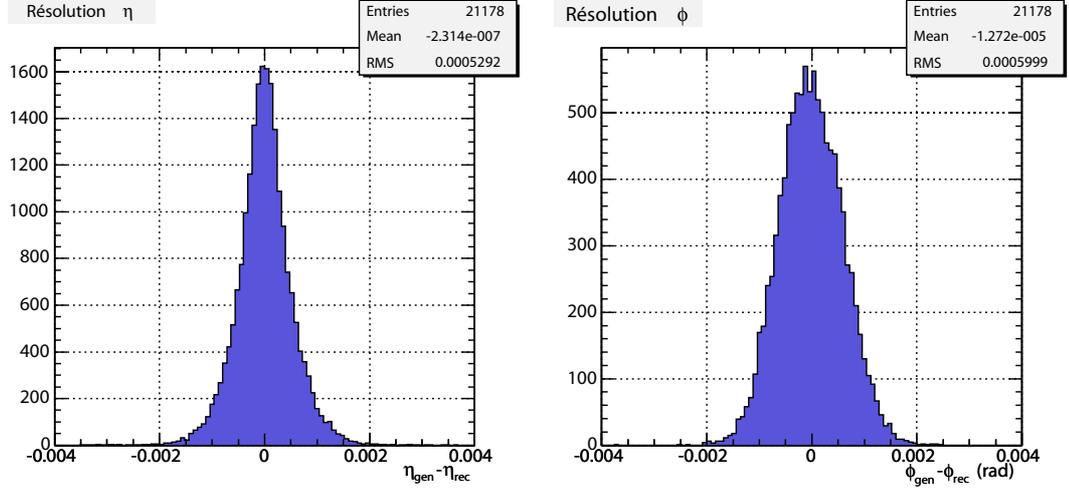


FIG. 5.12 – Résolution globale sur la mesure de la position moyenne de la gerbe électromagnétique selon η et ϕ dans le calorimètre électromagnétique.

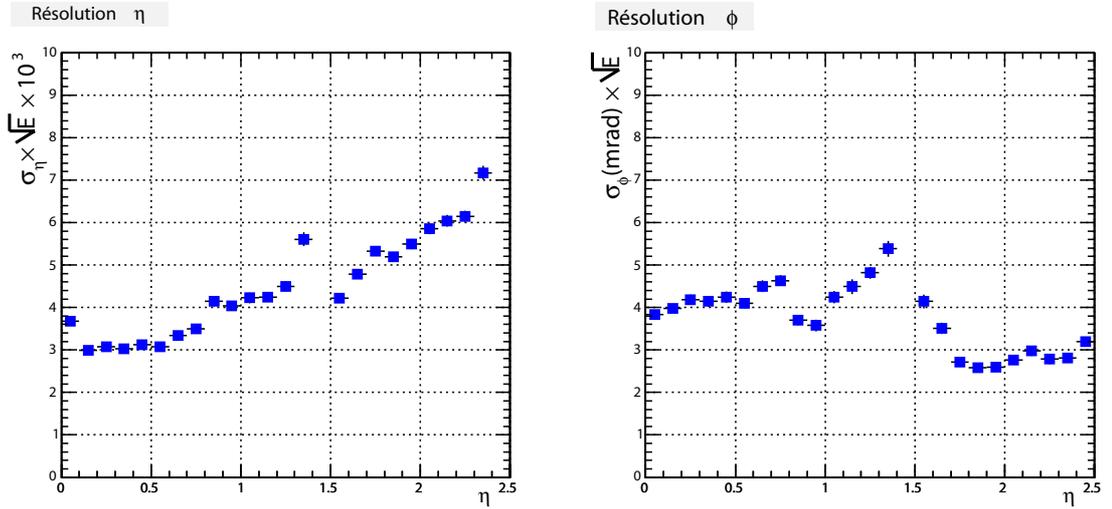


FIG. 5.13 – Résolution globale sur la mesure de la position moyenne selon η et ϕ en fonction de la position η de la gerbe électromagnétique dans le calorimètre pour des photons non convertis avec $p_T = 60 \text{ GeV}$.

5.6 Caractérisation de la résolution angulaire

Dans cette partie nous déterminerons la résolution angulaire σ_θ du calorimètre électromagnétique sur la mesure de l'angle polaire θ . L'étude sera réalisée pour des photons provenant du centre du détecteur ATLAS puis pour des photons non pointants.

5.6.1 Principe

La technique permettant de reconstruire la direction d'un photon repose sur la possibilité d'obtenir une mesure précise de la position de la gerbe électromagnétique selon η dans chacun des compartiments avant et milieu du calorimètre. Le schéma de principe est représenté sur la figure 5.14. Cette méthode nécessite d'avoir une paramétrisation de la profondeur de la gerbe dans chaque compartiment. Cela est réalisé à partir de la simulation complète du détecteur. On estime, en fonction de η , les distances $R(\eta)$ à l'axe du faisceau (pour la partie tonneau) et $Z(\eta)$ (pour la partie bouchon) où l'énergie de la gerbe est en moyenne déposée. Cette profondeur est ajustée pour chaque type d'électrode de la partie bouchon par un polynôme d'ordre 2 représenté sur la figure 5.15. Ces fonctions utilisées dans le code de reconstruction sont [26] :

Compartiment avant

$$\begin{aligned} R_1(\eta) &= 156.78 - 1.8975 \eta - 1.7668 \eta^2 \quad (\eta < 0.8) \\ R_1(\eta) &= 150.32 - 7.1716 \eta - 4.1008 \eta^2 \quad (\eta > 0.8) \end{aligned} \quad (5.7)$$

Compartiment milieu

$$\begin{aligned} R_2(\eta) &= 169.71 - 1.5311 \eta - 6.4153 \eta^2 \quad (\eta < 0.8) \\ R_2(\eta) &= 173.91 - 7.5648 \eta - 1.8501 \eta^2 \quad (\eta > 0.8) \end{aligned} \quad (5.8)$$

Pour la partie bouchon, la profondeur de la gerbe est ajustée par une constante $Z_1 = 376 \text{ cm}$ et $Z_2 = 388 \text{ cm}$ respectivement pour les compartiments avant et milieu.

A partir de ces paramétrisations de la profondeur de la gerbe et des positions η_1 et η_2 les relations suivantes permettent de reconstruire la direction η_p du photon incident pour les parties tonneau et bouchon :

Partie tonneau

$$\sinh(\eta_p) = \frac{R_2(\eta_2)\sinh(\eta_2) - R_1(\eta_1)\sinh(\eta_1)}{R_2(\eta_2) - R_1(\eta_1)} \quad (5.9)$$

Partie bouchon

$$\sinh(\eta_p) = (Z_2(\eta_2) - Z_1(\eta_1)) \left[\frac{Z_2(\eta_2)}{\sinh(\eta_2)} - \frac{Z_1(\eta_1)}{\sinh(\eta_1)} \right]^{-1} \quad (5.10)$$

Le passage des angles polaires θ aux quantités η est réalisé à l'aide de la relation $\eta = -\ln|\tan(\theta/2)|$ qui conduit aux identités utiles suivantes :

$$\cosh(\eta) = \frac{1}{\sin\theta} \quad \sinh(\eta) = \frac{1}{\tan\theta} \quad \tanh(\eta) = \frac{1}{\cos\theta} \quad (5.11)$$

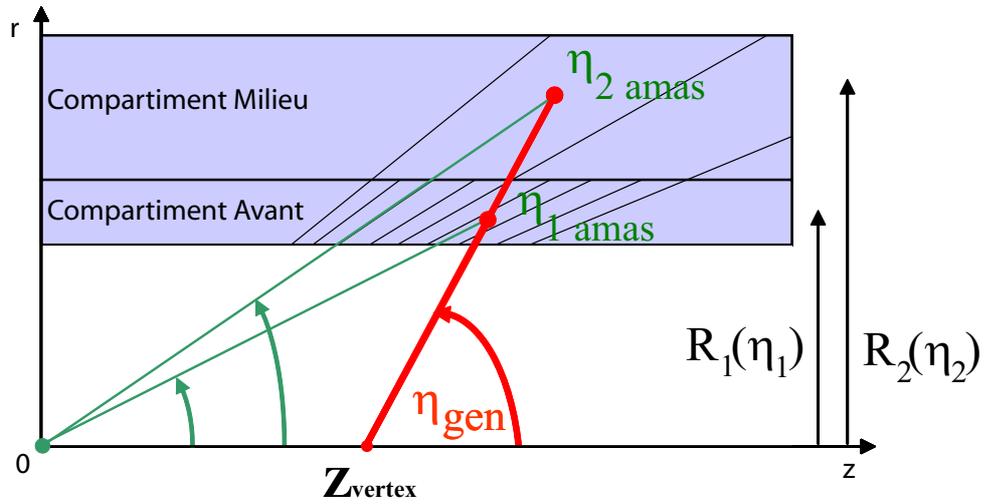


FIG. 5.14 – Schéma du calorimètre électromagnétique tonneau et de ses deux premiers compartiments représentant le principe de reconstruction de la direction d'un photon généré à une distance Z_{vertex} du centre du détecteur.

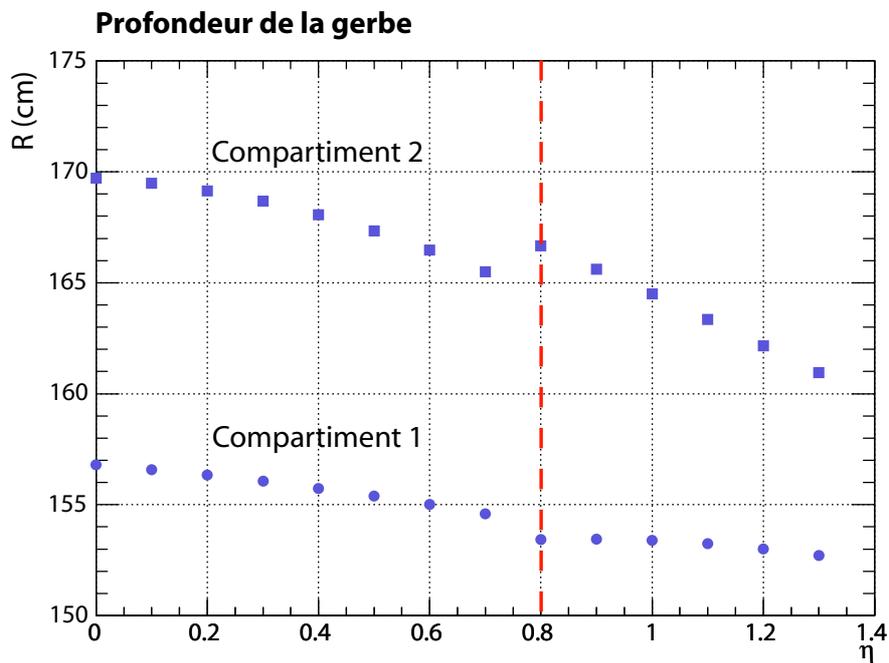


FIG. 5.15 – Paramétrisation de la profondeur moyenne de la gerbe électromagnétique dans les compartiments avant et milieu de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, déterminé à partir de la simulation détaillée du détecteur ATLAS. Le trait pointillé rouge représente le changement de la fraction d'échantillonnage du calorimètre à $\eta = 0.8$.

5.6.2 Photons pointants

Les résultats obtenus en appliquant cette technique avec les algorithmes de reconstruction standard sur les lots de photons pointants produits sont présentés sur les figures 5.16 et 5.17. La première figure met en évidence la différence entre l'angle polaire généré θ_{gen} et celui reconstruit θ_{rec} en fonction de la position η_{gen} de la gerbe dans le calorimètre. La seconde figure indique la résolution obtenue par intervalle en η . Cette dernière est proche de $60 \text{ mrad} \times \sqrt{E}$ sur toute la région en η considérée, mise à part la zone de transition tonneau-bouchon à $\eta = 1.4$. La reconstruction des événements dans cette région nécessite un traitement particulier et ne sera pas considéré ici. Ces résultats sont compatibles avec les premières études réalisées dans le cadre du TDR d'ATLAS [26]. On observe à nouveau un biais systématique dans la région correspondant à la partie bouchon, celui-ci est induit par le biais de reconstruction de la position dans le compartiment milieu évoqué précédemment.

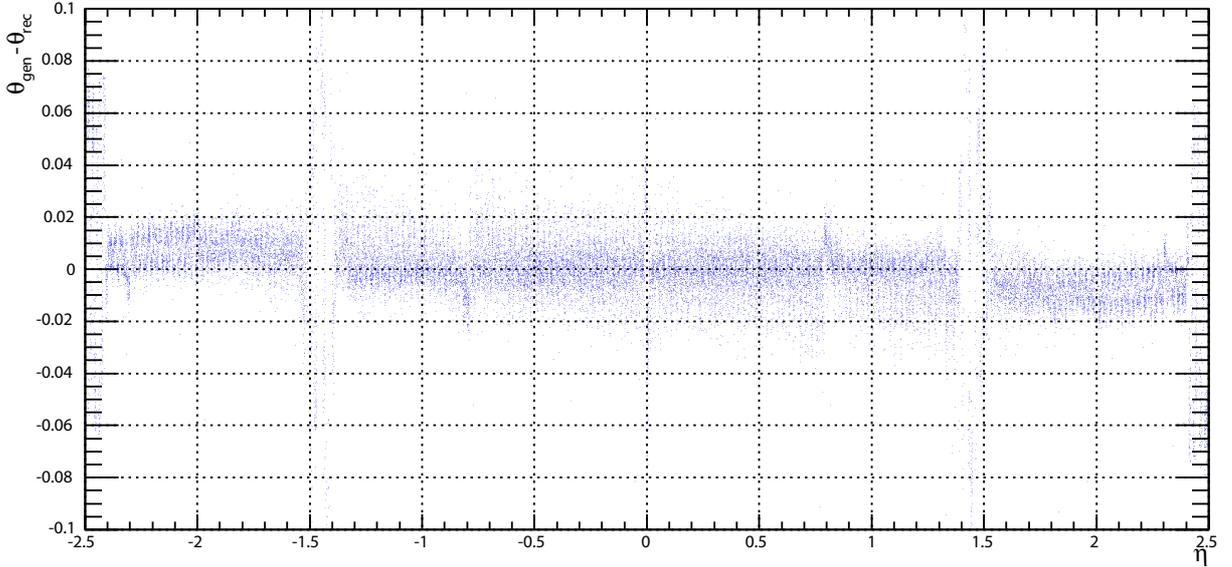


FIG. 5.16 – Différence entre l'angle polaire généré θ_{gen} et celui reconstruit θ_{rec} en fonction de la position η de la gerbe dans le calorimètre pour des photons pointants ($Z_{vertex} = 0 \text{ cm}$) de $p_T = 60 \text{ GeV}$.

5.6.3 Photons non pointants

Si l'on applique les algorithmes de reconstruction standards aux lots de photons non pointants, la résolution angulaire, visible sur la figure 5.18, se dégrade rapidement, passant de 60 mrad à 700 mrad pour Z_{vertex} variant de 0 à 100 cm . Cette dégradation est la résultante de plusieurs effets :

- Une première cause provient de l'effet de S-shape. Dans la méthode standard la correction de ce biais est ajustée à partir de photons pointants. Dans le cas de photons non pointants, cette correction n'est plus efficace et contribue à la dégradation

Résolution θ

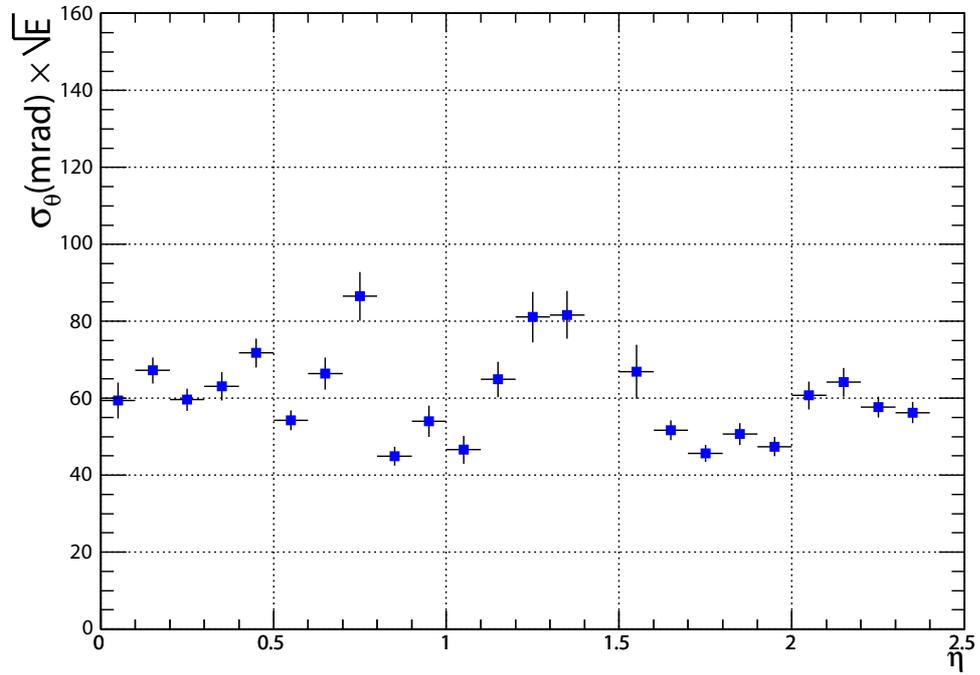


FIG. 5.17 – Résolution sur la mesure de l'angle polaire θ pour des photons pointants de $p_T = 60 \text{ GeV}$.

