HAL
open science

Etude de la production de paires de quarks TOP avec ATLAS au LHC, mesure de la masse du quark TOP

Diane Cinca

To cite this version:

Diane Cinca. Etude de la production de paires de quarks TOP avec ATLAS au LHC, mesure de la masse du quark TOP. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2011. Français. NNT : 2011CLF22161 . tel-00653792v2

HAL Id: tel-00653792

https://theses.hal.science/tel-00653792v2

Submitted on 23 Feb 2012

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.

Numéro d'ordre : DU 2161 PCCF T 1107
EDSF : 687

Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand
U.F.R Sciences et Technologies

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
SPECIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

Présentée et soutenue par

Diane CINCA

Étude de la production de paires de quarks top avec ATLAS au LHC, Mesure de la masse du quark top

Thèse soutenue publiquement le 22 Septembre 2011
devant la commission d'examen :

Président :	M	Gérard	MONTAROU
Rapporteurs :	M	Roberto	CHIERICI
	M	Arnaud	LUCOTTE
Examinateurs :	M	Jérôme	SCHWINDLING
	M	Wouter	VERKERKE
Directeur :	M	Dominique	PALLIN

Remerciements

Je remercie Alain Baldit, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, de m'avoir accueillie au sein de son établissement.

Je remercie également Dominique Pallin, responsable de l'équipe ATLAS, pour m'avoir accueillie au sein de son groupe et surtout pour avoir encadré ma thèse pendant ces trois années. Je lui suis reconnaissante de m'avoir fait découvrir les différentes aspects de ce que sont la thèse et la recherche.

Je remercie Gérard Montarou pour avoir accepté de présider mon jury de thèse et pour ses remarques pertinentes. Je suis redevable à Roberto Chierici et Arnaud Lucotte, rapporteurs de ma thèse, pour leurs nombreux commentaires et suggestions qui ont grandement enrichi mon manuscrit. Je remercie également Wouter Verkerke, qui a accepté de participer à mon jury et m'a donné de précieux conseils. Enfin, toute ma gratitude va à Jérôme Schwindling, d'abord pour avoir participé à mon jury et surtout pour m'avoir fait découvrir et aimer la Recherche.

Je remercie tous les membres du groupe LPC-ATLAS, passés et présents, qui m'ont soutenue et aidée au quotidien : Christophe, Claudio, Djamel, David, Emmanuel, Emmanuelle, Fabrice, François, Frédérique, Hongbo, Julien, Philippe, Nabil, Renato, Samuel, Sebastien, Reina, Renato... Je donnerai une mention spéciale à David, qui m'a supporté 3 ans dans son bureau sans jamais perdre sa bienveillance.

Je remercie également tous les membres du laboratoire dont les discussions m'ont permis d'apprendre un peu plus chaque jour. Toute mon affection bien sûr aux amis, pour m'avoir aidé à définir et à tenir *le cadre de ma thèse* que ce soit devant une 8 ou un code à debugger !

Toute mon affection va aux copains qui ont soutenu leur thèse et à ceux qui vont bientôt le faire ! !

Ma gratitude va à Dominique Toublanc, Jean-Pierre Meyer et Pierre Jean, qui m'ont fait découvrir le milieu et qui ont plus d'une raison d'être remerciés dans ce manuscrit. Je remercie également les amis de longue date, Cédric, Marie, Mathilde et Stéphanie qui ont attendu avec patience de mes nouvelles à intervalles irréguliers. Et puis surtout Lucile, parce qu'elle est là depuis toujours et qu'elle a toujours su trouver du temps pour moi.

Une place particulière est donnée à ma famille sans qui je n'aurais jamais réalisé un de mes rêves aujourd'hui. Qu'ils sachent à quel point je les aime.

Et enfin, à toi, pour tout.

Aux miens.

Table des matières

Introduction et Objectifs **1**

1 Le contexte théorique en physique des particules **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Développement du Modèle Standard de la physique des particules . . 3
1.3 Le Modèle de Fermi . . . 6
1.4 Le Modèle Standard de la Physique des Particules . . . 6
1.4.1 Les Théories de Jauges et le Lagrangien de Yang-Mills . . . 7
1.4.2 Champs physiques et interactions fondamentales . . . 8
1.4.3 Le secteur de Dirac . . . 9
1.4.4 Le mécanisme de Higgs . . . 10
1.5 Performances du Modèle Standard . . . 11
1.5.1 Validation du Modèle Standard . . . 11
1.5.2 Limitations du Modèle Standard . . . 11
1.6 Au delà du Modèle Standard . . . 14
1.6.1 Le problème de la hiérarchie par les dimensions supplémentaires 14
1.6.2 Une brisure dynamique de symétrie électrofaible par l'ajout d'une nouvelle interaction . . . 15
1.6.3 Diminuer le nombre de particules fondamentales avec la compositivité . . . 15
1.6.4 Unification des interactions fondamentales par la grande unification . . . 15
1.6.5 La supersymétrie pour éliminer les divergences quadratiques . 16
1.6.6 Intégrer la gravitation par la théorie des cordes . . . 16
1.7 Conclusion . . . 17

2 Le contexte expérimental **19**
2.1 Les collisionneurs en physique des particules . . . 19
2.2 Le programme de physique et le collisionneur LHC . . . 19
2.2.1 Introduction . . . 19
2.2.2 Fonctionnement et caractéristiques du LHC . . . 19
2.2.3 Le phénomène d'empilement au LHC . . . 21
2.3 Le détecteur ATLAS . . . 23
2.3.1 Le système magnétique . . . 23
2.3.2 Les détecteurs internes . . . 25
2.3.3 La calorimétrie dans ATLAS . . . 30
2.3.4 Le spectromètre à muons . . . 34
2.3.5 Le système de déclenchement dans ATLAS . . . 35
2.4 Perspectives : le LHC et les futurs collisionneurs . . . 36

3 Contrôle du système de hautes tensions du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS 41
3.1 Introduction . . . 41
3.2 Le système d'alimentation haute tension du TileCal . . . 42
3.2.1 Carte `HVmicro` . . . 42
3.2.2 Carte `HVopto` . . . 43
3.2.3 Carte `HVbus` . . . 45
3.3 Le système de refroidissement du TileCal . . . 45
3.3.1 Le circuit de refroidissement . . . 45
3.3.2 Le circuit secondaire . . . 45
3.3.3 Le circuit de refroidissement des tiroirs . . . 45
3.3.4 Contrôle du système de refroidissement . . . 46
3.3.5 Influence de la température sur le système de hautes tensions et sur les PMT . . . 46
3.4 Etude de stabilité des températures et des HV_{out} . . . 47
3.4.1 Stabilité des températures . . . 47
3.4.2 Stabilité et contrôle des hautes tensions HV_{out} . . . 52
3.4.3 Comparaison avec le laser pour les canaux divergents . . . 59
3.5 Conclusion . . . 62

4 Phénoménologie des processus de création de paires $t\bar{t}$ au LHC 65
4.1 Introduction . . . 65
4.2 Découverte du quark top . . . 65
4.2.1 Recherche et premières contraintes sur la masse du quark top 66
4.2.2 La découverte du quark top . . . 68
4.3 Propriétes du quark top dans le Modèle Standard . . . 71
4.3.1 Masse . . . 71
4.3.2 Temps de vie . . . 74
4.3.3 Spin . . . 74
4.3.4 Couleur et charge électrique . . . 75
4.4 Production de quarks top au LHC . . . 75
4.4.1 Production de quarks top célibataires . . . 75
4.4.2 Production de paires $t\bar{t}$ . . . 76
4.5 Propriétes des quarks top produits au LHC . . . 77
4.5.1 Spécificités des canaux de désintégration . . . 77
4.6 Observation du quark top au LHC . . . 79
4.6.1 Signature des événements contenant des paires $t\bar{t}$ . . . 80
4.6.2 Les bruits de fond physique . . . 80
4.6.3 Les jets . . . 81
4.7 Simulation des événements . . . 83
4.7.1 Chaîne de génération . . . 85
4.7.2 De la simulation à la reconstruction . . . 85
4.8 Conclusion . . . 86