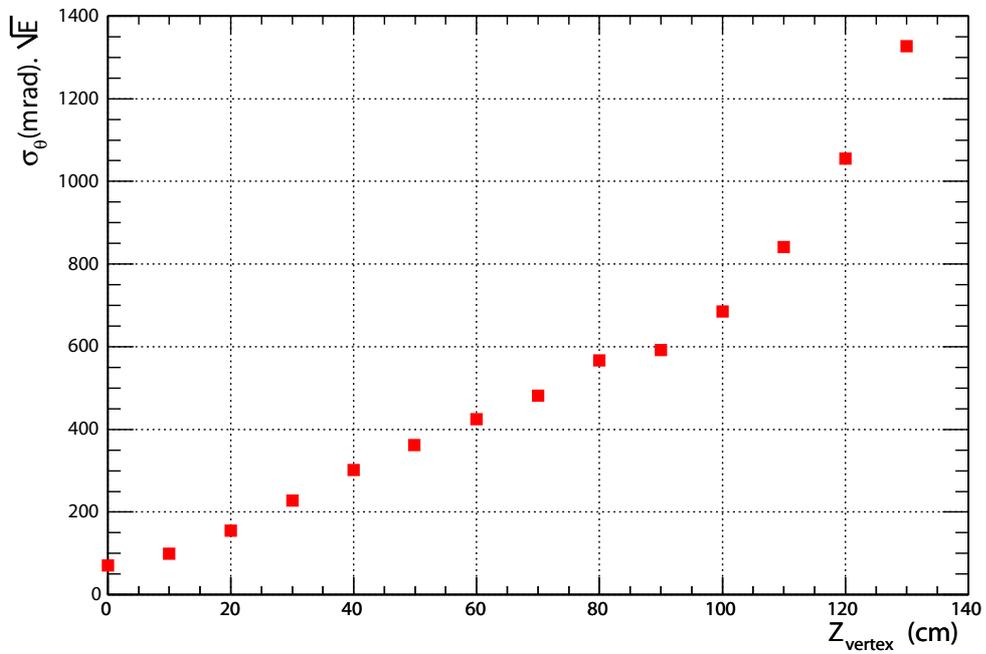


FIG. 5.18 – Résolution sur la mesure de l'angle polaire θ pour des photons non pointants en fonction de la position du vertex de génération Z_{vertex} .

de la résolution. C'est pourquoi par la suite la correction de S-shape ne sera plus appliquée et nous lui préférons la méthode de pondération logarithmique.

- Une autre source de dégradation provient de la taille finie des amas cellules créés. Les gerbes ont une extension spatiale plus grande et sont dissymétriques. Les amas standards de taille 3×3 ne sont plus suffisants pour contenir toute la cascade électromagnétique. On observe alors des pertes d'énergie hors de l'amas (figures 5.19 et 5.20). Pour limiter ces dernières la taille des amas est étendue à 5×3 .
- L'équation 5.1 n'est plus valide et donne lieu à des décalages systématiques lors du calcul de la position η pour chacun des compartiments. L'utilisation de l'équation 5.3 pour le calcul des positions moyennes permet de compenser légèrement ce biais mais pas de manière suffisante comme nous le verrons par la suite.
- Finalement la paramétrisation de la profondeur de la gerbe, déterminée à l'aide de photons pointants, n'est également plus valide pour de forts angles de déviation.

Pour estimer les biais introduit sur la reconstruction des positions, il est nécessaire de pouvoir prédire la position η_{amas} de la gerbe dans le calorimètre connaissant la position Z_{vertex} du vertex de génération et la direction du photon η_{gen} . Cela est possible en résolvant pour chaque compartiment les équations :

Partie tonneau

$$\begin{aligned} \sinh(\eta_{1 \text{ amas}}) - \sinh(\eta_{gen}) &= \frac{Z_{vertex}}{R_1(\eta_{1 \text{ amas}})} \\ \sinh(\eta_{2 \text{ amas}}) - \sinh(\eta_{gen}) &= \frac{Z_{vertex}}{R_2(\eta_{2 \text{ amas}})} \end{aligned} \quad (5.12)$$

Partie bouchon

$$\begin{aligned} \sinh(\eta_{1 \text{ amas}}) - \frac{L_1(\eta_{1 \text{ amas}})}{L_1(\eta_{1 \text{ amas}}) - Z_{vertex}} \sinh(\eta_{gen}) &= 0 \\ \sinh(\eta_{2 \text{ amas}}) - \frac{L_2(\eta_{2 \text{ amas}})}{L_2(\eta_{2 \text{ amas}}) - Z_{vertex}} \sinh(\eta_{gen}) &= 0 \end{aligned} \quad (5.13)$$

où R_i et L_i sont respectivement les paramétrisations de profondeur de la gerbe pour les parties tonneau et bouchon.

La figure 5.21 illustre la différence entre la position prédite de l'amas et celle reconstruite pour le compartiment milieu. Un biais systématique apparaît clairement et celui-ci s'amplifie lorsque la valeur du vertex de génération Z_{vertex} augmente. On observe le même phénomène pour le compartiment avant mais toutefois de façon beaucoup moins prononcée avec une amplitude des biais plus faible d'un facteur 10. Cette mesure biaisée de la position dans le second compartiment est le facteur prépondérant qui limite la résolution angulaire pour des photons non pointants.

Pour s'affranchir de ce biais, pour chaque valeur de Z_{vertex} , on ajuste à celui-ci une fonction polynômiale d'ordre quatre pour la partie tonneau et d'ordre deux pour la partie bouchon. La variation des coefficients de ces fonctions de corrections est interpolée par l'ajustement d'un polynôme d'ordre deux. Ceci permet d'obtenir une fonction de correction des positions pour des valeurs de Z_{vertex} intermédiaires à celles générées.

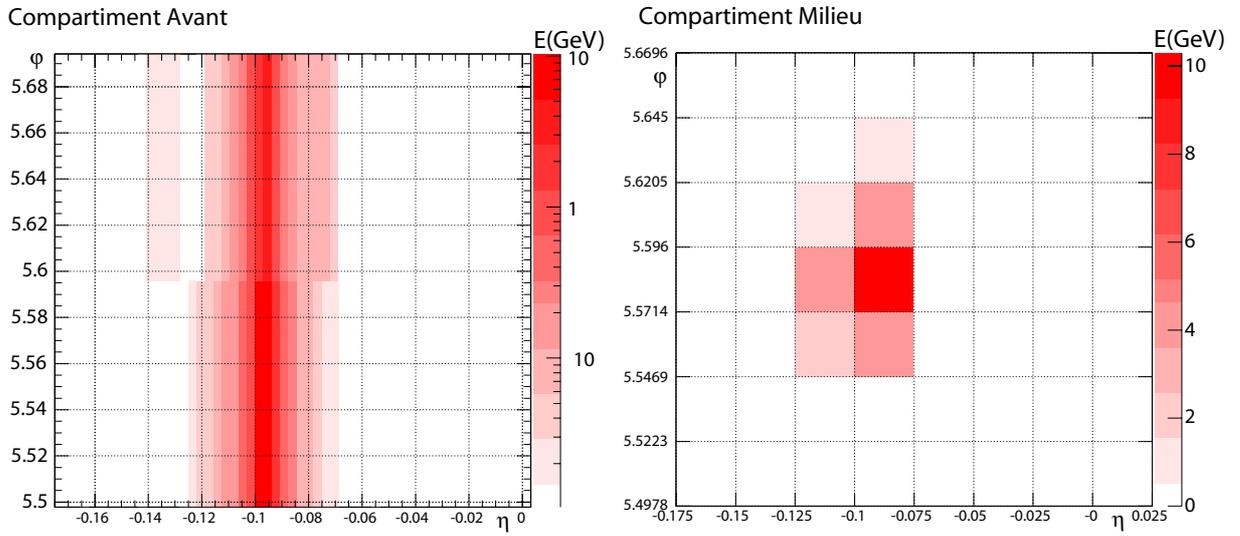


FIG. 5.19 – Représentation graphique de l'énergie déposée dans les compartiments avant et milieu du calorimètre électromagnétique par un photon pointant de 60 GeV .

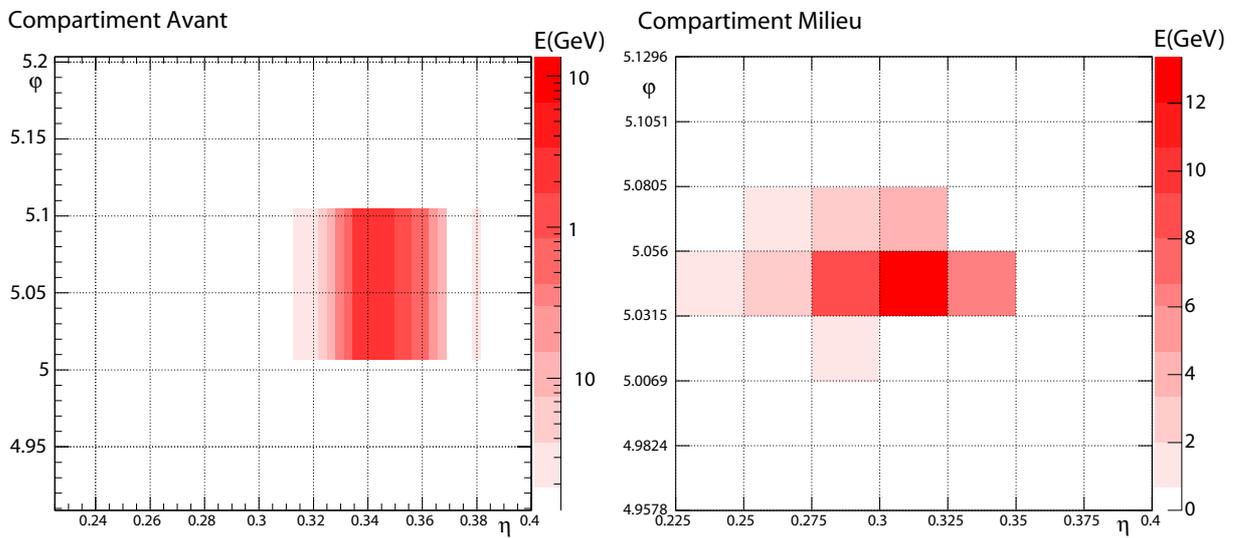


FIG. 5.20 – Représentation graphique de l'énergie déposée dans les compartiments avant et milieu du calorimètre électromagnétique par un photon non pointant de 60 GeV , généré à $Z_{vertex} = 100 \text{ cm}$. On peut noter la différence de position moyenne de la gerbe selon η dans chacun des deux compartiments.

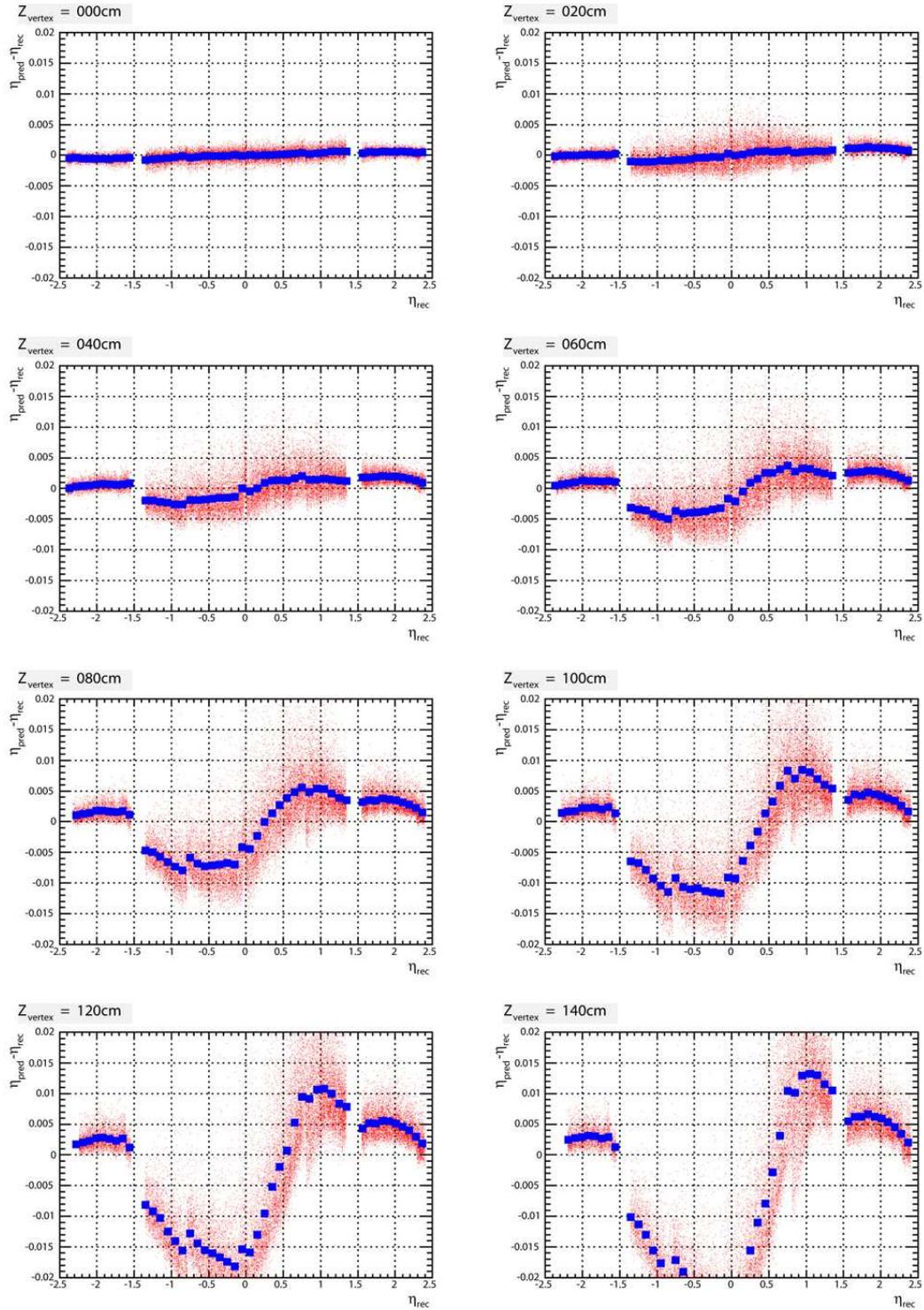


FIG. 5.21 – Pour chaque valeur de Z_{vertex} , la différence entre la position prédite et celle reconstruite est affiché en fonction de la position η de la gerbe dans le compartiment milieu du calorimètre.

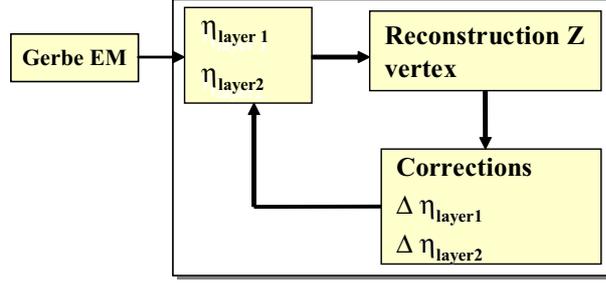


FIG. 5.22 – Schéma représentant le fonctionnement de l’algorithme itératif de correction des positions.

Un algorithme itératif, représenté sur la figure 5.22, qui utilise ces paramétrisations permet de corriger ce biais systématique. A partir de la position de la gerbe électromagnétique on calcule une première fois la position du vertex de génération Z_{rec} . On applique les corrections correspondantes à chaque compartiment ce qui permet de calculer une nouvelle position Z_{rec} . L’algorithme itère ainsi de suite jusqu’à la convergence de Z_{rec} , ce qui se produit au bout de quelques itérations.

Les résultats de cette correction sur les positions reconstruites sont visibles sur les figures 5.24 et 5.25 pour le compartiment milieu. Jusqu’à une distance $Z_{vertex} = 100\text{cm}$ la correction permet de diminuer la dispersion des distributions de manière significative. Au delà l’algorithme perd de son efficacité et les améliorations sont moins concluantes.

La résolution angulaire obtenue après correction est présentée sur les figures 5.26 et 5.27. Concernant la partie tonneau du calorimètre électromagnétique, pour de petits décalages de la position du vertex ($Z_{vertex} < 10\text{ cm}$) les deux méthodes de reconstruction donnent des résultats semblables proche de $60\text{ mrad} \times \sqrt{E}$. Pour des décalages plus importants ($Z_{vertex} > 30\text{ cm}$) l’algorithme de reconstruction spécifique aux photons non pointants permet d’améliorer la résolution angulaire de 30% à 40% jusqu’à $Z_{vertex} = 100\text{ cm}$. Au delà, les améliorations sont moins significatives et nécessitent un travail de compréhension plus poussé pour inclure certains phénomènes plus subtils non pris en compte ici, comme la modification de la profondeur de gerbe.

Concernant la partie bouchon du calorimètre électromagnétique, la résolution obtenue avec l’algorithme de correction est systématiquement meilleure de 40% et en particulier pour $Z_{vertex} = 0\text{ cm}$. Ce dernier point montre que la version utilisée du programme de reconstruction standard n’est pas totalement optimisée pour cette partie du détecteur. Ceci provient essentiellement du biais évoqué lors de la reconstruction des positions dans le compartiment milieu. Dans ce cas l’algorithme de correction pour photons non pointants permet de minimiser ces effets systématiques et d’améliorer significativement la résolution.

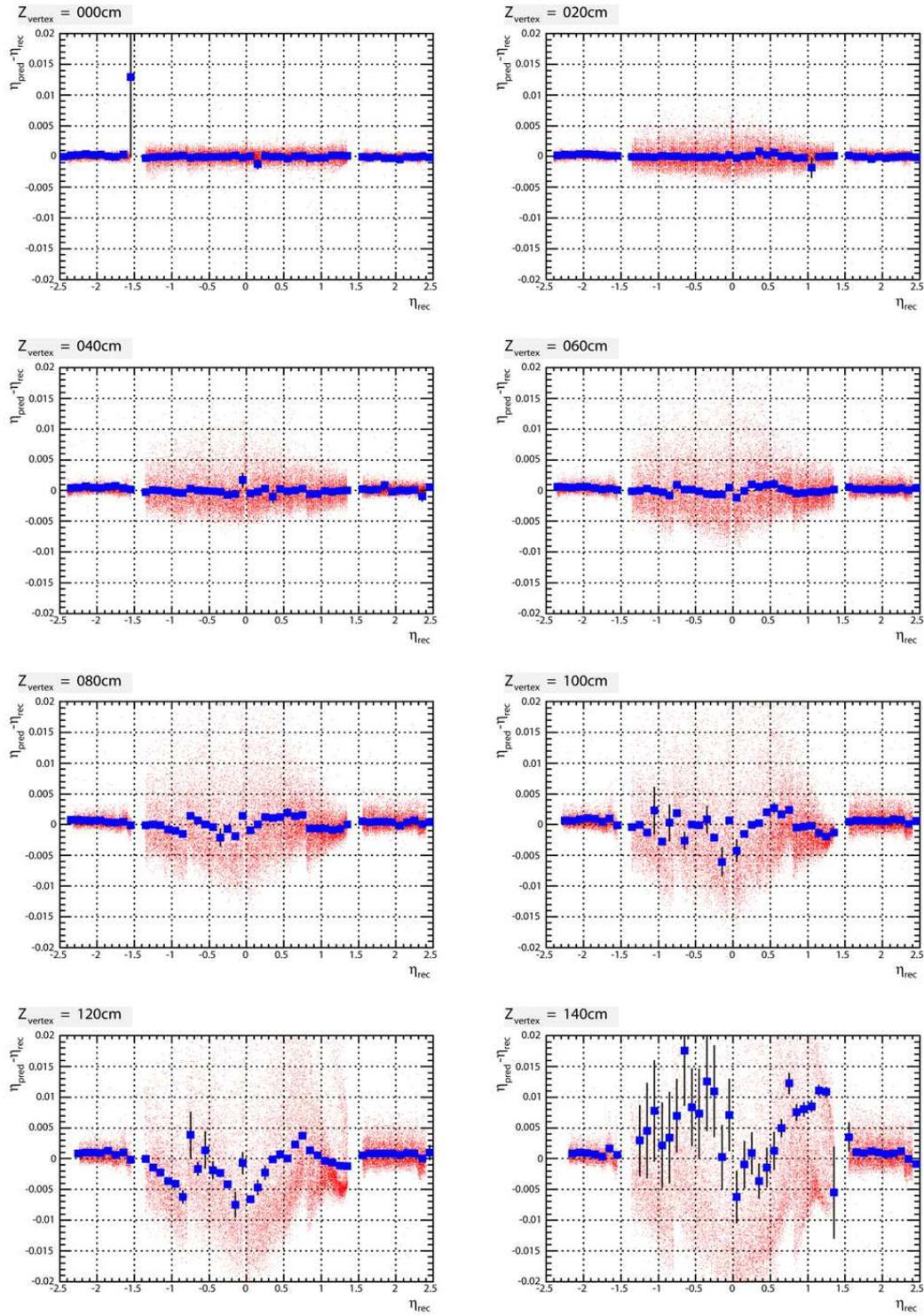


FIG. 5.23 – Pour chaque valeur de Z_{vertex} , la différence après correction de la position prédite et de celle reconstruite est affichée en fonction de la position η de la gerbe dans le compartiment milieu du calorimètre.

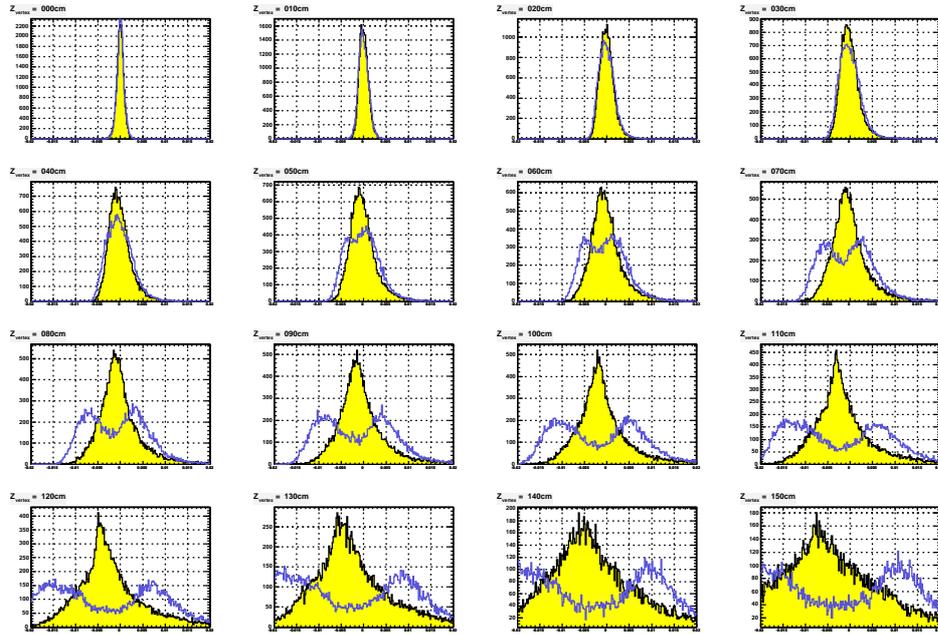


FIG. 5.24 – Distribution pour chaque valeur de Z_{vertex} de la différence entre la position prédite et celle reconstruite, avant (bleu) et après (jaune) correction pour le second compartiment de la partie tonneau du calorimètre.

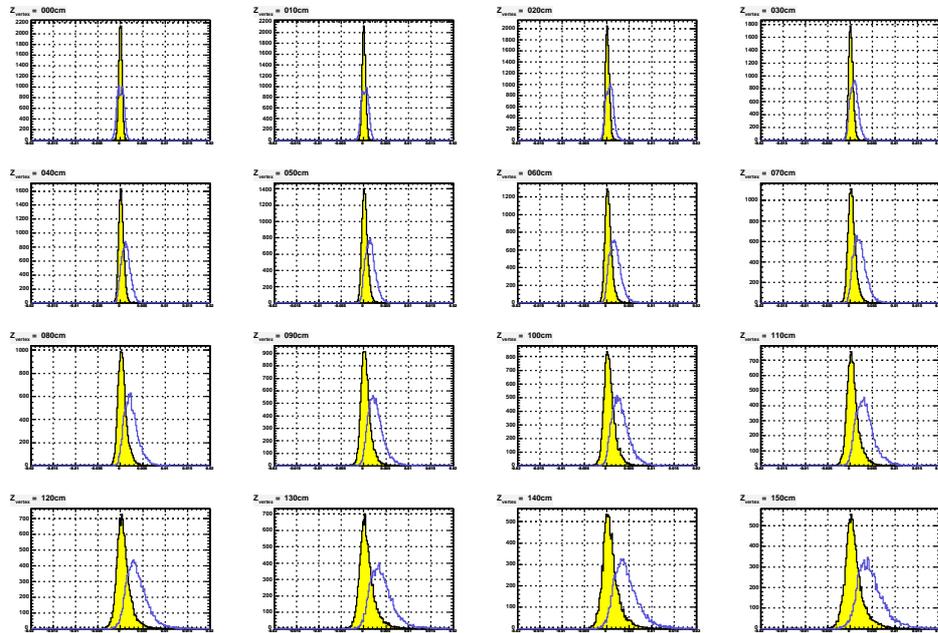


FIG. 5.25 – Distribution pour chaque valeur de Z_{vertex} de la différence entre la position prédite et celle reconstruite, avant (bleu) et après (jaune) correction pour le second compartiment de la partie bouchon du calorimètre.

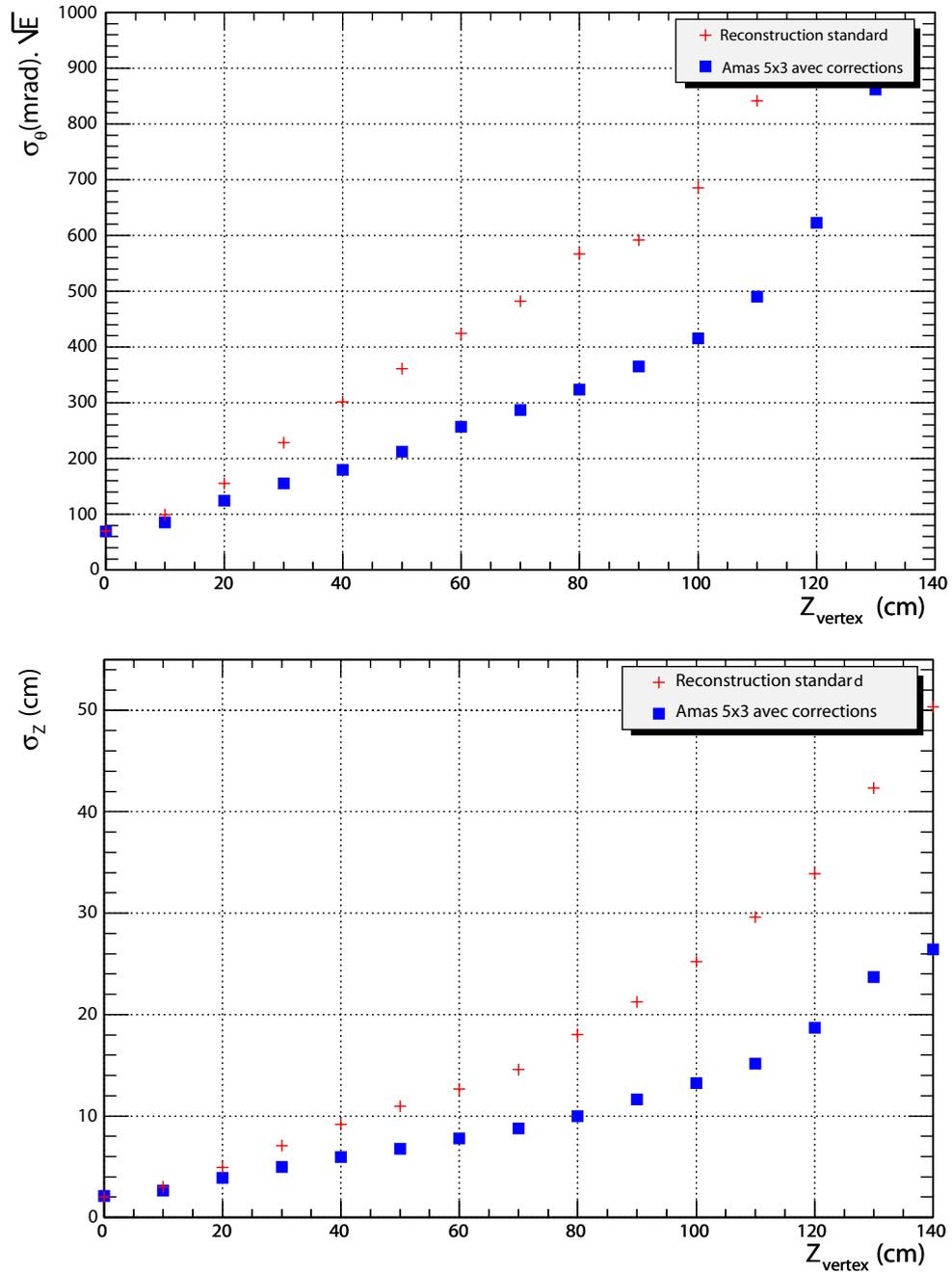


FIG. 5.26 – Résolution angulaire σ_{θ} et résolution σ_Z sur la position du vertex de génération avant (croix rouges) et après (carrés bleus) correction pour la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

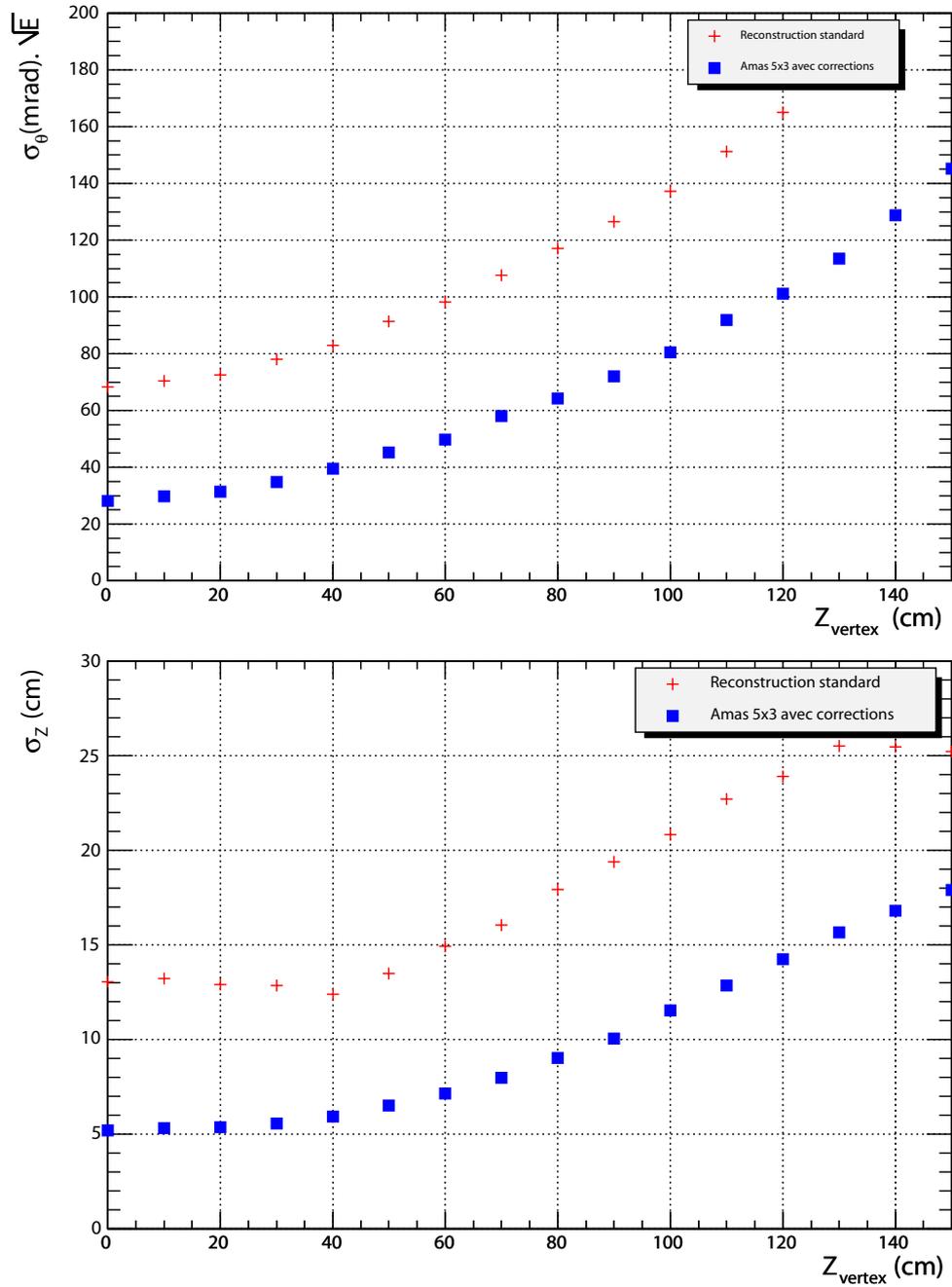


FIG. 5.27 – Résolution angulaire σ_{θ} et résolution σ_Z sur la position du vertex de génération avant (croix rouges) et après (carrés bleus) correction pour la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

5.7 Conclusion

Cette étude met en évidence que les algorithmes de reconstruction standard ne sont pas adaptés à la reconstruction des photons non pointants et qu'un traitement spécifique est nécessaire et permet d'améliorer significativement la résolution angulaire. Les performances obtenues avec la méthode développée dans ce chapitre montrent des limites lorsque que les photons proviennent de vertex effectifs générés au delà de $Z = 100 \text{ cm}$. Un perfectionnement de cette méthode doit passer par une analyse plus approfondie des profondeurs de gerbes pour des photons fortement non pointants. Une étude sur le profil transversal dissymétrique des gerbes de photons non pointants pourrait également permettre d'extraire une méthode alternative de pondération pour le calcul des barycentres selon η et ainsi réduire les biais systématiques introduits à ce niveau.