5 Définition des objets et sélection des événements avec paires $t\bar{t}$ 87
5.1 Introduction . . . 87
5.2 Reconstruction des objets . . . 87
5.2.1 Leptons . . . 87
5.2.2 Jets . . . 88
5.2.3 Jets de b . . . 89
5.2.4 Energie transverse manquante . . . 90
5.3 Etude des performances de l'énergie transverse manquante . . . 90
5.3.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ . . . 91
5.3.2 Performances de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sur simulation . . . 92
5.3.3 Calibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour les simulations semileptoniques et dileptoniques . . . 96
5.3.4 Etude des systématiques . . . 99
5.3.5 Relation entre $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et impulsion transverse du neutrino . . . 100
5.4 Sélection des événements top semileptoniques . . . 101
5.5 Conclusion . . . 102

6 Sélection des jets et reconstruction de la paire de quarks top 105
6.1 Introduction . . . 105
6.2 Problématique de la combinatoire dans la reconstruction des quarks top . . . 106
6.2.1 Diminution de la combinatoire par l'utilisation de l'étiquetage des jets de b . . . 107
6.2.2 Notion d'événement reconstructible . . . 107
6.3 Reconstruction du boson W leptonique . . . 108
6.4 Reconstruction du quark top hadronique et sélection du jet de b leptonique . . . 108
6.4.1 Reconstruction par critère de proximité . . . 109
6.4.2 Reconstruction par maximisation d'impulsion transverse totale du système . . . 112
6.4.3 Reconstruction par analyse multivariable . . . 112
6.5 Conclusion . . . 123

7 Calibration des jets légers à l'échelle partonique 125
7.1 Introduction . . . 125
7.2 Reconstruction du boson W . . . 126
7.3 Méthodes d'extraction de la calibration des jets légers à l'échelle partonique . . . 128
7.3.1 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ moyen par la méthode du pic de masse . . . 132
7.3.2 Extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ moyen par la méthode des *templates* . . . 135
7.3.3 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse des jets légers par la méthode des templates . . . 137

7.4 Performances des méthodes d'évaluation de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ 137
7.4.1 Contrôle des méthodes 137
7.4.2 Précision attendue à partir de la simulation Monte Carlo . . . 138
7.5 Résultats 138
7.5.1 Calibration globale 138
7.5.2 Calibration en fonction de l'impulsion transverse des jets issus du boson W 142
7.6 Etude des effets systématiques 144
7.6.1 Forme du bruit de fond 144
7.6.2 Normalisation du bruit de fond (uniquement pour la méthode des templates) 144
7.6.3 α_l^{MC} (uniquement pour la méthode des templates) 144
7.6.4 Radiations multi-jets dans l'état initial et final (*Initial State Radiation, ISR* and *Final State Radiation, FSR*) 144
7.7 Conclusion 145

8 Calibration des jets de b à l'échelle partonique 147
8.1 Introduction 147
8.2 Reconstruction de la masse du top 148
8.3 Extraction de la calibration des jets de b à l'échelle partonique 149
8.3.1 Méthode d'extraction du $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ moyen par la méthode des templates 152
8.3.2 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse des jets légers par la méthode des templates . . . 153
8.4 Performances de la méthode d'extraction de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ 153
8.4.1 Contrôle de la méthode 153
8.4.2 Précision attendue à partir de la simulation Monte Carlo . . . 153
8.5 Résultats 155
8.5.1 Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ moyen pour une hypothèse de masse du quark top sur les données 2010 et 2011 155
8.5.2 Mesure raffinée de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ pour une hypothèse de masse du quark top 157
8.6 Etude des effets systématiques 161
8.6.1 Dépendance de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de la masse du quark top . . 161
8.6.2 Autres effets systématiques 162
8.7 Conclusion 166

9 Ajustement cinématique et masse stabilisée 167
9.1 Introduction 167
9.2 Les contraintes cinématiques dans un événement $t\bar{t}$ 167
9.3 La masse rééchelonnée : un ajustement cinématique au premier ordre 167
9.4 Ajustement cinématique du système $t\bar{t}$ 168

9.4.1 Méthode 168
9.4.2 Définition des résolutions et des biais sur les objets 168
9.4.3 Performances de l'ajustement cinématique sur les jets 169
9.4.4 Performances de l'ajustement cinématique sur la reconstruction du neutrino 171
9.4.5 Performances de l'ajustement cinématique sur les masses . . 171
9.5 Conclusion 175

10 Extraction de la masse du quark top 177
10.1 Introduction 177
10.2 Méthodes d'extraction de la masse du quark top 178
10.3 Evaluation de l'erreur attendue par pseudo expériences 180
10.4 Linéarité de la mesure de masse 181
10.5 Mesure de la masse du quark top sur données 181
10.6 Evaluation des incertitudes systématiques 182
10.6.1 Leptons 182
10.6.2 Simulation de la zone morte du LArg 183
10.6.3 Jets 183
10.6.4 Simulation de l'énergie transverse manquante (Simulation des zones non instrumentées) 184
10.6.5 Impact de la statistique sur la forme des distributions de masse 185
10.6.6 Normalisation de la distribution de masse du quark top . . . 185
10.6.7 Générateur Monte Carlo du signal 185
10.6.8 Radiations multi-jets dans l'état initial et final (*Initial State Radiation, ISR Final State Radiation, FSR*) 185
10.7 Conclusion 188

Conclusion 191

Bibliographie 193

Introduction et Objectifs

La physique des particules est un domaine de recherche expérimental depuis un peu plus de 100 ans. A l'échelle de la science, c'est une discipline nouvelle. Elle a pourtant connu un essor rapide et retentissant permettant de sonder la matière, de comprendre les lois qui régissent ses constituants et de synthétiser ces connaissances dans un seul modèle, le Modèle Standard de la Physique des Particules. Depuis les années 1970, les prédictions de ce modèle ont été testées auprès de collisionneurs toujours plus puissants et ont été validées jusqu'à l'échelle d'énergie électrofaible avec une précision étonnante.

Cependant, l'échelle électrofaible est un test pour le Modèle Standard. Sa description de la brisure de symétrie à cette échelle entraîne, en effet, beaucoup d'interrogations et plusieurs théories supposent que le Modèle Standard pourrait être un modèle effectif valide uniquement à basse énergie. Pour répondre à cette question et tester la précision du Modèle Standard à plus haute énergie, il est nécessaire d'étudier les particules fondamentales à haute énergie, typiquement à l'échelle du TeV.

Le collisionneur LHC, qui a démarré en 2008 au CERN, a pour but d'étudier cette échelle d'énergie en produisant des collisions proton-proton à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse de chaque collision pour ses premières années de fonctionnement. Plusieurs détecteurs sont placés sur le parcours du LHC, tel qu'ATLAS, afin d'étudier la physique des particules à cette échelle d'énergie. Leurs performances vont permettre de mener une étude approfondie des interactions entre particules fondamentales et plus particulièrement d'étudier es propriétés du quark top, dernier quark prédit par le Modèle Standard et découvert en 1995.