La résolution angulaire finalement obtenue semble acceptable pour le canal de désintégration GMSB qui nous intéresse. Les résolutions pour les parties tonneau et bouchon sont paramétrées par des fonctions polynômiales et intégrées dans une simulation rapide du détecteur ATLAS. L'étude qui en résulte, sur les capacités de reconstruction des masses du neutralino et des sleptons, ainsi que de la reconstruction du temps de vie du neutralino, est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Etude du canal de désintégration GMSB $\tilde{l} \rightarrow l\gamma\tilde{G}$

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude du signal supersymétrique GMSB $\tilde{l} \rightarrow l\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow l\gamma\tilde{G}$, pour lequel le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ a un temps de vie macroscopique générant un photon dans l'état final non pointant. L'analyse effectuée dans ce chapitre reproduit rigoureusement celle réalisée dans [104], en y apportant toutefois un traitement expérimental des différents sous détecteurs plus détaillé. En particulier, afin de caractériser les performances de reconstruction de la masse des sleptons et du neutralino, ainsi que la détermination du temps de vie du neutralino, la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique, déterminée au chapitre 5, est utilisée.

6.2 Cinématique des événements

Pour cette étude, on s'intéresse aux neutralinos pour lesquels le temps de vie n'est pas négligeable, avec une longueur de désintégration typique de $1 m$. A partir de la méthode originale développée et décrite dans [104], il est possible de reconstruire la direction du gravitino \tilde{G} et d'accéder ainsi aux masses des sleptons $m_{\tilde{l}}$ et du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$.

Le figure 6.1 représente la topologie typique de la désintégration d'un neutralino dans le détecteur ATLAS. Ce dernier est produit au temps $t = 0$ au centre du détecteur. Il se désintègre au temps $t = t_D$ (point M) en un photon et un gravitino. Pour reconstruire la position du vertex de désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ il est nécessaire de pouvoir déterminer la direction du photon (angle α) ainsi que son temps d'arrivée t_γ dans le calorimètre électromagnétique.

Il est également possible de déterminer l'angle ψ entre le photon et le gravitino à partir de la relation

$$\begin{aligned} \cos \psi &= \frac{1 - \xi^2}{1 + \xi^2} \\ \text{avec } \xi &= \frac{ct_\gamma + L(1 - \cos\alpha)}{L\sin\alpha} \end{aligned} \tag{6.1}$$

où L est la distance entre le point d'interaction et le point d'impact A du photon dans le calorimètre. La connaissance de l'angle ψ et de l'impulsion p_γ du photon permet de déterminer entièrement l'impulsion $p_{\tilde{G}}$ du gravitino.

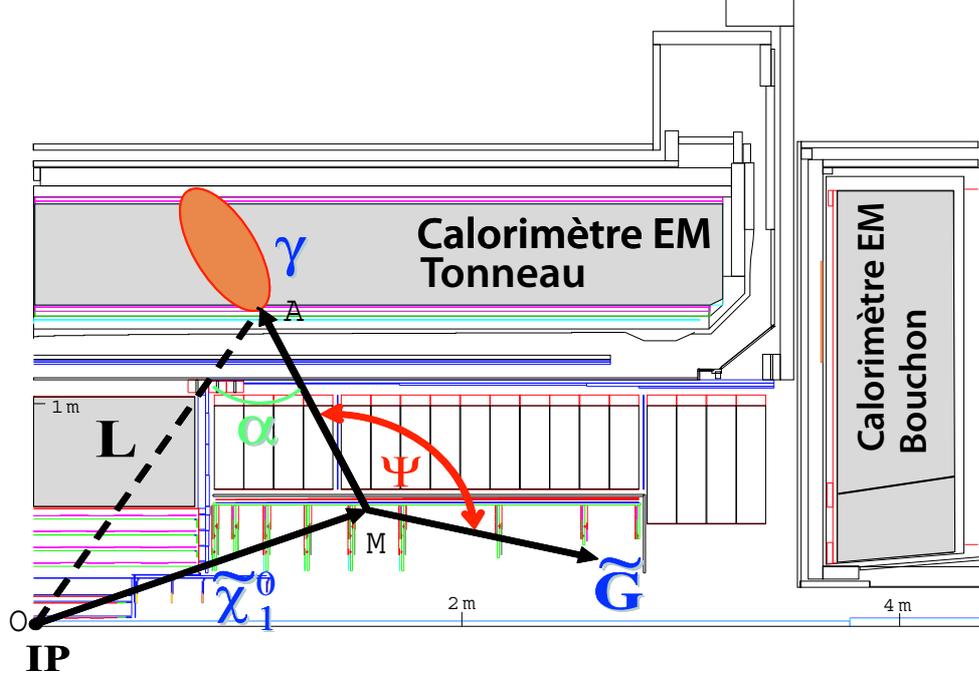


FIG. 6.1 – Représentation graphique de la désintégration d'un neutralino en gravitino et photon dans le détecteur ATLAS.

Puisque le slepton et le neutralino appartiennent à la même cascade de désintégration, il est possible d'établir une relation entre la masse $m_{\tilde{\gamma}}$ du slepton et la masse $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ du neutralino. Cette dernière s'écrit comme

$$\begin{aligned} m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 &= (p_\gamma + p_{\tilde{G}})^2 \\ &= 2E_\gamma E_{\tilde{G}} (1 - \cos\psi) \end{aligned} \quad (6.2)$$

La masse invariante $m_{\tilde{l}}^2$ s'exprime

$$m_{\tilde{l}}^2 = (p_\gamma + p_{\tilde{G}} + p_l)^2 \quad (6.3)$$

et conduit, en utilisant la relation 6.2 et en négligeant la masse du gravitino et du lepton, à

$$m_{\tilde{l}}^2 = \left(1 + \frac{E_l(1 - \cos\theta_{\tilde{G}l})}{E_\gamma(1 - \cos\psi)}\right) m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + 2E_l E_\gamma (1 - \cos\theta_{l\gamma}) \quad (6.4)$$

$$\equiv am_{\tilde{\chi}_1^0}^2 + b \quad (6.5)$$

où les paramètres a et b sont définis par

$$a \equiv \left(1 + \frac{E_l(1 - \cos\theta_{\tilde{G}l})}{E_\gamma(1 - \cos\psi)} \right) \quad (6.6)$$

$$b \equiv 2E_l E_\gamma (1 - \cos\theta_{l\gamma}) \quad (6.7)$$

Les quantités E_l , E_γ , $\cos\psi$, $\cos\theta_{\tilde{G}l}$, $\cos\theta_{l\gamma}$ étant toutes mesurées, on est capable pour chaque événement de calculer les deux paramètres a et b . Si l'on se place dans le plan (a, b) , les points se regroupent le long de la droite d'équation $b = m_{\tilde{l}}^2 - am_{\tilde{\chi}_1^0}^2$. Ainsi chaque événement issu de la chaîne de désintégration considérée permet d'apporter une contrainte indépendante pour la détermination des masses $m_{\tilde{l}}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$.

6.3 Génération et simulation des événements

Dans cette étude on se place au point GMSB $G1$ (table 4.4) pour lequel les sleptons et le neutralino ont des masses respectives de 161.4 et 117.1 GeV . Une quantité de 10^5 événements a été générée avec HERWIG, qui correspond à une année de fonctionnement du LHC à basse luminosité ($10 fb^{-1}$). Ces événements sont transmis à une simulation rapide du détecteur (ATLFAST [105]) qui dégrade la qualité des observables de chaque particule en fonction des performances de chaque sous-détecteur. A ce stade, la NSLP est gardée stable et sa désintégration n'est réalisée qu'au moment de l'analyse, en fonction du temps caractéristique de désintégration imposé $c\tau$. Il en est de même pour la conversion du photon, qui est ajustée de manière à obtenir un taux de conversion de 30% pour des photons pointants, en accord avec l'étude de la section 5.4.

Les résolutions utilisées pour la mesure des observables du photon provenant du neutralino sont résumées dans la table 6.1.

La résolution en énergie est paramétrée avec les performances du calorimètre électromagnétique mesurées en faisceau test. Le terme de bruit $b = 245 MeV$ correspond au bruit attendu pour des amas de cellules de lecture de taille fixe 5×3 à basse luminosité. La résolution sur la détermination du temps d'arrivée du photon est de 100 ps . Cette valeur reste conservative puisque les tests en faisceau ont permis d'établir des performances temporelle légèrement meilleures (section 2.4.3.4). La résolution utilisée pour la mesure de la position de la gerbe électromagnétique est $\sigma_\eta = 0.004/\sqrt{E(GeV)}$ et $\sigma_\phi = 5 mrad/\sqrt{E(GeV)}$. Ces deux valeurs sont des approximations acceptables des résolutions réelles qui varient notamment avec la position en η de la gerbe (figure 5.12).

La résolution σ_θ , utilisée pour la mesure de l'angle polaire θ , est celle déterminée dans le chapitre 5. Si le calorimètre électromagnétique permet d'obtenir une mesure de l'angle polaire, sa granularité grossière selon ϕ ne lui permet pas de déterminer la direction du photon dans le plan $R\phi$. Toutefois, une proportion de 20 à 30% des photons sont convertis en une paire e^+e^- dans le volume du détecteur interne. Dans ce cas, le TRT permet d'obtenir une mesure de la direction selon ϕ des photons avec une résolution $\sigma_{\Delta\phi} = 1 mrad$ [27]. Il doit toutefois être noté que la reconstruction de telles traces n'a pas été étudiée avec une simulation détaillée du détecteur. Celle-ci devra faire l'objet par la suite d'une étude minutieuse.

Observable	Détecteur	Résolution
Énergie	CAL. EM	$\frac{\delta E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{245 \text{ MeV}}{E} \oplus 0.7\%$
Temps	CAL. EM	$\sigma_t = 100 \text{ ps}$
Position	CAL. EM	$\sigma_\eta = \frac{0.004}{\sqrt{E(\text{GeV})}}, \sigma_\phi = \frac{5 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$
Direction	CAL. EM	σ_θ
	TRT	$\sigma_{\Delta\phi} = 1 \text{ mrad}$

TAB. 6.1 – Résolutions appliquées aux observables reconstruites des photons non pointants lors de l'analyse.

6.4 Reconstruction de la masse des sparticules

Dans cette partie la méthode décrite dans la section 6.2 est utilisée pour reconstruire les masses $m_{\tilde{\gamma}}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Celle-ci nécessite la connaissance complète de la direction du photon selon η et ϕ . C'est pourquoi on requiert ici que les photons issus du neutralino se convertissent en une paire e^+e^- à l'intérieur du volume efficace du détecteur interne ($r < 80 \text{ cm}$ et $|z| < 280 \text{ cm}$). Le temps de vie du neutralino est arbitrairement choisi égal à $c\tau = 100 \text{ cm}$. La grande majorité des neutralinos se désintègrent ainsi à l'intérieur du TRT dont la limite externe est modélisée par un cylindre de rayon $r = 107 \text{ cm}$ et de demi-longueur $z = 300 \text{ cm}$.

Des coupures de pré-sélection des événements sont appliquées pour supprimer le bruit de fond du modèle standard. L'analyse complète des bruits de fond n'a pas été réalisée, les coupures utilisées dans la note [106] sont appliquées et sont suffisantes pour réduire le bruit de fond du modèle standard à un niveau négligeable. On requiert ainsi la présence d'au moins quatre jets par événement et on impose les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} M_{eff} &> 400 \text{ GeV} \\ E_T^{miss} &> 0.1M_{eff} \end{aligned} \quad (6.8)$$

où E_T^{miss} est l'énergie transverse manquante de l'événement et où la masse effective M_{eff} est définie par la somme de E_T^{miss} avec l'impulsion transverse des quatre jets les plus énergétiques :

$$M_{eff} \equiv E_T^{miss} + p_{T,1} + p_{T,2} + p_{T,3} + p_{T,4} \quad (6.9)$$

Cette coupure, représentée sur la figure 6.2, garde 69% des événements générés. On requiert également pour chaque événement au moins deux photons et deux leptons isolés. Cette coupure a une efficacité de 21%. Les événements acceptés produisent 29040 neutralinos.

Parmi les neutralinos produits, 53% se désintègrent dans le détecteur interne, et seulement 24% de ces photons se convertissent en une paire e^+e^- dans le volume efficace du détecteur interne. Les coupures suivantes sont ensuite appliquées séquentiellement pour

sélectionner de bons candidats non pointants :

$$\begin{aligned}
E_\gamma &> 30 \text{ GeV} \\
\alpha &> 0.2 \text{ rad} \\
\Delta t_\gamma &> 1 \text{ ns}
\end{aligned}
\tag{6.10}$$

où $\Delta t_\gamma \equiv t_\gamma - L/c$ est le retard en temps enregistré par le calorimètre électromagnétique par rapport à un photon pointant. Ces coupures sont représentées sur les figures 6.3, 6.4 et 6.5. Leur efficacité est respectivement de 92, 23 et 75%. La coupure sur l'énergie E_γ permet de rejeter 85% des photons pointants, mais c'est néanmoins la coupure sur l'angle α qui reste la plus contraignante et qui permet de rejeter tous les photons non pointants. En effet, l'étude du chapitre 5 montre que des photons non pointants, générés avec une position $|Z_{vertex}| < 10 \text{ cm}$, ont $\alpha < 0.05$. Cette coupure est donc très sévère et pourra être ajustée. Cet ajustement n'est pas réalisé ici afin de reproduire une étude comparable à celle de la note [104]. Il reste au final 594 photons non pointants. La figure 6.6 illustre la résolution atteinte sur la détermination de l'angle ψ entre le photon et le gravitino. On obtient ainsi une résolution $\sigma_\psi = 60 \text{ mrad}$.

Pour calculer à chaque événement les paramètres a et b , et ainsi déterminer les masses $m_{\tilde{\tau}}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, il faut apparier à chaque photon non pointant un lepton (électron ou muon). On impose ici aux leptons d'avoir une impulsion transverse minimale de 20 GeV . Cette coupure a une efficacité de 46%. S'il y a plusieurs leptons, seul celui qui minimise la masse invariante lepton-photon $m_{l\gamma}$ est sélectionné.

Le graphique de la figure 6.7 montre la distribution dans le plan (a, b) des points calculés pour chaque couple lepton-photon. Les points se regroupent le long de la droite de pente $-m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et d'ordonnée à l'origine $m_{\tilde{\tau}}$. Les points éloignés de cette distribution proviennent de mauvais appariement ou de photons dont la direction a été mal reconstruite. A ce stade, un travail d'analyse plus détaillé apparaît nécessaire pour déterminer des variables topologiques ou cinématiques discriminantes afin de réduire le nombre de mauvaises paires. Une région de sélection est définie arbitrairement : le graphique de droite sur la figure 6.7 représente la moyenne par intervalle en a des points à l'intérieur de la région de sélection. L'ajustement de l'histogramme par une fonction linéaire donne les résultats suivant :

$$\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^0} &= 115.5 \text{ GeV} \\
m_{\tilde{\tau}} &= 159.9 \text{ GeV}
\end{aligned}
\tag{6.11}$$

qui sont à comparer avec les véritables valeurs de 117.1 et 161.4 GeV respectivement.

Pour estimer l'erreur sur la mesure de la masse, la simulation est répétée 100 fois de façons indépendantes. Les masses ainsi obtenues sont présentées sur les graphiques de la figure 6.8. Chacune des distributions est ajustée par une Gaussienne. Les écarts types sur la mesure des masses obtenues sont $\sigma_{m_{\tilde{\chi}_1^0}} = 1.7 \text{ GeV}$ et $\sigma_{m_{\tilde{\tau}}} = 2.1 \text{ GeV}$, ce qui correspond à une erreur relative de 1.5%.