Le quark top possède entre autres spécificités une masse très élevée qui lui confère des caractéristiques importantes pour la compréhension du Modèle Standard. En premier lieu, le quark top est fortement couplé au boson de Higgs et la mesure précise de sa masse permettrait de contraindre celle du boson de Higgs, non encore découvert à ce jour. Si le Modèle Standard n'est effectivement qu'un modèle effectif à basse masse alors la recherche de particules de Nouvelle Physique est possible par l'intermédiaire du quark top qui possèderait un fort couplage avec des particules massives.

Cette thèse a pour but d'étudier les propriétés du quark top, et plus spécifiquement sa masse, avec les collisions enregistrées auprès du détecteur ATLAS. Seul le canal semileptonique sera étudié dans ce document, il a la spécificité de donner 4 quarks, un lepton et un neutrino dans son état final. Le Chapitre 1 présente l'état des lieux de la physique des particules et différents modèles théoriques permettant

de palier les lacunes du Modèle Standard.

Le Chapitre 2 décrit les spécificités du collisionneur LHC et du détecteur généraliste ATLAS. Le Chapitre 3 présente en détails le système de hautes tensions du calorimètre à tuiles d'ATLAS, particulièrement important pour la reconstruction des jets, très présents dans la désintégration des quarks top. Une étude complète des performances du système de hautes tensions est présentée dans les conditions de fonctionnement du LHC.

Le Chapitre 4 détaille la phénoménologie du quark top ainsi que les caractéristiques de son observation auprès d'ATLAS tandis que le Chapitre 5 présente l'aspect logiciel de la sélection des événements contenant des quarks top ainsi que la définition des objets informatiques utilisés dans les analyses de physique actuellement.

Le Chapitre 6 détaille la reconstruction des événements top à partir des différents produits de désintégration enregistrés par le détecteur et la problématique de la combinatoire des jets dans la phase de reconstruction. Différentes méthodes, de différents niveaux de complexité, sont présentées avec leurs performances. Une méthode inédite d'appariement des jets de l'événement par analyse multivariable est présentée.

Le Chapitre 7 aborde la notion de calibration des jets reconstruits informatiquement afin de remonter à l'information des partons initiateurs. Ce chapitre présente une méthode spécifique de calibration des jets issus de quarks légers en utilisant la désintégration hadronique du quark top. Le Chapitre 8 présente, quant à lui, une méthode de calibration partonique des jets issus de quarks b.

Le Chapitre 9 détaille le principe d'ajustement cinématique permettant d'améliorer la résolution sur les objets reconstruisant le quark top ainsi que les gains visibles de son application. Le Chapitre 10 conclut en présentant une analyse de mesure de masse du quark top utilisant la calibration partonique des jets légers et comparant les performances obtenues pour deux méthodes de reconstruction du quark top et l'application de l'ajustement cinématique.

Chapitre 1

Le contexte théorique en physique des particules

Le vent se mit à faire claquer un drapeau.
Deux moines se mirent à discuter là-dessus.
L'un remarqua : "Regarde ! Le drapeau s'agite."
A quoi, l'autre rétorqua : "Non, c'est le vent qui s'agite !"
Leur maître se tourna vers eux et conclut : "Ce sont vos esprits qui s'agitent."
Taisen Deshimaru

1.1 Introduction

La physique des particules est l'une des plus jeunes thématiques de la physique. Les premières études scientifiques sur le sujet ont commencé vers la fin du XIXème siècle avec la maîtrise de l'électricité et l'étude de rayonnements énergétiques. Avec l'importance grandissante des découvertes expérimentales au cours du XXème siècle, de nombreux modèles mathématiques ont été utilisés pour décrire le comportement et les interactions des différentes particules découvertes. Dans les années 1970, les connaissances théoriques obtenues sont synthétisées au sein d'une modélisation complète des particules connues et de trois des quatre interactions fondamentales, le Modèle Standard.
La première partie de ce chapitre portera sur le développement du Modèle Standard durant le XXème siècle. Nous étudierons ensuite les différents concepts théoriques sur lesquels il repose. La dernière partie développera les forces et les limites de cette modélisation qui apparaît maintenant davantage comme un modèle effectif pour des énergies jusqu'à l'ordre du TeV. Nous introduirons également différentes modélisations permettant de pallier les lacunes du Modèle Standard en mettant en jeu de nouveaux concepts théoriques.

1.2 Développement du Modèle Standard de la physique des particules

Nous savons désormais que le monde qui nous entoure est composé de particules fondamentales, matière première de notre univers. Cette description qui date du milieu du XXème siècle est fondée sur des preuves expérimentales. Cependant,

l'intuition d'un monde composé de particules identiques et insécables remonte à des temps bien plus anciens. Au VIème siècle avant J.C, les philosophes grecs Leucippe, Démocrite et Epicure proposèrent le modèle atomiste, dans lequel l'univers est composé de vide et d'éléments de matière insécables[1] en réponse aux différents paradoxes de Zénon d'Elée. Ceux-ci démontraient l'incapacité à décrire un mouvement continu à travers la décomposition en une infinité de mouvements simples.

Au VIIème siècle, la notion de matière composite se développa en Inde sous la forme du Bouddhisme atomiste avec les penseurs Dignaga and Dharmakirti. Ils envisagent qu'un tout puisse être composé d'éléments agrégés dont il reste totalement indépendant. La notion d'atomisme se retrouve au Moyen-Age et jusqu'à Isaac Newton à travers différents raisonnements intellectuels mais n'obtiendra sa validation scientifique qu'avec les travaux de John Dalton au XIXème siècle. Ces travaux sur la stœchiométrie démontrent que chaque élément de la Nature n'est composé que d'un seul et unique type de particule. En référence à la notion grecque d'atomisme, les scientifiques l'appelèrent atome.

A la fin du XIXème siècle, la notion d'atome insécable fut mise à mal avec les travaux de Röntgen et Becquerel. Le premier découvrit les rayons X en 1895 et le second la radioactivité naturelle en 1896. L'atome n'est donc plus une particule élémentaire mais un corps composite de particules encore plus petites. En 1897, après la découverte de l'électron par Thomson, l'atome est composé d'un noyau chargé positivement autour duquel gravite un nuage d'électrons. L'idée de noyau est validée en 1909 par les expériences de Rutherford de diffusion de particules α sur de fines feuilles d'or. Des modèles théoriques se développent alors pour expliquer la structure et la mécanique de l'atome. Sur des hypothèses quantiques, Bohr construit une théorie de la structure atomique qui sera validée par la découverte du proton par Rutherford en 1919. En 1932, c'est le neutron, deuxième composant du noyau, qui est découvert par Chadwick prouvant ainsi la nature composite du noyau. Protons et neutrons recevront le nom de nucléon puisqu'ils sont les deux composants du noyau atomique.

Dirac propose en 1928 une équation relativiste décrivant l'électron. Son équation admet deux solutions de même norme mais de signes opposés. Il traduit cette vérité mathématique par l'existence de l'antiparticule de l'électron, le positron. La théorie est vérifiée en 1932 par Anderson qui le découvre en bombardant des matériaux de rayons γ [1].

Avec la découverte de la radioactivité β en 1929 se pose un problème théorique sur la conservation de l'énergie dans la désintégration du neutron. Pour expliquer le spectre continu en énergie des électrons, Pauli propose en 1930, l'existence d'une nouvelle particule [2], le neutrino, neutre, de très faible masse et interagissant très

[1] atome du latin *atomos* qui signifie insécable

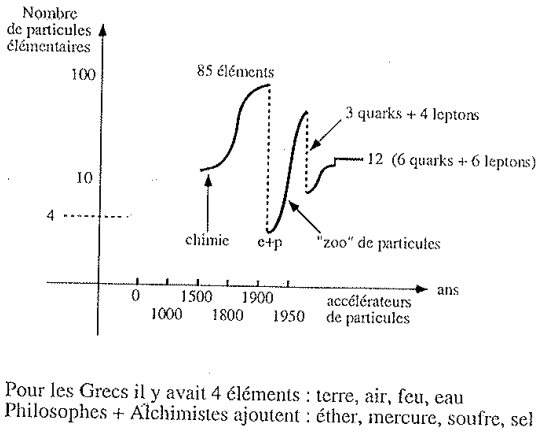


FIG. 1.1 – Evolution du nombre de particules élémentaires en fonction de la civilisation et de l'avancée de la recherche scientifique.

faiblement avec la matière. La validation expérimentale du neutrino par Reines et Cowan eut lieu en 1956 auprès du réacteur nucléaire de Savannah River [3, 4].

Après la seconde guerre mondiale et le développement des technologies de la physique nucléaire, de nombreuses expériences sont mises en place et l'on découvre un nombre grandissant de nouvelles particules comme montré sur la Figure 1.1. Ce zoo de particules remet en doute la nature fondamentale des protons et des neutrons. Gell-Mann propose un nouveau groupe de symétrie *SU(3)* pour classer ces particules. En 1964, Gell-Mann et Zweig développent un modèle basé sur 3 particules fondamentales [5], les quarks up (u), down (d) et strange (s) qui seraient les composants de toutes les particules observées lors des années 1950. Ce modèle est validé en 1969 à SLAC par des expériences de diffusion profondément inélastiques mettant à jour la structure interne des nucléons.

En 1967, Glashow, Salam et Weinberg proposent un schéma d'unification des forces électromagnétiques et faibles et prédisent l'existence de bosons lourds le $W^{\pm}$ et le Z^0. Dès 1973, les interactions entre quarks sont décrites par la théorie des interactions fortes, la QCD qui prédit l'existence de ses bosons vecteurs, les gluons. Les interactions décrivant les particules des différents groupes de symétrie sont alors synthétisées dans la théorie quantique des champs que l'on appelle Modèle Standard [6]. La découverte du lepton τ en 1976 [7] à SLAC et des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 au CERN en 1983 [8, 9] sont des preuves fortes validant la représentation du Modèle Standard.

La seconde génération de quarks contenant le quark étrange (s) est complétée en 1974 par la découverte du quark charmé (c) [10] et est associée à la seconde génération des leptons composée du muon μ et du neutrino muonique ν_μ. La famille des quarks s'étend en 1978 avec la découverte du quark bottom ou beauté (b) au

Fermilab [11]. Différentes mesures indirectes indiquent l'existence d'un sixième quark complétant la troisième famille. Il faudra attendre 1995 et le collisionneur $p - \bar{p}$ Tevatron pour atteindre des énergies suffisantes permettant d'observer ce dernier quark, le top ou truth (t) [12, 13].

1.3 Le Modèle de Fermi

Le modèle de Fermi est la description la plus simple des interactions faibles. Ce modèle décrit l'interaction de manière effective et ponctuelle. L'amplitude de transition est assimilée à une constante, la constante de Fermi :

$$\mathrm{G_F} \simeq 1,14\ 10^{-15}\mathrm{GeV}/c^2$$

Dans le cas de la désintégration du muon ($\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu_e} \nu_\mu$), l'interaction est décrite par le Lagrangien effectif suivant :

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{\mathrm{G_F}}{\sqrt{2}} \left[\bar{\nu_\mu} \gamma_\alpha \left(1 - \gamma_5\right) \mu\right] \left[\bar{e} \gamma^\alpha \left(1 - \gamma_5\right) \nu_e\right]$$

Nous pouvons en déduire l'intensité de l'interaction faible. Celle-ci est proportionnelle à $\mathrm{G_F} E^2$ où E est l'échelle d'énergie du processus.

Ce modèle prévoit une section efficace proportionnelle à l'énergie, ce qui viole le principe d'unitarité. Ce modèle est donc un modèle effectif valable aux faibles énergies uniquement.

En reprenant la théorie de Yukawa qui associe les interactions à des particules médiatrices dont la masse détermine la portée de l'interaction, nous pouvons introduire le boson W. Une masse non nulle doit lui être associée car la portée de l'interaction est faible. Une constante de couplage g doit également être considérée. Afin de faire l'analogie avec la constante de structure fine de l'Electrodynamique Quantique [14], nous pouvons définir $\alpha_W = \frac{g^2}{m_W^2}$

Dans la théorie de Yukawa : $\mathrm{G_F} \simeq \frac{g^2}{m_W^2}$.

Dans l'hypothèse où les couplages électromagnétique et faible sont proches, nous optenons un première estimation de la masse du boson W :

$$m_W \simeq \frac{e}{\sqrt{\mathrm{G_F}}} \simeq 90\ GeV/c^2$$

Le Modèle Standard va raffiner la description de l'interaction, en prenant par exemple en compte le propagateur du boson W et les corrections radiatives.

1.4 Le Modèle Standard de la Physique des Particules

Le Modèle Standard offre une description unique des interactions électromagnétique, faible et forte grâce à l'unification des modèles de Glashow [15], Salam [16] et Weinberg [17] pour les interactions électrofaibles avec le mécanisme de Glashow, Illioupoulos et Maiani [18] pour l'interaction forte.

Le Modèle Standard se base sur la théorie quantique des champs [19] et une symétrie de groupe. Le Lagrangien du Modèle Standard peut s'écrire en quatre termes décrits dans les sections suivantes.

1.4.1 Les Théories de Jauges et le Lagrangien de Yang-Mills

Nous introduisons ici le théorie de Yang-Mills qui sera le premier élément du Lagrangien du Modèle Standard.

Considérons une densité Lagrangienne $\mathcal{L}[\phi, \partial_\mu \phi]$ invariante sous un groupe de transformation de dimension D :

$$\phi^{'} = U(\theta^A)\phi(A = 1, 2, .., D)$$

où, pour θ^A infinitésimal, $U(\theta^A) = 1 + ig\Sigma_A \theta^A T^A$. Les T^A sont les générateurs du groupe de transformation. Les générateurs satisfont les relations de commutation suivantes :

$$\left[T^A, T^B\right] = iC_{ABC}T^C$$

Si les paramètres θ^A dépendent des coordonnées d'espace-temps : $\theta^A = \theta^A(x_\mu)$ alors la densité lagrangienne n'est plus invariante sous la transformation de jauge correspondante $U[\theta^A(x_\mu)]$. L'invariance de jauge est retrouvée en remplacant la dérivée ordinaire par la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + igV_\mu$$

où $V = \Sigma_A T^A V^A$. C'est un ensemble de D champs de jauge qui se tranforme selon la loi suivante :

$$V_\mu^{'} = UV_\mu U^{-1} - \left(\frac{1}{ig}\right)(\partial_\mu U)\, U^{-1}$$

Il en résulte que $D_\mu \phi$ suit les mêmes lois de transformation que ϕ :

$$(D_\mu \phi)^{'} = U(D_\mu \phi)$$

Ainsi $\mathcal{L}[\phi, \partial_\mu \phi]$ est invariant sous une tranformation de jauge. Un terme cinétique en V peut être construit en considérant :

$$[D_\mu, D_\nu]\phi = ig(\partial_\mu V_\mu - \partial_\mu V_\mu + ig[V_\mu, V_\nu])\phi = igF_{\mu\nu}\phi$$

où $F_{\mu\nu}$ est défini de la sorte :

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu V_\nu^A - \partial_\nu V_\mu^A - gC_{ABC}V_\mu^B V_\nu^C$$

On peut montrer que :

$$F_{\mu\nu}^{'} = UF_{\mu\nu}U^{-1}$$

Le Lagrangien complet de Yang-Mills s'écrit :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}\sum_A F^A_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \mathcal{L}[\phi, D_\mu\phi]$$