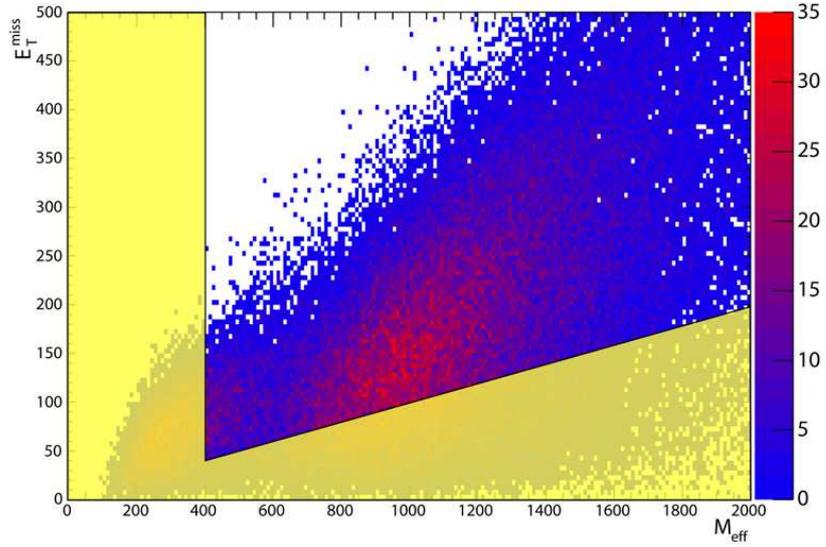


FIG. 6.2 – Distribution de la masse effective M_{eff} et de l'énergie transverse manquante E_T^{miss} des événements générés au point GMSB $G1$. La région rejetée par la coupure (équation 6.8) est affichée en jaune.

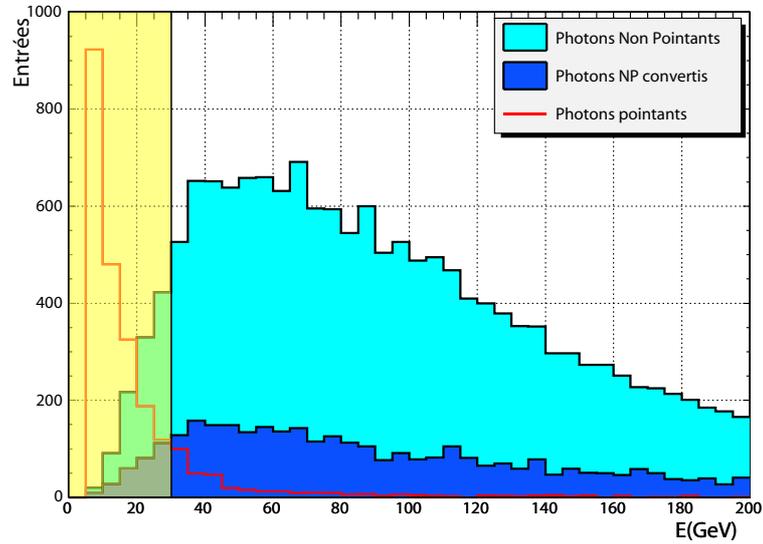


FIG. 6.3 – Distribution de l'énergie E_γ des photons non pointants détectés (bleu foncé) et de ceux convertis dans le volume efficace du détecteur interne (bleu clair). L'histogramme rouge représente le spectre en énergie des photons pointants. La région rejetée par la coupure (équation 6.10) est affichée en jaune.

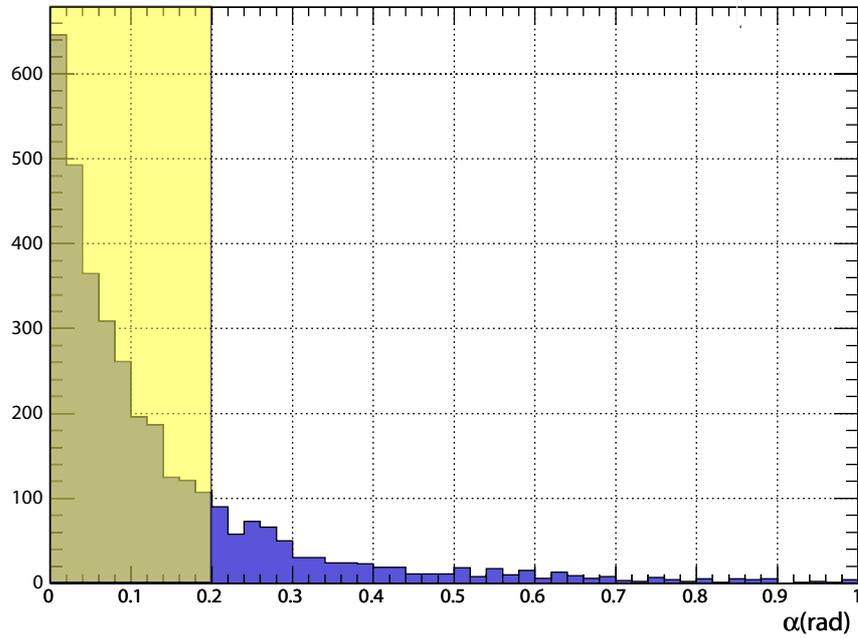


FIG. 6.4 – Distribution de l'angle α des photons non pointants sélectionnés. La région rejetée par la coupure (équation 6.10) est affichée en jaune.

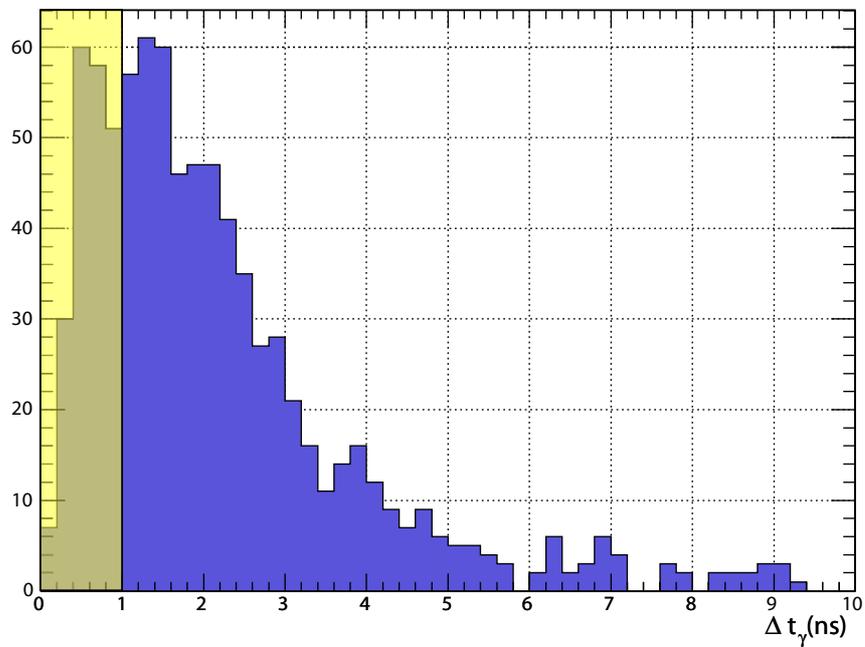


FIG. 6.5 – Distribution du temps d'arrivé Δt_γ des photons non pointants sélectionnés. La région rejetée par la coupure (équation 6.10) est affichée en jaune.

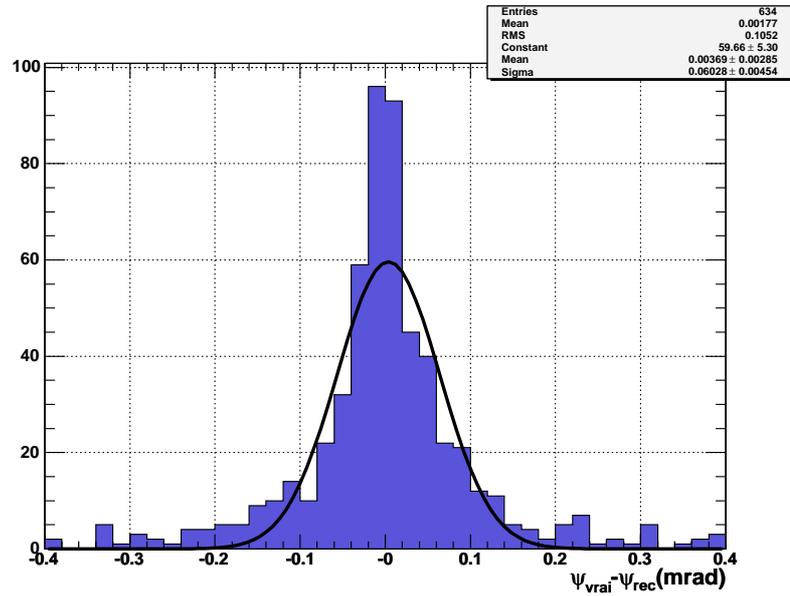


FIG. 6.6 – Distribution de la différence entre la valeur de l’angle reconstruit ψ_{rec} et sa valeur réelle ψ_{vrai} , pour les photons non pointants sélectionnés par la coupure 6.10.

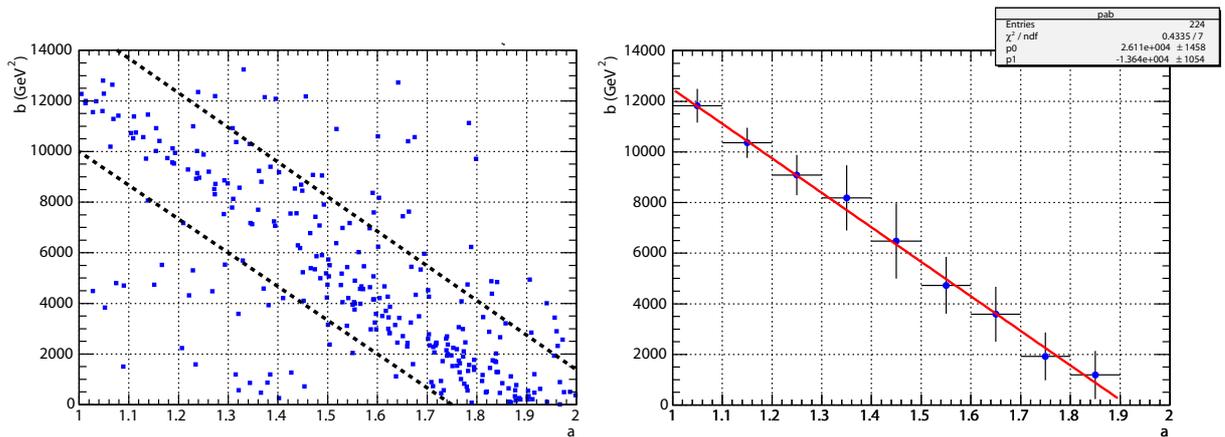


FIG. 6.7 – A gauche : distribution dans le plan (a, b) des points calculés pour chaque paire photon-lepton. Les traits pointillés représentent les coupures appliquées. A droite : distribution moyennée des points à l’intérieur de la zone de sélection (points bleus). La droite rouge est celle ajustée à la distribution.

A titre de comparaison, les écarts types obtenus avec une résolution angulaire du calorimètre électromagnétique constante et égale à 60 mrad sont plus faibles de 30 à 40% et valent $\sigma_{m_{\tilde{\chi}_1^0}} = 1.2 \text{ GeV}$ et $\sigma_{m_{\tilde{\tau}_1}} = 1.3 \text{ GeV}$. Le biais sur les masses ainsi reconstruites est également plus faible, ces dernières sont de 116.2 et de 160.7 GeV , respectivement pour le neutralino et les sleptons.

Cette détérioration des performances globales de reconstruction avec la diminution de la résolution angulaire est reliée à la dégradation de la détermination de l'angle ψ . La résolution sur la mesure de ce dernier est tabulée dans la table 6.2.

$\sigma_\theta(\text{mrad}) \times \sqrt{E}$	60	100	200	300	400	500	1000
$\sigma_\psi \text{ (mrad)}$	32	36	42	50	56	63	99

TAB. 6.2 – Variation de la résolution sur la mesure de l'angle ψ en fonction d'une résolution angulaire σ_θ constante du calorimètre électromagnétique.

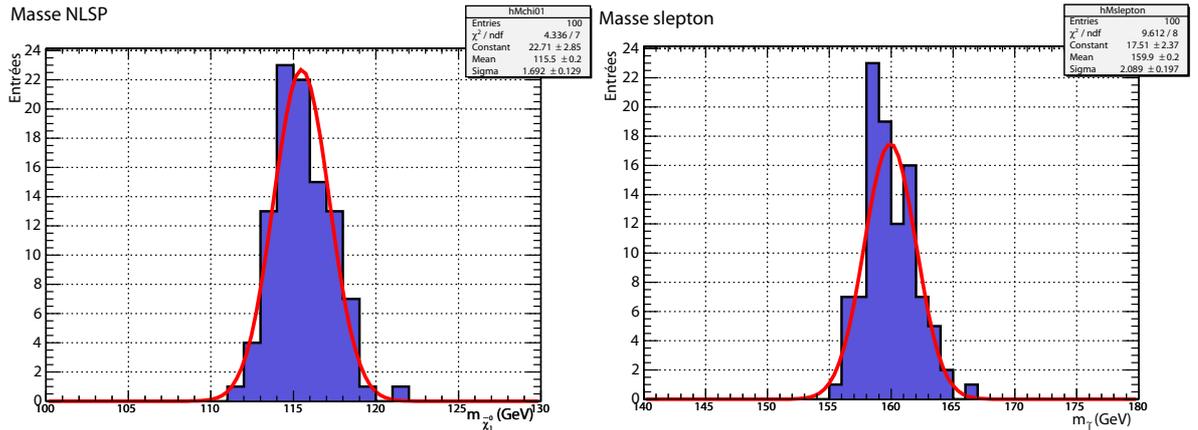


FIG. 6.8 – Distribution de la masse reconstruite du neutralino (gauche) et de celle des sleptons (droite) lorsque la simulation est répétée 100 fois. Les masses générées sont respectivement de 117.1 GeV et de 161.4 GeV .

6.5 Reconstruction du temps de vie du neutralino

6.5.1 Méthode de reconstruction du vertex de désintégration

Dès lors que les masses des sleptons et celle du neutralino sont déterminées à l'aide de la méthode décrite précédemment, il devient possible de reconstruire entièrement la chaîne de désintégration du slepton \tilde{l} . Dans ce cas, la condition de conversion du photon dans le volume efficace du détecteur interne n'est plus nécessaire car il devient possible de déterminer la direction selon ϕ des photons non pointants de façon implicite. Ceci

permet d'accroître notablement le volume de détection, puisque la seule contrainte restante consiste à requérir une désintégration du neutralino dans le volume délimité par le calorimètre électromagnétique, c'est à dire :

$$r < 156 \text{ cm} \quad (6.12)$$

$$|z| < 300 \text{ cm} \quad (6.13)$$

où r est la distance radiale à l'axe du faisceau.

Si le calorimètre électromagnétique ne permet pas de mesurer la direction selon ϕ du photon, celle-ci peut être déterminée indirectement en considérant le reste de la chaîne de désintégration. En effet, pour chaque événement les équations suivantes doivent être vérifiées simultanément :

$$\begin{aligned} t_\gamma &= \frac{OM}{\beta_{\tilde{\chi}_1^0} c} + \frac{AM}{c} \\ \tilde{p}_l^2 &= \left(\tilde{p}_{\tilde{\chi}_1^0} + \tilde{p}_l \right)^2 \\ \tilde{p}_{\tilde{\chi}_1^0}^2 &= \left(\tilde{p}_{\tilde{G}} + \tilde{p}_\gamma \right)^2 \end{aligned} \quad (6.14)$$

où les distances OA et AM se réfèrent au schéma 6.1, et t_γ est l'intervalle de temps entre l'interaction et l'impact du photon dans le calorimètre.

Pour chaque événement on mesure la position $\vec{x}_\gamma \equiv \overrightarrow{OA}$ du photon dans le calorimètre, son énergie E_γ , sa direction θ selon η et son retard $\Delta t_\gamma \equiv t_\gamma - L/c$. On mesure également l'énergie E_l et l'impulsion \vec{p}_l du lepton associé.