1.4.2 Champs physiques et interactions fondamentales

Le Modèle Standard correspond à une symétrie de jauge où une symétrie de groupe est associée à chaque interaction. Les interactions que le Modèle Standard considère sont :

- **L'interaction forte** : elle est transmise par huit gluons de masse nulle. La charge associée est la charge de couleur, C. Les quarks peuvent avoir trois états de couleur tandis que les leptons sont des singlets de couleur. La symétrie gauche-droite est respectée par cette interaction. L'interaction forte est représentée par le groupe $SU(3)_C$. L'intensité d'interaction entre deux quarks est proportionnelle à leur distance.
- **L'interaction faible** : elle a pour groupe de symétrie le groupe $SU(2)_L$ dont les générateurs $t^a_{L,R}$ vérifient la relation de commutation :

  $$\left[t^a_{L,R}, t^a_{L,R}\right] = i\varepsilon_{abc}t^c_{L,R}$$

  Les fermions sont les états propres du générateur t_3 du groupe. Les champs fermioniques sont décrits par les composantes gauche et droite :

  $$f_{LR} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\bar{f}$$

  $$\bar{f_{LR}} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\bar{f}$$

  où γ_5 est la matrice chirale de Dirac. Le Modèle Standard des interactions électrofaibles est une théorie chirale car elle traite différemment les composantes droites et gauches des fermions. La charge du groupe est l'isospin faible. Un doublet d'isospin faible est associé aux fermions gauches alors qu'un singulet d'isospin est associé aux fermions droits :

  $$I_{3L} = \pm\frac{1}{2}$$
  $$I_{3R} = 0$$

  L'isospin est nul pour les fermions droits. Ils n'interagissent pas avec le champs de jauge $SU(2)_L$.
- **L'interaction électromagnétique** : elle a pour groupe de symétrie le groupe $U_Y(1)$. Les doublets et singulets de fermions sont aussi des états propres de ce groupe. La charge associée est l'hypercharge faible. La charge électrique s'écrit :

  $$Q = t^3_L + \frac{1}{2}Y_L = t^3_R + \frac{1}{2}Y_R$$

Les particules peuvent être classées en familles comprenant deux quarks et deux leptons chacune. On résume la composition des familles de fermions [20] dans le Tableau 1.1.

	Particule	Charge élec.	Masse (MeV/c^2)
Quarks	u	$+\frac{2}{3}$	$1.7 - 3.3$
	d	$-\frac{1}{3}$	$4.1 - 5.8$
	c	$+\frac{2}{3}$	1270^{+70}_{-90}
	s	$-\frac{1}{3}$	101^{+29}_{-21}
	t	$+\frac{2}{3}$	$172000 \pm 900 \pm 1300$
	b	$-\frac{1}{3}$	4190^{+180}_{-60}
Leptons	e	-1	0.511
	ν_e	0	$< 2 \times 10^{-6}$
	μ	-1	105.6
	ν_μ	0	< 0.19
	τ	-1	1776.82 ± 0.16
	ν_τ	0	< 18.2

TAB. 1.1 – Familles de fermions dans le Modèle Standard

1.4.3 Le secteur de Dirac

Le Modèle Standard des interactions éléctrofaibles se fonde sur un Lagrangien de type Yang-Mills avec un terme dédié aux fermions. Ce Lagrangien n'implique que des bosons de jauge et des fermions.

On peut l'écrire sous la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{sym} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_f$$

avec

$$\mathcal{L}_f = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R$$

La dérivée covariante D_μ est définie par :

$$D_\mu \psi_{L,R} = \left[\partial_\mu + ig \sum_{a=1}^{3} t^a_{L,R} W^a_\mu + ig' \frac{1}{2} Y_{L,R} B_\mu \right] \psi_{L,R}$$

Le terme de Yang-Mills spécifique à l'interaction électrofaible s'écrit :

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} \sum_{a=1}^{3} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

où $B_{\mu\nu}$ et $F^a_{\mu\nu}$ sont les tenseurs de jauge antisymétriques définis par les champs de jauge B_μ et W^a_μ :

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

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\mu - \partial_\nu W^a_\mu - g\varepsilon_{abc} W^a_\mu W^c_\nu$$

où ε_{abc} est le tenseur antisymétrique de Levi-Civita.

On associe aux générateurs du groupe $SU(2)_I$ un triplet $W^a_\mu (a = 1, 2, 3)$ et un couplage g. On associe aux générateurs du groupe $U(1)_Y$ un champs scalaire B_μ et un couplage g'. Ces champs correspondent aux bosons de jauge du modèle. Les bosons physiques sont une combinaison normalisée de B_μ et de W^3_μ :

$$A_\mu = cos\theta_W B_\mu + sin\theta_W W^3_\mu$$

$$Z_\mu = -sin\theta_W B_\mu + cos\theta_W W^3_\mu$$

avec un angle de mélange θ_W. On peut en déduire la relation entre le couplage faible et éléctromagnétique :

$$gsin\theta_W = g'cos\theta_W = e$$

ou encore

$$\alpha_W = \frac{\alpha}{sin^2\theta_W}$$

Ce modèle ne donne pas de masse aux bosons physiques. Si c'est bien le cas du photon, la description de la désintégration du muon par le modèle de Fermi nous indique que la masse du boson W est de l'ordre de 90 GeV/c^2. Pour résoudre cette ambiguïté un terme supplémentaire sera introduit.

1.4.4 Le mécanisme de Higgs

Un champ scalaire est introduit afin d'expliquer la masse des bosons W et Z. La symétrie de jauge est spontanément brisée mais l'unitarité du groupe $U(1)$ sera conservée. Le Lagrangien dit de Higgs [21] s'écrit :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu\phi)^\dagger (D^\mu\phi) - V\left(\phi^\dagger, \phi\right) - \bar{\psi}_L \Gamma \psi_R \phi - \bar{\psi}_R \Gamma^\dagger \psi_L \phi^\dagger$$

où ϕ est le champ associé au Higgs alos que la matrice Γ inclut les constantes de couplage. Le potentiel $v\left(\phi^\dagger, \phi\right)$ est symétrique sous $SU(2) \otimes U(1)$ et contient des termes quadratiques en ϕ. Cela assure la renomalisabilité de la théorie.

$$v\left(\phi^\dagger, \phi\right) = \frac{1}{2}\mu^2 \phi^{dag}\phi + \frac{1}{4}\lambda\left(\phi^\dagger\phi\right)^2$$

La brisure de symétrie $SU(2) \otimes U(1)$ est assurée par le choix $\mu^2 > 0$ et $\lambda > 0$. Le champ ϕ possède alors une valeur moyenne non nulle dans le vide : $v = \frac{2\mu}{\sqrt{\lambda}}$.

Le boson de Higgs acquiert une masse par son autocouplage. Les bosons de jauge acquièrent leurs masses par l'interaction avec le champs de Higgs.

1.5 Performances du Modèle Standard

Le Modèle Standard permet donc de décrire les interactions fondamentales jusqu'à l'échelle d'énergie du GeV. Une fois proposée à la communauté scientifique, dans les années 1970, cette modélisation a été vérifiée expérimentalement afin d'en tester la validité.

1.5.1 Validation du Modèle Standard

Le Modèle Standard base sa description en termes de particules de matière et d'interactions, soit 23 particules fondamentales. A sa mise en place, beaucoup de ces particules n'avaient pas été observées expérimentalement et plusieurs études furent menées afin de confirmer ou non leur existence.
La première confirmation intervient en 1973, au CERN auprès de la chambre à bulle GARGAMELLE [22] qui met en évidence l'existence de courants neutres. Le collisionneur électronique PETRA au laboratoire allemand DESY découvre les gluons l'année suivante. En 1983, le SpS, au CERN, prouve expérimentalement l'existence des bosons $W^{\pm}$ et Z^0. Du fait de sa masse exceptionnellement grande, le quark top ne sera mis en évidence qu'en 1995 auprès du collisionneur hadronique Tevatron. La dernière particule observée est le neutrino tau, découvert en 2000 par l'expérience DONUT à Fermilab. Cette observation tardive se justifie par le faible taux d'interaction du neutrino avec la matière.
Toutes les particules prédites par le Modèle Standard ont donc été observées expérimentalement à l'exception du boson de Higgs. De plus, les mesures expérimentales des paramètres électrofaibles sont en parfait accord avec les prédictions théoriques, ce qui appuie davantage la validité du Modèle Standard comme modélisation théorique de la physique des particules à l'échelle électrofaible. Cet accord est présenté sur la Figure 1.2.

1.5.2 Limitations du Modèle Standard

Malgré sa validation expérimentale quasi complète, le Modèle Standard a plusieurs limitations à la fois théoriques et expérimentales.

1.5.2.1 Limitations théoriques

Les limitations du Modèle Standard sont dues à certains manques dans la modélisation. Le modèle possède 19 paramètres libres portant sur la masse des fermions, les valeurs de la matrice CKM, les couplages de jauge, le potentiel de Higgs et la violation de CP. Une structure contraignant ses paramètres tout en diminuant le nombre de degrés de liberté du modèle donnerait une cohérence à une description exhaustive des interactions fondamentales. De même, la brisure de symétrie électrofaible observée expérimentalement a dû être intégrée de manière *ad hoc*, la modélisation ne permettant pas de définir son origine.
Le modèle actuel décrit trois des quatre interactions fondamentales, la gravitation

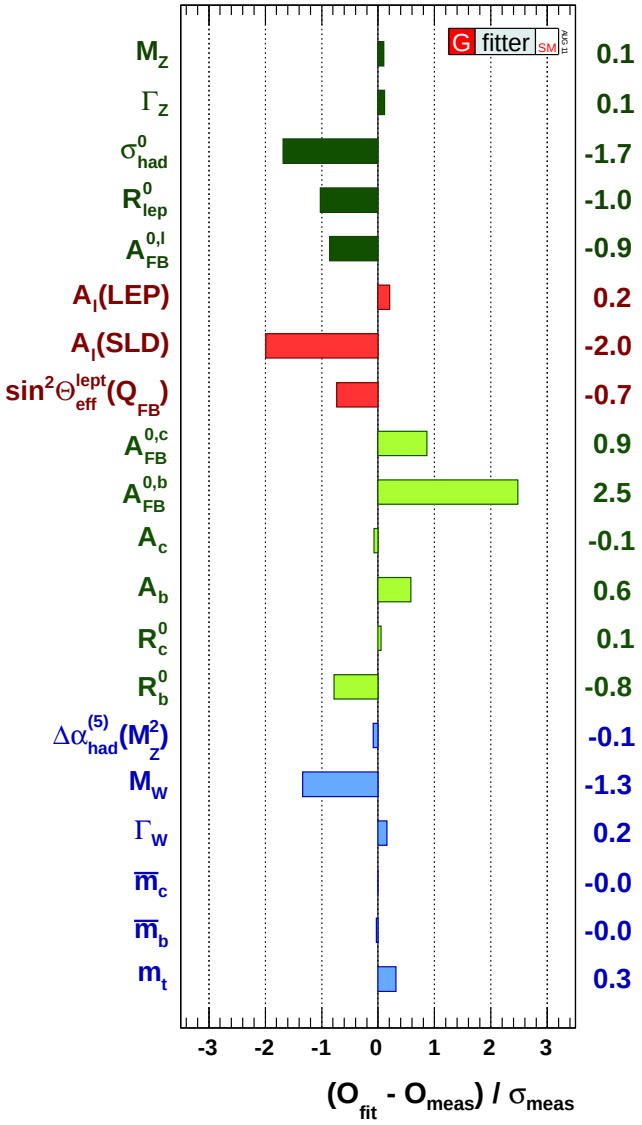


FIG. 1.2 – Comparaison des résultats de l'ajustement complet des observables électrofaibles avec leurs mesures directes.

n'étant pas prise en compte. Cette approximation reste valable à l'échelle naturelle du Modèle Standard qui est de l'ordre de la centaine de GeV, mais une modélisation complète devrait permettre de décrire la matière jusqu'à l'échelle de Planck ($\Lambda < 10^{19}$ GeV) où la gravitation n'est plus négligeable. La nécessité d'un complément pour expliquer la gravitation et la différence de 17 ordres de grandeur entre l'échelle naturelle du Modèle Standard et l'échelle de Planck sont des limitations théoriques importantes de notre modèle actuel.
La différence d'échelle entre notre modélisation et l'échelle de Planck s'appelle **le problème de hiérarchie**. Il est à l'origine d'une autre insuffisance théorique du Modèle Standard, **le problème de naturalité**. Les corrections radiatives à la masse des fermions induisent des divergences logarithmiques qui peuvent être régulées par le principe de renormalisation. Cependant, les corrections à la masse du Higgs entraînent des divergences quadratiques bien plus sévères, de plusieurs ordres de grandeur supérieures à la masse du Higgs à l'ordre de l'arbre. A l'ordre 1, on peut écrire la masse du boson de Higgs comme :

$$m_H^2 = m_0^2 + \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

Afin de respecter le principe d'unitarité le paramètre λ de cette équation doit être ajusté à 32 décimales près, ce qui n'est pas naturel dans le cadre d'une modélisation complète.

1.5.2.2 Limitations expérimentales

16 des 17 particules prédites par le Modèle Standard ont été observées expérimentalement. Cependant, l'existence du boson de Higgs n'a encore pas été prouvée de manière directe ou indirecte. Ce manque, alors que l'avant-dernière particule prédite a été observée il y a plus de 10 ans, peut stimuler le développement de théories alternatives.
Une première partie des difficultés expérimentales du Modèle Standard est liée aux paramètres non prédits par le modèle. Il n'existe ainsi aucune explication quant au nombre de familles de particules ou à la hiérarchie des masses observées. De même, l'hypercharge Y a été décrite de manière empirique par les mesures mais ne connaît aucune justification théorique.
Dans le cadre de l'infiniment grand, la physique des particules a permis de comprendre le phénomène d'expansion de l'univers mais aucune des particules connues à ce jour ne permet d'expliquer l'accélération observée dans l'expansion due à la présence d'*énergie noire* non prédite par la modélisation actuelle. Aucune explication n'a pu être fournie en restant dans le cadre du Modèle Standard.
Les faiblesses du Modèle Standard tendent à en faire un modèle effectif à l'échelle électrofaible, échelle d'énergie des particules décrites par le modèle. Il est donc nécessaire de développer un modèle des interactions fortes pour caractériser les échelles d'énergie de l'ordre du TeV.

1.6 Au delà du Modèle Standard

Le Modèle Standard a prouvé sa validité à l'échelle d'énergie électrofaible, les modèles qui tenteront de combler ses lacunes doivent donc intégrer les résultats de cette modélisation dans leur description des échelles d'énergie supérieure.
Plusieurs modèles ont émergé, chacun se basant sur une limitation du Modèle Standard, ce qui les rend entre eux souvent hétérodoxes. Nous allons en évoquer quelques-uns dans la suite de ce chapitre.