Le point d'impact \vec{x}_γ et l'angle polaire θ_γ du photon définissent de façon non équivoque un plan \mathcal{P}_χ sur lequel se trouve le vertex de désintégration \vec{x}_D du neutralino (figure 6.9). Celui doit également permettre de satisfaire les conditions 6.14. Ces dernières se ré-expriment sous la forme :

$$\begin{aligned} E_{\tilde{\chi}_1^0} E_l - \vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0} \vec{p}_l &= \frac{1}{2} \left[m_l^2 - m_{\tilde{\chi}_1^0}^2 - m_l^2 \right] \equiv \mathcal{A} \\ E_{\tilde{\chi}_1^0} E_\gamma - \vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0} \vec{p}_\gamma &= \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{2} \equiv \mathcal{B} \end{aligned} \quad (6.15)$$

où l'on a négligé la masse $m_{\tilde{G}}$ du gravitino. On définit alors la quantité ξ comme :

$$\xi \equiv \frac{\left| E_{\tilde{\chi}_1^0} E_l - \vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0} \vec{p}_l - \mathcal{A} \right|}{\mathcal{A}} + \frac{\left| E_{\tilde{\chi}_1^0} E_\gamma - \vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0} \vec{p}_\gamma - \mathcal{B} \right|}{\mathcal{B}} \quad (6.16)$$

La position du vertex de désintégration \vec{x}_D est obtenue en cherchant la valeur minimale prise par ξ sur l'ensemble des points M du plan \mathcal{P}_χ . Pour chaque point M , on calcule le temps de désintégration t_D , ce qui permet de déterminer $\beta_{\tilde{\chi}_1^0}$ et de dériver ainsi les quantités $E_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $\vec{p}_{\tilde{\chi}_1^0}$. La figure 6.10 illustre la distribution des valeurs de ξ pour un événement quelconque. Il y existe deux solutions possibles au système d'équations 6.14. Les solutions non physiques et celles donnant lieu à des vertex de désintégration hors du calorimètre sont écartées. Lorsque cela est possible, seule la solution la plus proche

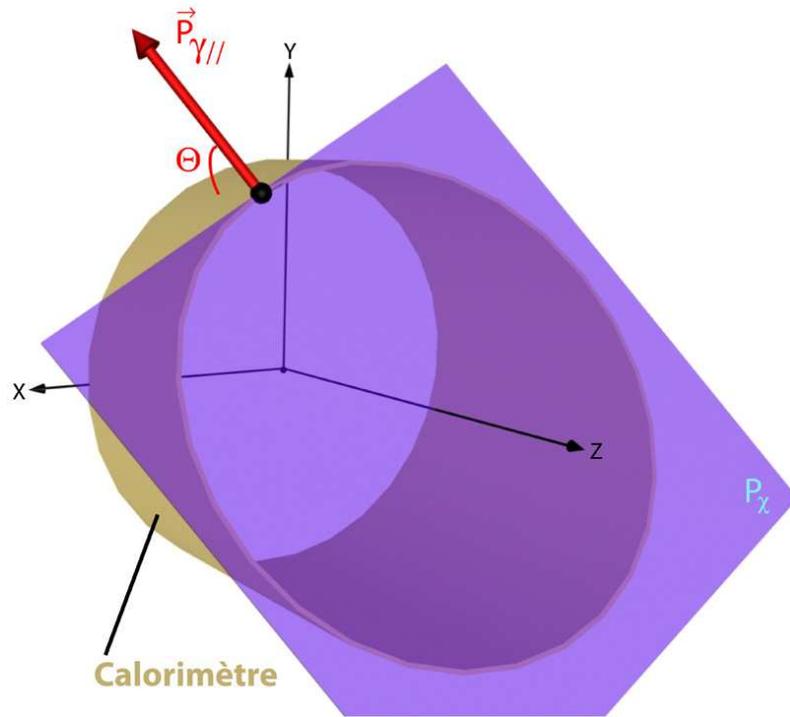


FIG. 6.9 – Représentation graphique du plan \mathcal{P}_x (violet) défini par le point d'impact et l'angle polaire θ du photon incident.

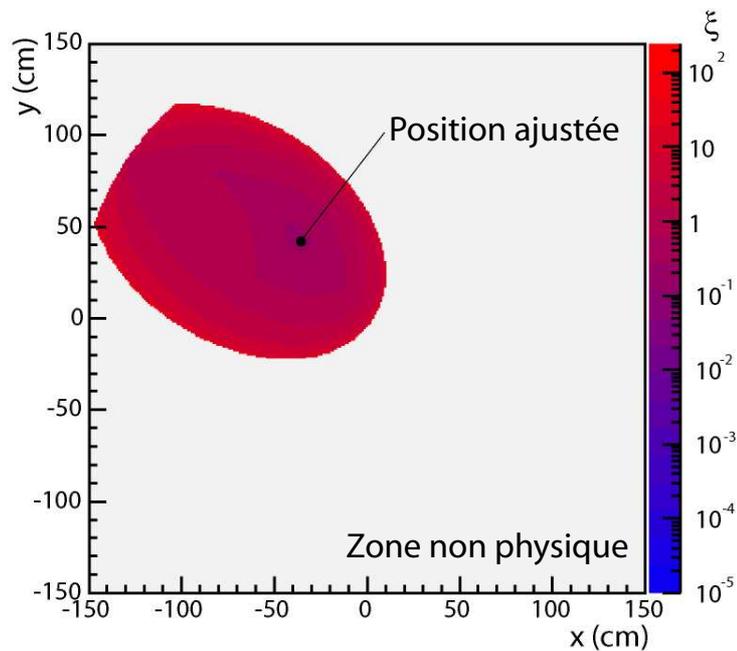


FIG. 6.10 – Représentation graphique des valeurs prises par ξ pour un événement quelconque. La vue est une projection du plan \mathcal{P}_x dans le plan transversal XY du détecteur ATLAS.

du centre du détecteur est conservée. Une coupure sur la valeur de ξ est appliquée pour rejeter les événements où l'ajustement converge mal. Une étude plus approfondie s'avère nécessaire à ce stade pour corrélérer le choix du vertex avec des variables cinématique ou topologiques et pour ainsi permettre une plus grande efficacité dans la sélection du vertex.

6.5.2 Analyse

Pour cette analyse, on applique des coupures de pré-sélection identiques à celles de la section précédente (équation 6.8) et on sélectionne des photons non pointants avec les contraintes suivantes :

$$\begin{aligned} E_\gamma &> 30 \text{ GeV} \\ \theta_p &> 0.2 \text{ rad} \\ \Delta t_\gamma &> 1 \text{ ns} \end{aligned} \tag{6.17}$$

où cette fois θ_p n'est pas l'angle absolu entre \vec{p}_χ et \vec{x}_γ , mais est défini comme la différence des angles polaires θ_γ et $\theta_{\vec{x}_\gamma}$. Cette coupure est différente de celle de l'équation 6.10 car dans cette partie la direction selon ϕ n'est pas déterminée pour les photons non convertis. La sélection sur l'angle θ est également moins restrictive que celle sur l'angle α .

L'analyse porte sur le même lot de 10^5 événements GMSB utilisé dans la section précédente, dont on fait varier la longueur caractéristique de désintégration $c\tau$ du neutralino entre 10 cm et 2000 cm . On associe un lepton isolé à chaque photon non pointant qui passe les coupures pré-citées. Celui-ci doit avoir une impulsion transverse minimale de 20 GeV . Si plusieurs leptons sont présents, seul celui qui minimise la masse invariante $m_{l\gamma}$ est choisi. On reconstruit pour chaque paire lepton-photon le vertex de désintégration par la méthode décrite dans la section 6.5.1. Une fois le vertex déterminé, on en déduit immédiatement la valeur de $\beta_{\tilde{\chi}_1^0}$ associé au neutralino et son temps de vie t_D dans le référentiel de l'expérience.

La figure 6.11 représente la corrélation entre le vrai temps de vie t_D de chaque neutralino et celui réellement reconstruit pour un temps caractéristique $c\tau = 100 \text{ cm}$. L'écart type de la distribution reste constant sur tout l'intervalle de $c\tau = 50 \text{ cm}$ à $c\tau = 2000 \text{ cm}$, à $\sigma \sim 2 \text{ ns}$. Les points situés à la périphérie de la distribution proviennent majoritairement de mauvais appariements lepton-photon ou de vertex mal reconstruits.

Sur la figure 6.12 est représenté le temps de vie t_D corrigé par le facteur γ_χ du neutralino pour différentes valeurs de $c\tau$. On observe bien une décroissance exponentielle de la distribution. Une première méthode pour extraire $c\tau$ consiste à ajuster directement une fonction exponentielle sur la distribution. Ceci requiert toutefois d'avoir suffisamment de statistique pour obtenir un résultat significatif, ce qui n'est pas le cas avec seulement 10^5 événements. C'est pourquoi dans ce cas précis il est nécessaire d'utiliser un lot d'au moins 10^6 événements, correspondant à une luminosité intégrée de 100 fb^{-1} .

Cette étude a été réalisée pour des valeurs de $c\tau$ variant de 10 cm à 180 cm . L'expérience est renouvelée 10 fois consécutives et de manière indépendante pour chaque valeur de $c\tau$, afin d'étudier la sensibilité sur la mesure de ce paramètre. Les résultats obtenus

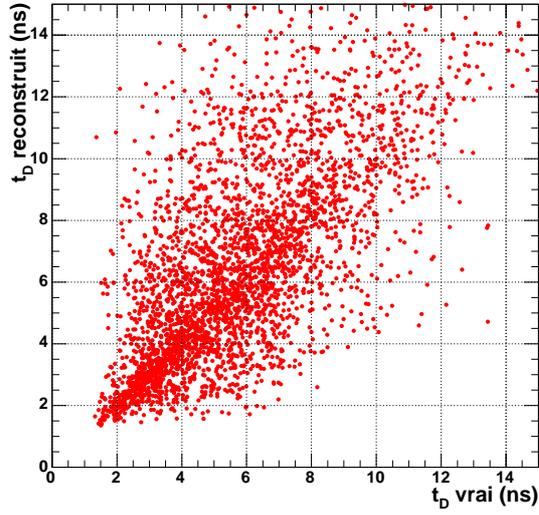


FIG. 6.11 – Corrélation entre le temps de vie t_D du neutralino dans le référentiel de l'expérience et celui reconstruit pour $c\tau = 100$ cm.

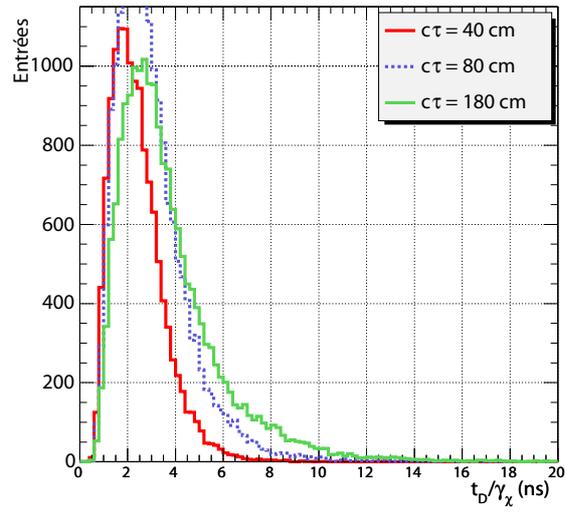


FIG. 6.12 – Distribution de t_D/γ_χ pour différentes valeurs de $c\tau$ et pour une luminosité intégrée de 100 fb $^{-1}$.

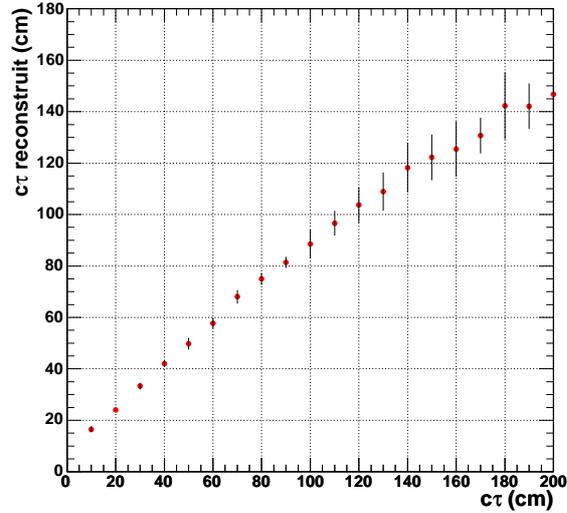


FIG. 6.13 – Valeurs reconstruites de $c\tau$ par l’ajustement d’une exponentielle sur la distribution de la quantité t_D/γ_χ . L’expérience est reproduite 10 fois pour chaque valeur de $c\tau$. Les points représentent les valeurs moyennes obtenues et leur barre d’erreur l’écart quadratique moyen.

sont résumés sur la figure 6.13. L’ajustement n’est fait que sur le début de la décroissance, car les neutralinos avec un temps de vie propre élevé sont plus sujet à s’échapper du détecteur sans être détecté, ce qui biaise la forme de la distribution pour les valeur de t_D/γ_χ élevée. Ce biais est d’autant plus important que le valeur de $c\tau$ imposée est grande. C’est ce que l’on observe sur la figure 6.13, où pour des $c\tau$ inférieurs à 40 cm le biais sur la valeur reconstruite reste peu important, alors qu’il s’accroît au delà. Les barres d’erreurs affichées représentent l’écart quadratique moyen du $c\tau$ ajustée pour les 10 reproductions de l’expérience. Pour $c\tau < 40$ cm on obtient une sensibilité $\Delta c\tau/\tau$ inférieure à 3% et qui croît rapidement pour atteindre 8% à $c\tau = 180$ cm. Cette façon de procéder n’est donc pas satisfaisante pour de grandes valeurs de $c\tau$, et d’autre part elle nécessite beaucoup plus de statistique.

Une seconde méthode permet d’étendre la fenêtre de sensibilité du paramètre $c\tau$. Pour cela on considère la valeur moyenne $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$ de la distribution de t_D/γ_χ . Cette quantité est calculée pour des lots de 10^5 événements, avec $c\tau$ variant de 50 à 400 cm. L’expérience est répétée 100 fois pour déterminer la valeur moyenne de $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$ et sa déviation standard. Les résultats sont présentés sur la figure 6.14. La quantité $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$ augmente de façon monotone avec $c\tau$ mais on observe une saturation pour $c\tau \sim 400$ ns. Elle résulte du fait que pour ces temps caractéristiques de désintégration une partie importante des neutralinos se désintègrent hors du détecteur. Pour étudier la sensibilité sur la valeur de $c\tau$ qu’il est possible d’atteindre avec cette méthode, on ajuste à $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$, et pour chaque valeur de $c\tau$, un polynôme d’ordre 2 dans la fenêtre $c\tau \pm 100$ cm. Ceci permet d’estimer la résolution attendue sur la détermination de $c\tau$. Le résultat est visible sur la figure 6.15.

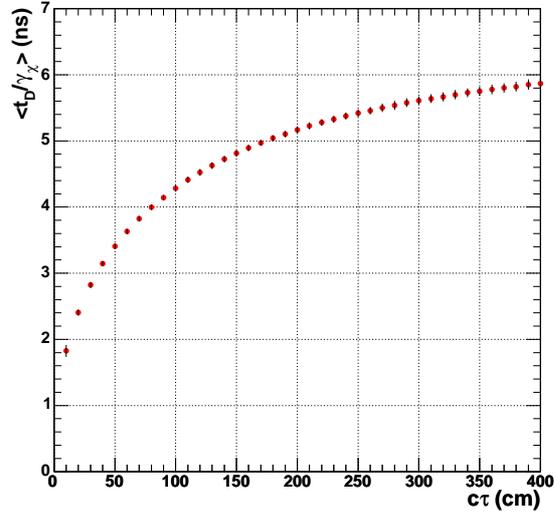


FIG. 6.14 – Evolution de la quantité $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$ avec $c\tau$. L'expérience est reproduite 100 fois pour chaque valeur de $c\tau$ avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Les points représentent les valeurs moyennes obtenues et leur barre d'erreur l'écart quadratique moyen.

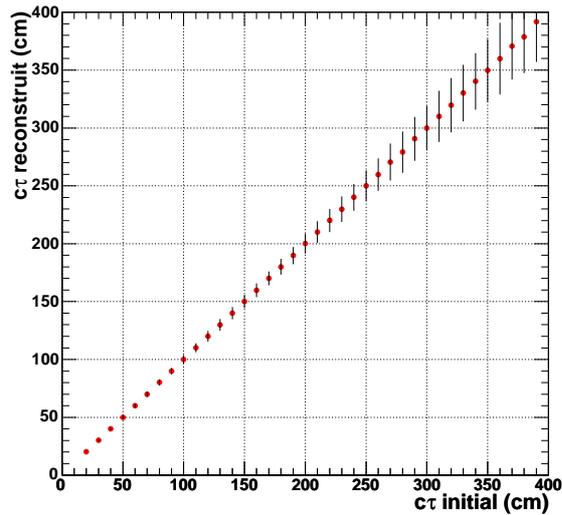


FIG. 6.15 – Résolution sur la mesure de $c\tau$ à partir de la quantité $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$.

Les biais sur la valeur reconstruite de $c\tau$ sont inférieurs à 1%. Sur l'intervalle considéré l'erreur sur la mesure de $c\tau$ croît de 3% à 8%.

Il convient ici de souligner que l'utilisation de cette méthode nécessite un excellent contrôle de l'acceptance et des erreurs systématiques liées au détecteur, ce qui a été effectivement supposé ici. Toutefois une étude détaillée utilisant une simulation complète du détecteur s'avérera indispensable pour déterminer et corriger ces erreurs.