1.6.1 Le problème de la hiérarchie par les dimensions supplémentaires

Le problème de hiérarchie du Modèle Standard peut s'expliquer par la présence de dimensions supplémentaires, en prenant en compte 4+n dimensions où les gravitons vont se propager. Kaluza et Klein [23, 24] proposèrent les premiers de décrire ces dimensions supplémentaires comme étant enroulées en cercles et de faible extension, limite imposée par les observations expérimentales. Deux classes de théorie se présentent sur cette base[2].
La première classe, de type ADD[3] [25], est dite de grandes dimensions supplémentaires. Seuls les gravitons s'y propagent et l'intensité de la gravitation se trouve diluée dans un grand nombre de dimensions rendant l'intensité mesurée dans notre espace à quatre dimensions artificiellement plus faible.

La deuxième classe de modèles, dits de Randall-Sundrum [26], considère des dimensions supplémentaires de l'ordre de grandeur de la longueur de Planck. Il existe alors plusieurs *branes*, la gravité étant localisée sur une *brane* spécifique alors que les particules du Modèle Standard sont situées sur une autre. A l'extérieur de sa *brane*, l'intensité de la gravité diminue exponentiellement à l'aide d'un ajustement fin de la métrique. Elle apparaît alors faible sur notre *brane* électrofaible.

Dans ces théories, l'échelle de Planck apparente dans notre espace est celle que nous connaissons (10^{19} GeV) alors que l'échelle vraie, incluant les 4+n dimensions, serait de l'ordre du TeV. Le problème de hiérarchie est alors remplacé par celui du choix de n, qui peut cependant être contraint en considérant les conservations de symétrie.

L'un des points forts de ce modèle est que les équations de Maxwell et celles de la relativité d'Einstein peuvent être obtenues à partir des équations données par Kaluza et Klein. La dilution de l'intensité de la gravitation permet aussi d'unifier cette dernière interaction aux trois autres en lui donnant une échelle d'énergie équivalente.

[2] L'hypothèse de dimensions supplémentaires est aussi inclue dans la théorie des cordes présentée quelques sections plus loin.
[3] du nom de Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali

1.6.2 Une brisure dynamique de symétrie électrofaible par l'ajout d'une nouvelle interaction

Une brisure dynamique de la symétrie électrofaible permet de supprimer le champ scalaire du boson de Higgs et ses divergences quadratiques. Pour cela, on introduit une nouvelle interaction très semblable à la chromodynamique quantique, la technicouleur [27]. De nouvelles particules, les technifermions apparaissent et le champ scalaire fondamental est remplacé par des paires fermions-antifermions dont la brisure de symétrie chirale conduit à la masse exacte des bosons de jauge électrofaibles [28].
Cependant, ce modèle n'explique pas la génération de la masse des quarks et des leptons ni l'échelle de masse du quark top. Plusieurs extensions sont proposées afin de le compléter mais celles-ci rendent la théorie particulièrement complexe et peu prédictive. De plus, les mesures de précision électrofaible se portent jusqu'à présent en défaveur de ces modèles.

1.6.3 Diminuer le nombre de particules fondamentales avec la compositivité

Dans le cadre du Modèle Standard, plus de 20 particules sont définies comme étant fondamentales. Un si grand nombre de composants élémentaires peut laisser penser que certaines particules que nous connaissons actuellement sont composites. De même que 6 quarks permettent de former une multitude de hadrons, plusieurs théories prédisent la compositivité de certaines particules, dont par exemple le quark top.

On peut noter, par exemple, la théorie des *rishons* [29] qui ne comporte que deux particules élémentaires T et V. Elle fait intervenir une nouvelle interaction appelée *hypercharge de couleur*, régie par le groupe de symétrie $SU(3)_H$. Ce modèle permet de former l'ensemble des particules du Modèle Standard à l'exception des gluons.

Une signature de la compositivité serait l'observation d'états excités ou celle d'une différence de masse entre particule et anti-particule, du fait de l'interaction de ses composants.

1.6.4 Unification des interactions fondamentales par la grande unification

Le principe des théories de grande unification consiste à exprimer le groupe de symétrie du Modèle Standard comme résultant de la brisure de symétrie d'un groupe plus large. Cette hypothèse se base sur le fait que trois des quatre interactions fondamentales ont été unifiées. Seule la gravitation reste en dehors du schéma et il est tentant de chercher une unification globale. De même, l'évolution des constantes de couplage des interactions électromagnétiques, faibles et fortes tendent vers une

valeur proche à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{14} GeV, laissant envisager une origine commune.
Le groupe de symétrie le plus simple a été proposé par Georgi et Glashow [30], il implique un double mécanisme de brisure spontanée de symétrie :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$$

Ce modèle prévoit une durée de vie du proton de l'ordre de 10^{31} années alors que les mesures actuelles de SuperKamiokande ont établi une limite inférieure de l'ordre de 10^{33} années. De même, le modèle prévoit l'existence d'un monopôle magnétique qui n'a encore jamais été observé. Une solution serait d'envisager un groupe de symétrie plus large que SU(5), SU(15) par exemple.

1.6.5 La supersymétrie pour éliminer les divergences quadratiques

La supersymétrie résout le problème de naturalité en associant à chaque particule un partenaire plus massif relié à elle par un changement de spin d'une demi-unité [31]. Cette nouvelle symétrie discrète relie les fermions aux bosons par l'opérateur Q :

$$Q|fermion>=|boson>$$

$$Q|boson>=|fermion>$$

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) associe à chacune des 36 particules du Modèle Standard un partenaire supersymétrique de même masse, de mêmes nombres quantiques mais dont le spin diffère de 1/2. Ce modèle comprend donc 124 paramètres libres au lieu de 19 dans le Modèle Standard. En rentrant dans le calcul des corrections radiatives, ces particules vont apporter des signes opposés à la contribution du Modèle Standard faisant s'annuler les divergences. Cependant, aucun des super-partenaires prédits par la SUSY n'a été observé ce qui indique que si la supersymétrie existe, elle a été brisée.

La brisure peut intervenir par des termes, dits de brisure douce, qui n'entraînent pas de divergences quadratiques. La condition pour que les divergences restent logarithmiques est que la différence de masse entre super-partenaires doit être inférieure à 1 TeV. Au-delà, les corrections radiatives nécessaires au maintien de la SUSY seront aussi peu naturelles que celles nécessaires actuellement au boson de Higgs. Une telle condition permet d'envisager une découverte de super-partenaires dans les collisionneurs actuels, Tevatron et LHC.

1.6.6 Intégrer la gravitation par la théorie des cordes

Les tentatives actuelles de quantification de la gravitation font intervenir des quantités infinies qui ne sont pas renormalisables par la procédure classique. Ces quantités viennent du caractère ponctuel des particules dans le cadre actuel de la

physique des particules. La théorie des cordes [32] permet de renormaliser la théorie en donnant une dimension spatiale aux particules. Celles-ci seraient donc des objets de dimension 1, une corde. Toutes les particules observées seraient différents modes de vibration de ces cordes. La force de cette modélisation est d'introduire un seul objet fondamental, la corde et une constante fondamentale, la tension de la corde. Cette théorie est confortée par deux grands succès. Le premier est la modélisation de la chromodynamique quantique. Le second succès est la paramétrisation de l'entropie d'un trou noir, qui a été démontrée de façon indépendante dans le domaine de l'astrophysique.

Cependant, la théorie des cordes fait apparaître une nouvelle particule, le tachyon, qui possède une masse au carré négative. Une extension, les super-cordes, permet de faire disparaître cette particule mais elle nécessite l'intervention de 6 dimensions supplémentaires, inobservées pour l'instant car enroulées sur elles-mêmes. Les performances du nouveau collisionneur de particules, le LHC, permettraient peut-être d'observer les effets d'une telle théorie et de valider ou non le modèle des super-cordes qui reste, pour l'instant, spéculatif.