Pour conserver une résolution raisonnable sur la mesure de $c\tau$ au delà de 400 *cm* il faut recourir à des méthodes statistiques. Une façon de procéder consiste à compter le nombre de paires lepton-photon créé dans le détecteur. On s'intéresse donc à la quantité $N_{l\gamma}$ de paires lepton-photon acceptées lorsque $c\tau$ varie de 50 à 2000 *cm*. L'étude est répétée 100 fois pour chaque valeur de $c\tau$. La figure 6.16 résume les résultats obtenus.

Le nombre de paires croît pour atteindre sa valeur maximale pour $c\tau \sim 100$ *cm* puis diminue au delà car le nombre de neutralinos se désintégrant hors du volume de détection augmente. Pour $c\tau < 100$ *cm*, le nombre de paires lepton-photon chute principalement à cause de la coupure imposée sur l'angle polaire $\theta_p < 0.1$ *rad*. Comme précédemment, pour étudier la résolution sur la valeur de $c\tau$ qu'il est possible d'atteindre avec cette méthode, on ajuste à $N_{l\gamma}$, et pour chaque valeur de $c\tau$, un polynôme d'ordre 2 dans la fenêtre $c\tau \pm 100$ *cm*. Le résultat est présenté sur la figure 6.17. Les biais sur la valeur de $c\tau$ ainsi reconstruite restent inférieurs à 1%. Sur l'intervalle considéré, l'erreur sur la mesure de $c\tau$ est proche de 3%. Ici encore une étude avec une simulation complète du détecteur est nécessaire pour corriger les erreurs systématiques liées au détecteur. Toutefois, il n'est pas évident que cette dernière méthode soit utilisable dans ATLAS car il apparaît difficile d'obtenir une normalisation correcte de la distribution de $N_{l\gamma}$ à partir d'une simulation détaillée.

La figure 6.18 résume la sensibilité $\Delta c\tau/c\tau$ qu'il est possible d'atteindre pour chacune des trois méthodes étudiées. L'ajustement d'une exponentielle permet d'obtenir la meilleure résolution pour de faibles $c\tau$ mais uniquement sur une petite région. Dans la zone intermédiaire, comprise entre $c\tau = 40$ *cm* et $c\tau = 200$ *cm*, la quantité $\langle t_D/\gamma_\chi \rangle$ offre la meilleure sensibilité. Au delà, c'est la méthode statistique, peu dépendante des performances angulaires du calorimètre électromagnétique, qui permet d'assurer une résolution de 3% sur la mesure de $c\tau$.

6.6 Sensibilité sur $\sqrt{F_0}$

Le temps de vie du neutralino est relié à l'échelle fondamentale de brisure de supersymétrie $\sqrt{F_0}$ par l'équation 4.52. La détermination du paramètre $c\tau$ permet donc de contraindre $\sqrt{F_0}$. La section précédente nous apprend que la résolution attendue sur la mesure de $c\tau$ dans la région comprise entre 0 et 2000 *cm* reste typiquement inférieure à 5%. Pour $c\tau = 100$ *cm*, l'étude de la section 6.4 montre que l'on peut espérer reconstruire la masse du neutralino avec une résolution de 2%. On obtient dans ce cas une sensibilité $\Delta\sqrt{F_0}/F_0 \sim 4\%$ sur l'échelle fondamentale de brisure de supersymétrie et $\Delta m_{\tilde{G}}/m_{\tilde{G}} \sim 8\%$ sur la masse du gravitino (équation 4.50), pour des valeurs respectives de 1200 *TeV* et de

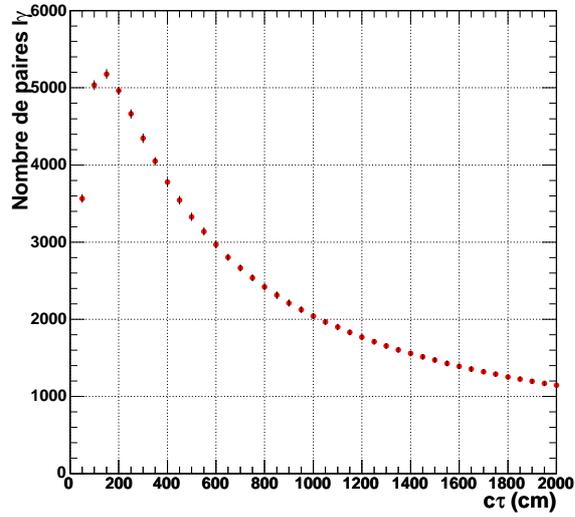


FIG. 6.16 – Evolution de la quantité N_{l_γ} avec $c\tau$. L'expérience est reproduite 100 fois pour chaque valeur de $c\tau$ avec une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$. Les points représentent les valeurs moyennes obtenues et leur barre d'erreur l'écart quadratique moyen.

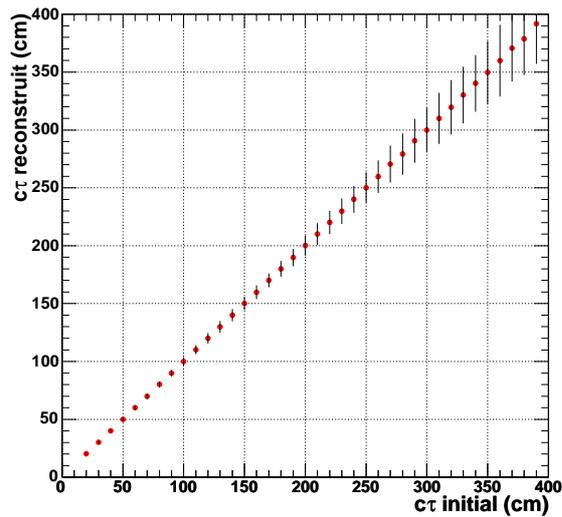


FIG. 6.17 – Résolution sur la mesure de $c\tau$ à partir de la quantité N_{l_γ} .

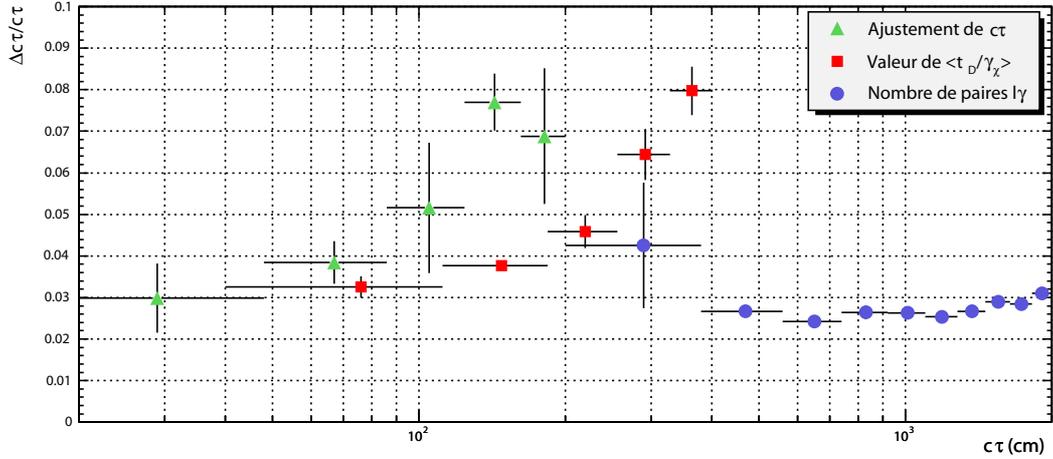


FIG. 6.18 – Résolution sur la mesure du temps de vie caractéristique $c\tau$ du neutralino pour chacune des trois méthodes étudiées.

0.3 keV.

Si l'on considère des valeurs élevée de $c\tau$, de l'ordre de 2000 cm, le manque de statistique (seulement 50 paires photon/lepton acceptées) pour une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$ ne permet pas de mesurer la masse du neutralino avec une précision meilleure que 4%. Dans ce cas, l'incertitude sur $\sqrt{F_0}$ est totalement dominé par l'incertitude sur $m_{\tilde{\chi}_1^0}$. On obtient alors une résolution de 6.5% sur $\Delta\sqrt{F_0}$ et de 12.5% sur $m_{\tilde{G}}$, pour $\sqrt{F_0} = 2500 TeV$ et $m_{\tilde{G}} = 1.5 keV$. Avec plus de statistique, il est possible d'accroître significativement la précision sur la masse du neutralino et ainsi la précision sur $\sqrt{F_0}$.

6.7 Déclenchement et bruits de fond

6.7.1 Le déclenchement des événements avec deux photons non-pointants

La topologie des événements considérés est :

- Une paire de photons de haute énergie
- Une paire de leptons isolés
- Des jets
- De l'énergie manquante.

Ces événements déclencheront l'acquisition de l'appareillage grâce aux jets de grand E_T (4j110) et aux deux photons (2 γ 20i) (cf section 2.7). Nous avons vérifié que l'énergie reconstruite par l'algorithme standard (i.e. avant les itérations développées au chapitre 5) qui est utilisé par le déclenchement de niveau 2 dans ATLAS est suffisante pour assurer une bonne efficacité de déclenchement pour ces événements. Les biais introduits sur l'énergie

reconstruite ne dépassent pas 6% pour des photons non pointants de $p_T = 60 \text{ GeV}$ générés avec un vertex effectif $Z_{vertex} = 150 \text{ cm}$.

Pour une étude plus approfondie de l'efficacité de déclenchement, il faudrait étudier l'effet introduit par l'algorithme de reconstruction de l'énergie et du temps de chaque cellule utilisé dans les DSP sur les cartes ROD. En effet, le temps d'arrivée de la particule sera dominé par la mesure du temps reconstruit pour la cellule avec le plus d'énergie. Ce temps est reconstruit par la technique du filtrage optimal à partir de l'amplitude relative des cinq échantillons par rapport à un temps de référence. Il faudra étudier les performances de cette reconstruction pour des particules très décalées en temps (de plusieurs nanosecondes). Il faudrait d'autre part réfléchir si il serait possible que l'algorithme décide de transmettre les cinq échantillons dans le cas où l'énergie est au dessus de 10-20 GeV et la forme du signal différente de la forme de référence.

6.7.2 Les bruits de fond

Les événements étudiés ici, prédits dans le cadre du modèle GMSB avec des neutralinos à long temps de vie, ont deux photons à grande impulsion transverse. Cette topologie permet de réduire considérablement le bruit de fond. Les sources dominantes de bruit de fond pour ce canal [107] sont issus de processus du Modèle Standard :

- Processus avec des photons mal identifiés (électrons mal reconstruits) et de l'énergie manquante (cf figure 6.19).
- Processus avec de l'énergie manquante due à une mauvaise reconstruction de la balance en énergie.

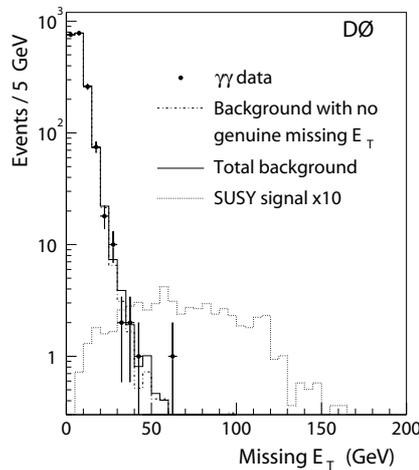


FIG. 6.19 – Distribution de l'énergie manquante pour les événements diphotons et le bruit de fond de l'expérience $DØ$ [107]. Est aussi représenté le signal attendu pour un point GMSB avec $\Lambda = 80 \text{ TeV}$ pour $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$.

Les coupures de sélection décrites dans ce chapitre permettent de réduire ces contributions. Par manque de temps nous n'avons pas étudié en détail ces processus. Les études

faites par $D0$ et CDF montrent que le niveau de bruit de fond peut être maintenu suffisamment bas pour ne pas mettre en cause la détection des événements GMSB et ne pas perturber la reconstruction des paramètres.

Dans les études faites par $D0$ et CDF les photons recherchés sont pointants ; dans l'étude présentée ici ils sont principalement non-pointants et donc hors-temps ; ces deux caractéristiques permettront de réduire encore plus le bruit de fond.

6.8 Conclusion

Dans ce chapitre une résolution angulaire réaliste du calorimètre électromagnétique a été implémentée dans une simulation rapide du détecteur ATLAS. Avec les performances ainsi paramétrées, il est possible de reconstruire la masse du neutralino et celle des sleptons avec une précision attendue de l'ordre de 2%. Les performances du calorimètre permettent également d'obtenir une résolution sur la mesure du temps de vie du neutralino proche de 5%, ce qui conduit à pouvoir déterminer l'échelle fondamentale de brisure de supersymétrie avec une précision de 4% pour $c\tau$ compris entre 10 et 2000 cm .

Les résultats obtenus dans ce chapitre ont été obtenus sans prendre en compte les erreurs systématiques des mesures et les résolutions obtenues sont purement statistiques. Il est important que les systématiques soient minutieusement étudiées par la suite à l'aide d'une simulation complète du détecteur. Les erreurs systématiques que nous pouvons attendre proviennent :

- des effets d'empilement et des événements sous-jacents sur la reconstruction de la direction.
- de la qualité de la description des gerbes électromagnétiques. Dans ce cas, les données acquises avec des photons non pointants, durant le test en faisceau combiné de 2004, pourront permettre une comparaison avec la simulation du détecteur.
- des effets dus aux bruits de fond.

Pour le point GMSB $G1$ étudié, nous attendons 10^5 événements supersymétriques pour une luminosité intégrée de $10 fb^{-1}$. Pour un temps de vie caractéristique $c\tau = 100 cm$, les seuils de déclenchement et les coupures de réduction du bruit de fond du modèle standard sélectionnent 14520 de ces événements. Cette étude, où des performances réalistes du détecteur ATLAS ont été considérées, montre qu'il sera possible de mettre en évidence un signal supersymétrique de type GMSB dans le cas où la NLSP est le plus léger des neutralinos, pour un temps de vie caractéristique $c\tau$ compris entre 10 cm et jusqu'à une dizaine de mètres.

Conclusion

Les résultats présentés dans ce mémoire de thèse portent sur deux sujets :

- **L’obtention des coefficients de filtrage optimal.** Ces coefficients permettent de réduire la contribution du bruit total (électronique et empilement) et de prendre en compte, pour l’étalonnage, les effets dûs à la variation des paramètres électriques de la chaîne de lecture du calorimètre électromagnétique d’ATLAS. Le travail présenté ici, et qui est utilisé dans la publication des résultats des mesures faites en faisceau de tests des modules de série, montre que la méthode proposée permet d’obtenir une non-uniformité inférieure à 0.6% et ainsi de garantir un terme constant pour la résolution en énergie inférieur à 0.5%, une des performances requise pour le fonctionnement du calorimètre électromagnétique à argon Liquide. La mise en oeuvre de la méthode présentée ici est suffisamment simple pour que nous pensions qu’elle puisse être utilisée pour le démarrage de l’expérience. Cette méthode est d’autre part utilisée pour l’analyse du *run* combiné ATLAS qui s’est déroulé en 2004.
- **L’étude de la reconstruction des photons pointants et non pointants dans le calorimètre électromagnétique.** Ce travail a été fait dans le contexte de la reconstruction de neutralinos avec un long temps de vie. Ces neutralinos sont prédits dans le cadre de la théorie supersymétrique GMSB. Pour cette étude, une simulation complète du détecteur a été mise en oeuvre pour permettre de prendre en compte les effets de reconstruction. Nous avons ainsi pu vérifier que la résolution angulaire du calorimètre électromagnétique est de $60 \text{ mrad}/\sqrt{E}$ pour des photons issus du vertex primaire et développer une procédure de correction itérative pour les photons non-pointants. Nous avons ensuite introduit ces effets de reconstruction dans le programme de simulation d’événements avec des neutralinos à long temps de vie et montré que grâce à la reconstruction de la direction du photon et du temps de vol, nous étions capable de reconstruire la masse des neutralinos produits. Nous avons vérifié que les bruits de fond, issus de processus du modèle standard, ne devrait pas dégrader les performances attendues. Ce travail a permis de confirmer la possibilité pour ATLAS de découvrir l’existence de ces neutralinos dans le cas où le modèle GMSB serait celui permettant de décrire l’interaction entre les particules fondamentales.

Une phase passionnante va maintenant s’ouvrir aux physiciens d’ATLAS. En effet, le calorimètre électromagnétique tonneau est désormais dans le puits ATLAS, les deux bouchons le seront à la fin de l’année 2005. En 2006, les calorimètres tonneau (électromagnétique et hadronique) enregistrerons des données provenant de muons cosmiques : ceci permettra de mesurer la réponse des 120000 cellules du calorimètre tonneau. En 2007,

l'ensemble du détecteur ATLAS devrait voir les premiers faisceaux de protons puis les premières collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow. Partial symmetries of weak interactions. *Nucl. Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [2] A. Salam and J.C. Ward. Electromagnetic and weak interactions. *Phys. Lett.*, 13 :168–171, 1964.
- [3] S. Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [4] S. Weinberg. The making of the standard model. *Eur. Phys. J.*, C34 :5–13, 2004.
- [5] G. Arnison et al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s^{**}(1/2) = 540\text{-gev}$. *Phys. Lett.*, B122 :103–116, 1983.
- [6] M. Banner et al. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the cern anti-p p collider. *Phys. Lett.*, B122 :476–485, 1983.
- [7] G. Arnison et al. Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95\text{-gev}/c^{**2}$ at the cern sps collider. *Phys. Lett.*, B126 :398–410, 1983.
- [8] P. Bagnaia et al. Evidence for $z0 \rightarrow e+ e-$ at the cern anti-p p collider. *Phys. Lett.*, B129 :130–140, 1983.
- [9] Page web du LEP EW Working Group. <http://lepewwg.web.cern.ch/lepewwg/>.
- [10] the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak, and Heavy Flavour Groups. A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model. 2004. hep-ex/0412015.
- [11] D. Decamp et al. A precise determination of the number of families with light neutrinos and of the z boson partial widths. *Phys. Lett.*, B235 :399, 1990.
- [12] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2632–2637, 1995.
- [13] F. Abe et al. Observation of top quark production in anti-p p collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, 1995.
- [14] V. M. Abazov et al. A precision measurement of the mass of the top quark. *Nature*, 429 :638–642, 2004.
- [15] Pedro A. Movilla Fernandez. Top quark mass measurements at cdf. 2004. hep-ex/0409001.
- [16] Kurt Riesselmann. Limitations of a standard model higgs boson. 1997. hep-ph/9711456.

- [17] ALEPH, DELPHI, L3, and OPAL Collaboration. The LEP Working Group for Higgs Boson Searches. *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*. CERN-EP/2003-011.
- [18] LEP DESIGN REPORT : VOL. 2. CERN-LEP/84-01.
- [19] LEP DESIGN REPORT : VOL. 3. CERN-AC/96-01(LEP2).
- [20] O. Bruning et al. LHC design report. Vol. I : The LHC main ring. CERN-2004-003.
- [21] The ATLAS Collab. *ATLAS Technical Proposal*. CERN/LHCC/94-43.
- [22] CMS Collaboration. *The Compact Muon Solenoid : CMS computing technical proposal*. CERN/LHCC/96-45.
- [23] LHCb Collaboration. *LHCb technical proposal*. CERN/LHCC/98-4.
- [24] ALICE Collaboration. *ALICE : Technical proposal for a large ion collider experiment at the CERN*. CERN/LHCC/95-71.
- [25] The LHC study group. The large hadron collider, conceptual design report. CERN-AC-95-05.
- [26] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report I*. CERN/LHCC/99-14.
- [27] The ATLAS Collab. *ATLAS Inner Detector Technical Design Report I*. CERN/LHCC/97-16.
- [28] The ATLAS Collab. *ATLAS Inner Detector Technical Design Report II*. CERN/LHCC/97-17.
- [29] The ATLAS Collab. *ATLAS Pixel Detector Technical Design Report*. CERN/LHCC/98-13.
- [30] D. GREEN. *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University Press, 2000.
- [31] I. Gavrilenko. *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*. ATL-INDET-NO-97-165.
- [32] The ATLAS Collab. *ATLAS Central Solenoid Technical Design Report*. CERN/LHCC/98-21.
- [33] The ATLAS Collab. *ATLAS Detector and Physics Performances, Technical Design Report II*. CERN/LHCC/99-15.
- [34] C. W. Fabjan and F. Gianotti. *Calorimetry for particle physics*. *Rev. Mod. Phys.* **75** (4) 2003.
- [35] J. WOMERSLEY. *Calorimeters in High Energy Physics*. Graduate student seminar, Juin 2000.
- [36] The ATLAS Collab. *ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-40.
- [37] The ATLAS Collab. *ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-41.
- [38] RD3 Collab. *Performance of a liquid argon electromagnetic calorimeter with an 'accordion' geometry*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A309** (1991) 438.

- [39] G. Graziani. *Linearity of the response to test beam electrons for EM Barrel module P13*. ATL-LARG-2004-001.
- [40] R. Sacco. *Position resolution of an ATLAS electromagnetic calorimeter moduled*. ATL-LARG-2003-008.
- [41] ATLAS EM LArg group. *Performance of the fine lateral segmentation of the first compartment of the ATLAS EM calorimeter*. To be published.
- [42] I. Nikolic-Audit. *Time resolution of the ATLAS barrel liquid argon electromagnetic calorimeter*. ATL-LARG-2004-002.
- [43] The ATLAS Collab. *ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report*. CERN/LHCC/96-42.
- [44] The ATLAS Collab. *ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report*. CERN/LHCC/97-22.
- [45] The ATLAS Level 1 Trigger Group. *ATLAS First-Level Trigger Technical Design Report*. CERN/LHCC/98-14.
- [46] The ATLAS HLT/DAQ/DCS Group. *ATLAS High-Level Triggers, DAQ and DCS Technical Proposal*. CERN/LHCC/2000-17.
- [47] The ATLAS HLT/DAQ/DCS Group. *ATLAS High-Level Trigger Data Acquisition and Controls*. CERN/LHCC/2003-022.
- [48] Cleland, W.E. and Stern, E.G. *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters*. *Nucl. Instrum. Meth.* **A338** (1994) 467-497.
- [49] L. Neukermans, P. Perrodo, and Zitoun R. Understanding the atlas electromagnetic barrel pulse shapes and the absolute eletromagnetic calibration. ATL-LARG-2001-008.
- [50] Chase, R.L. and de La Taille, C. and Richer, J.P. and Seguin-Moreau, N. *A fast monolithic shaper for the ATLAS E.M. calorimeter*. ATL-LARG-95-010.
- [51] J. Colas, J.P. Coulon, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, M. Moynot, P. Perrodo, G. Perrot, N. Seguin-Moreau, L. Serin, and I. Wingerter-Seez. The larg calorimeter calibration board. ATL-LARG-2000-0006.
- [52] J. Colas, N. Dumont-Dayot, M. Moynot, P. Perrodo, G. Perrot, I. Wingerter-Seez, C. de La Taille, G. Martin-Chassard, N. Seguin-Moreau, and L. Serin. The atlas calorimeter calibration board. CERN-OPEN-2000-058.
- [53] Dumont-Dayot N. et al. Calibration boards for the atlas lar calorimeters. 2002.
- [54] J. Colas, J.Y. Hostachy, D. Lissauer, P. Perrodo, S. Rajagopalan, and D. Sauvage. Cabling of em calorimeters. ATL-AL-ES-0004.
- [55] J. Colas, R. Lafaye, N. Massol, L. de La Taille, C. nad Serin, P. Pralavorio, and Sauvage D. Crosstalk in the atlas electromagnetic calorimeter. ATL-LARG-2000-004.
- [56] Massol N. Atlas calibration delay chip study. ATL-ELEC-2004-001.
- [57] I. Wingerter-Seez. Study of energy reconstruction using optimal filtering with the lar electromagnetic calorimeter. LARG-95-019.

- [58] Zitoun, R. *Use of optimal filtering in the 1999 data. ATL-LARG-2001-003.*
- [59] L. Neukermans. *Etalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Recherche du boson de Higgs dans ses désintégrations invisibles.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, (2002).
- [60] Fournier, F. and Kado, M. and Serin, M. Towards a coherent treatment of the energy reconstruction in the strips. Test-beam meeting (CERN), (23/03/04).
- [61] Hubaut F. Crosstalk measurements in the em barrel module 0 from 99' may 00' and july 00' beam tests. ATL-LARG-2000-009.
- [62] Wolfram Research Inc. Mathematica, version 3.0.
- [63] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, R. Brun, P. Canal, O. Couet, G. Ganis, A. Gheata, M. Goto, E. Offermann, V. Onuchin, and Rademakers F. Root version 3.10/02.
- [64] Prieur, D. Status on energy reconstruction using tcm. Test-beam meeting (CERN), (23/03/04).
- [65] Delmastro, M. and Fanti, M. Private communication.
- [66] R. Lafaye, D. Nicod, D. Zerwas, and R. Zitoun. Emtb user guide version 1-9.
- [67] O. Gaumer. *Analyse de l'uniformité des modules de série du calorimètre électromagnétique tonneau d'ATLAS. Recherche de bosons supplémentaires neutres.* Thèse de doctorat, Université de Savoie, (2004).
- [68] Pour des informations sur les outils de reconstruction d'ATLAS se référer à la page web *offline software*. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/OO/Applications/>.
- [69] Pierre Ramond. Dual theory for free fermions. *Phys. Rev.*, D3 :2415–2418, 1971.
- [70] A. Neveu and J. H. Schwarz. Factorizable dual model of pions. *Nucl. Phys.*, B31 :86–112, 1971.
- [71] Jean-Loup Gervais and B. Sakita. Field theory interpretation of supergauges in dual models. *Nucl. Phys.*, B34 :632–639, 1971.
- [72] Yu. A. Golfand and E. P. Likhtman. Extension of the algebra of poincare group generators and violation of p invariance. *JETP Lett.*, 13 :323–326, 1971.
- [73] J. Wess and B. Zumino. Supergauge transformations in four-dimensions. *Nucl. Phys.*, B70 :39–50, 1974.
- [74] D. V. Volkov and V. P. Akulov. Is the neutrino a goldstone particle? *Phys. Lett.*, B46 :109–110, 1973.
- [75] Ugo Amaldi, Wim de Boer, and Hermann Furstenau. Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at lep. *Phys. Lett.*, B260 :447–455, 1991.
- [76] Stephen P. Martin. A supersymmetry primer. 1997. hep-ph/9709356.
- [77] Masaaki Kuroda. Complete lagrangian of mssm. 1999. hep-ph/9902340.
- [78] Carl E. Carlson, Probir Roy, and Marc Sher. New bounds on r-parity violating couplings. *Phys. Lett.*, B357 :99–104, 1995.

- [79] Alexei Yu. Smirnov and Francesco Vissani. Upper bound on all products of r-parity violating couplings λ' and λ'' from proton decay. *Phys. Lett.*, B380 :317–323, 1996.
- [80] J. A. Casas, J. R. Espinosa, M. Quiros, and A. Riotto. The lightest higgs boson mass in the minimal supersymmetric standard model. *Nucl. Phys.*, B436 :3–29, 1995.
- [81] D. I. Kazakov. Beyond the standard model. 2004. hep-ph/0411064.
- [82] P. Fayet and J. Iliopoulos. Spontaneously broken supergauge symmetries and goldstone spinors. *Phys. Lett.*, B51 :461–464, 1974.
- [83] L. O’Raifeartaigh. Spontaneous symmetry breaking for chiral scalar superfields. *Nucl. Phys.*, B96 :331, 1975.
- [84] D. V. Volkov and V. A. Soroka. Higgs effect for goldstone particles with spin 1/2. *JETP Lett.*, 18 :312–314, 1973.
- [85] S. Deser and B. Zumino. Broken supersymmetry and supergravity. *Phys. Rev. Lett.*, 38 :1433, 1977.
- [86] Hans Peter Nilles. Dynamically broken supergravity and the hierarchy problem. *Phys. Lett.*, B115 :193, 1982.
- [87] Ali H. Chamseddine, R. Arnowitt, and Pran Nath. Locally supersymmetric grand unification. *Phys. Rev. Lett.*, 49 :970, 1982.
- [88] R. Barbieri, L.J. Hall, S. Raby, and A. Romanino. Unified theories with u(2) flavor symmetry. *Nucl. Phys.*, B493 :3, 1997.
- [89] Riccardo Barbieri, Lawrence J. Hall, and Alessandro Strumia. Violations of lepton flavor and cp in supersymmetric unified theories. *Nucl. Phys.*, B445 :219–251, 1995.
- [90] Riccardo Barbieri and L. J. Hall. Signals for supersymmetric unification. *Phys. Lett.*, B338 :212–218, 1994.
- [91] Michael Dine and Ann E. Nelson. Dynamical supersymmetry breaking at low-energies. *Phys. Rev.*, D48 :1277–1287, 1993.
- [92] Michael Dine, Ann E. Nelson, Yosef Nir, and Yuri Shirman. New tools for low-energy dynamical supersymmetry breaking. *Phys. Rev.*, D53 :2658–2669, 1996.
- [93] G. F. Giudice and R. Rattazzi. Theories with gauge-mediated supersymmetry breaking. *Phys. Rept.*, 322 :419–499, 1999.
- [94] T. Moroi, H. Murayama, and Masahiro Yamaguchi. Cosmological constraints on the light stable gravitino. *Phys. Lett.*, B303 :289–294, 1993.
- [95] R. Barate et al. Search for gauge mediated susy breaking topologies at $s^{**}(1/2)$ approx. 189-gev. *Eur. Phys. J.*, C16 :71–85, 2000.
- [96] F. Abe et al. Searches for new physics in diphoton events in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8$ -tev. *Phys. Rev.*, D59 :092002, 1999.
- [97] B. Abbott et al. Experimental search for chargino and neutralino production via gauge-mediated supersymmetry breaking models. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :442–447, 1998.
- [98] Frank E. Paige, Serban D. Protopescu, Howard Baer, and Xerxes Tata. Isajet 7.69 : A monte carlo event generator for p p, anti-p p, and e+ e- reactions. 2003.

- [99] S. Ambrosanio, Gordon L. Kane, Graham D. Kribs, Stephen P. Martin, and S. Mrenna. Search for supersymmetry with a light gravitino at the fermilab tevatron and cern lep colliders. *Phys. Rev.*, D54 :5395–5411, 1996.
- [100] Sandro Ambrosanio and Grahame A. Blair. Measuring gauge-mediated supersymmetry breaking parameters at a 500-gev e+ e- linear collider. *Eur. Phys. J.*, C12 :287–321, 2000.
- [101] G. Corcella et al. Herwig 6 : An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 01 :010, 2001.
- [102] Stefano Moretti, Kosuke Odagiri, Peter Richardson, Michael H. Seymour, and Bryan R. Webber. Implementation of supersymmetric processes in the herwig event generator. *JHEP*, 04 :028, 2002.
- [103] A. Artamonov, A. Dell’Acqua, D. Froidevaux, M. Nessi, P. Nevski, and G. Poulard. ATLAS-SOFT/95-14c.
- [104] Kiyotomo Kawagoe, Tomio Kobayashi, Mihoko M. Nojiri, and Atsuhiko Ochi. Study of the gauge mediation signal with non-pointing photons at the cern lhc. *Phys. Rev.*, D69 :035003, 2004.
- [105] E. Richter-Was, D. Froidevaux, and L. Poggioli. Atlfast 2.0 a fast simulation package for atlas. ATL-PHYS-98-131.
- [106] I. Hinchliffe and F. E. Paige. Measurements in gauge mediated susy breaking models at lhc. *Phys. Rev.*, D60 :095002, 1999.
- [107] V. M. Abazov et al. Search for supersymmetry with gauge-mediated breaking in diphoton events at d0. 2004. hep-ex/0408146.

Résumé : L'analyse des données des tests en faisceau a porté sur l'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'ATLAS. Un modèle électrique a été développé pour prédire la forme du signal de physique à partir de celui d'étalonnage et produire les coefficients de filtrage optimal : ceux-ci permettent de calculer l'énergie en optimisant le bruit d'électronique et en s'affranchissant de décalages en temps. L'uniformité de réponse obtenue avec ces constantes est de 0.6%, valeur compatible avec le terme constant requis de 0.7% sur l'ensemble du calorimètre. L'étude de photons non pointants est motivée par la détection de neutralinos avec un long temps de vie, prédit par le modèle SUSY GMSB. Une étude systématique avec une description détaillée du détecteur a permis de mesurer les performances angulaires attendues du calorimètre électromagnétique pour de tels photons. Les résultats obtenus ont été utilisés pour paramétrer la réponse du détecteur et reconstruire des événements SUSY issus du modèle.

Mots-clé : LHC, ATLAS, Calorimètre électromagnétique, Etalonnage, Filtrage optimal, Supersymétrie, GMSB

Calibration of the ATLAS electromagnetic calorimeter. Reconstruction of events with non pointing photons in SUSY GMSB models.

Abstract : The analysis of testbeam data is focused on the calibration of the ATLAS electromagnetic calorimeter. These coefficients are used to compute energy while minimizing electronic noise and getting rid of any possible time shift. Using these coefficients, the uniformity response is 0.6%, in agreement with the 0.7% global constant term required for the whole calorimeter. The study of non pointing photon is driven by the detection of long lived neutralinos predicted by GMSB SUSY models. A systematic study with a detailed simulation of the ATLAS detector was performed to determine the electromagnetic calorimeter angular resolution for such photons. Results were used to parametrized the detector response and to reconstruct SUSY events from this model.

Keywords : LHC, ATLAS, Electromagnetic calorimeter, Calibration, Optimal filtering, Supersymmetry, GMSB

Laboratoire d'Annecy-le-vieux de Physique des Particules
9, Chemin de Bellevue - BP 110. 74941 Annecy-le-vieux, France