1.7 Conclusion

Synthétisant les connaissances théoriques et expérimentales du XXème siècle, le Modèle Standard est le cadre actuel de la physique des particules. Toutes les particules prédites par cette modélisation ont été observées à l'exception du boson de Higgs. De même, les mesures de précision actuelles sont en accord avec les prédictions du Modèle Standard, ce qui valide cette modélisation à l'échelle électrofaible. Cependant, la quantité de paramètres libres ainsi que les corrections non naturelles à apporter à la masse du Higgs laissent penser que le Modèle Standard peut n'être qu'un modèle effectif à l'échelle électrofaible d'une modélisation plus globale. Plusieurs théories existent déjà permettant de répondre à une ou plusieurs interrogations actuelles. Les performances du nouveau collisionneur de particules, LHC, permettent d'atteindre des énergies encore non étudiées ainsi qu'une luminosité exceptionnelle permettant peut-être de valider ou de réfuter ces différents modèles dans un avenir proche.

Chapitre 2

Le contexte expérimental

2.1 Les collisionneurs en physique des particules

L'évolution des capacités d'accélération en physique des particules est illustrée par le diagramme de Livingston (Figure 2.1) où des seuils technologiques ont permis une évolution exponentielle de l'énergie dans le centre de masse des collisionneurs, aussi bien dans le cas de collisions d'électrons que de collisions de protons. L'historique des collisionneurs et des observations associées met en évidence une complémentarité entre collisionneurs hadroniques et leptoniques dans l'élaboration et la compréhension du Modèle Standard[1]. Actuellement, deux collisionneurs hadroniques possèdent le plus grand potentiel de découverte en physique des hautes énergies.

2.2 Le programme de physique et le collisionneur LHC

2.2.1 Introduction

Le LHC est la suite naturelle du LEP dont il exploite le tunnel. Le seul collisionneur hadronique contemporain du LHC à l'échelle du TeV est le Tevatron. Le LHC a pour objectif de fournir des collisions proton-proton à des énergies dans le centre de masse de l'échelle du TeV sans dissipation due au rayonnement synchrotron qui limite l'énergie des collisionneur non linéaires à électrons tel que le LEP. A la difficulté d'accélerer les particules se substitue la complexité de l'état initial car le proton est composite. L'énergie nominale du LHC sera de 14 TeV après un fonctionnement à des énergies intermédiaires. Cette thèse exploite des données collectées à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

2.2.2 Fonctionnement et caractéristiques du LHC

Les faisceaux de protons du LHC sont pré-accélérés par une succession d'accélérateurs représentés sur la Figure 2.2. Les cinq accélérateurs étant :

[1] Stanley Livingston, physicien spécialiste des accélérateurs de particules, a établi ce diagramme dans les années 1960. Il montre la croissance exponentielle de l'énergie des faisceaux accélérés. Ce diagramme classique est modifié : l'axe horizontal a été étendu aux années 2010. L'axe vertical a été étendu à 100 000 TeV. Pour comparer les différents accélérateurs, l'énergie des collisionneurs, qui s'exprime dans le centre de masse, a été recalculée comme si l'énergie des particules observées était le résultat d'une collision avec un proton au repos. Le coût par eV d'énergie du faisceau est réduit d'un facteur 1 000 par période de 7 ans.

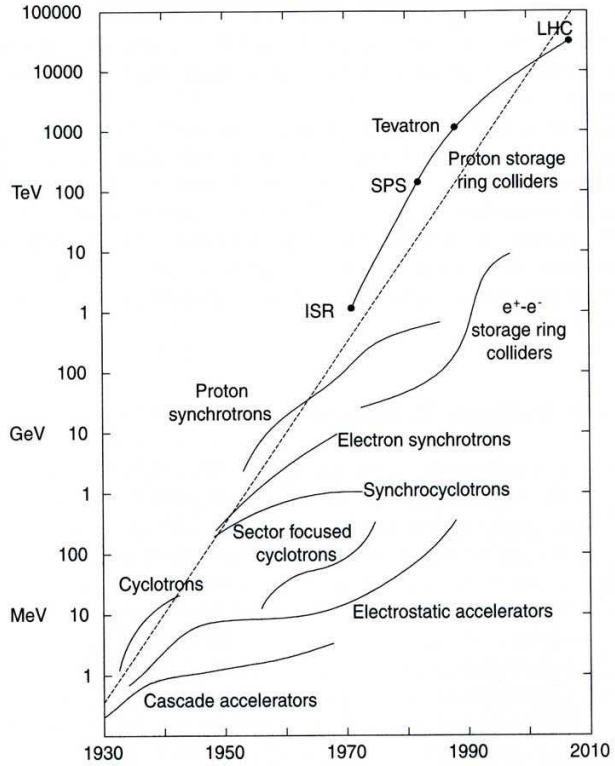


FIG. 2.1 – Diagramme de Livingston donnant la chronologie des accélerateurs de protons et d'électrons. Les énergies sont données dans le système proton-cible fixe.

- le LINAC,
- le Booster, il accélère les particules jusqu'à une énergie de 800 MeV,
- le synchrotron à protons (PS), il accélère les particules jusqu'à une énergie de 24 GeV,
- le superynchrotron à protons (SPS), il accélère les particules jusqu'à une énergie de 450 GeV. C'est l'énergie des protons injectés dans le LHC ;
- le LHC : Cette quatrième étape est la phase où les protons seront accélérés à des énergies supérieures au TeV.

Le tunnel du LHC a une circonférence de 27 km et est creusé à environ 100 mètres de profondeur. La courbure de la trajectoire des protons est assurée par 1296 aimants dipolaires supraconducteurs (et par d'autres types d'aimants de guidage ou de focalisation) développant un champ magnétique de 8.6 Tesla . Les deux faisceaux de protons circulant en sens inverses sont soumis à des champs anti-parallèles. Les bobines supraconductrices créant ces champs partagent le même cryostat et le même support assurant le retour de champ. Au LHC, la fréquence de croisement des faisceaux est voisine de 40 MHz soit environ une interaction toutes les 25 ns. Le Tableau 2.1 résume les caratéristiques du LHC.

Paramètres de faisceau en $p-\bar{p}$	
Energie dans le centre de masse	14 TeV
Taux de croisement des faisceaux	40.08 MHz
Nombre de paquets (NB)	2808
Nombre de particules par paquet (Np)	1.15 10^{11}
Energie stockée par faisceau	362 MJ
Angle de croisement (θ_C)	285 μrad
Paramètres relatifs à la luminosité	
RMS longueur des paquets (σ_z)	7.55 cm
RMS largeur des paquets (σ_t)	16.7 μm
Facteur de réduction géométrique de la luminosité (F)	0.836
Pic de luminosité nominale L	$10^{34} cm^{-2} s^{-1}$
Nombre moyen de collisions par croisement de paquets (à luminosité nominale)	O(20)

TAB. 2.1 – Résumé des paramètres clés du LHC [33]. A noter que les paramètres θ_C, σ_z, σ_t, F, et L sont spécifiques aux points d'interaction des expériences ATLAS et CMS.

2.2.3 Le phénomène d'empilement au LHC

La section efficace des interactions inélastiques au LHC sera d'environ 79 mb à énergie nominale dans le centre de masse ($\sqrt{s}$ = 14 TeV).

Cela inclut les contributions des diffusions simple et double-diffractive dont les contributions sont estimées à 14 mb et 10 mb respectivement. Pour une luminosité de $\mathcal{L} = 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, elles correspondent à une fréquence de 1 GHz soit une moyenne de 25 interactions par croisement de paquet. La grande majorité de ces interactions

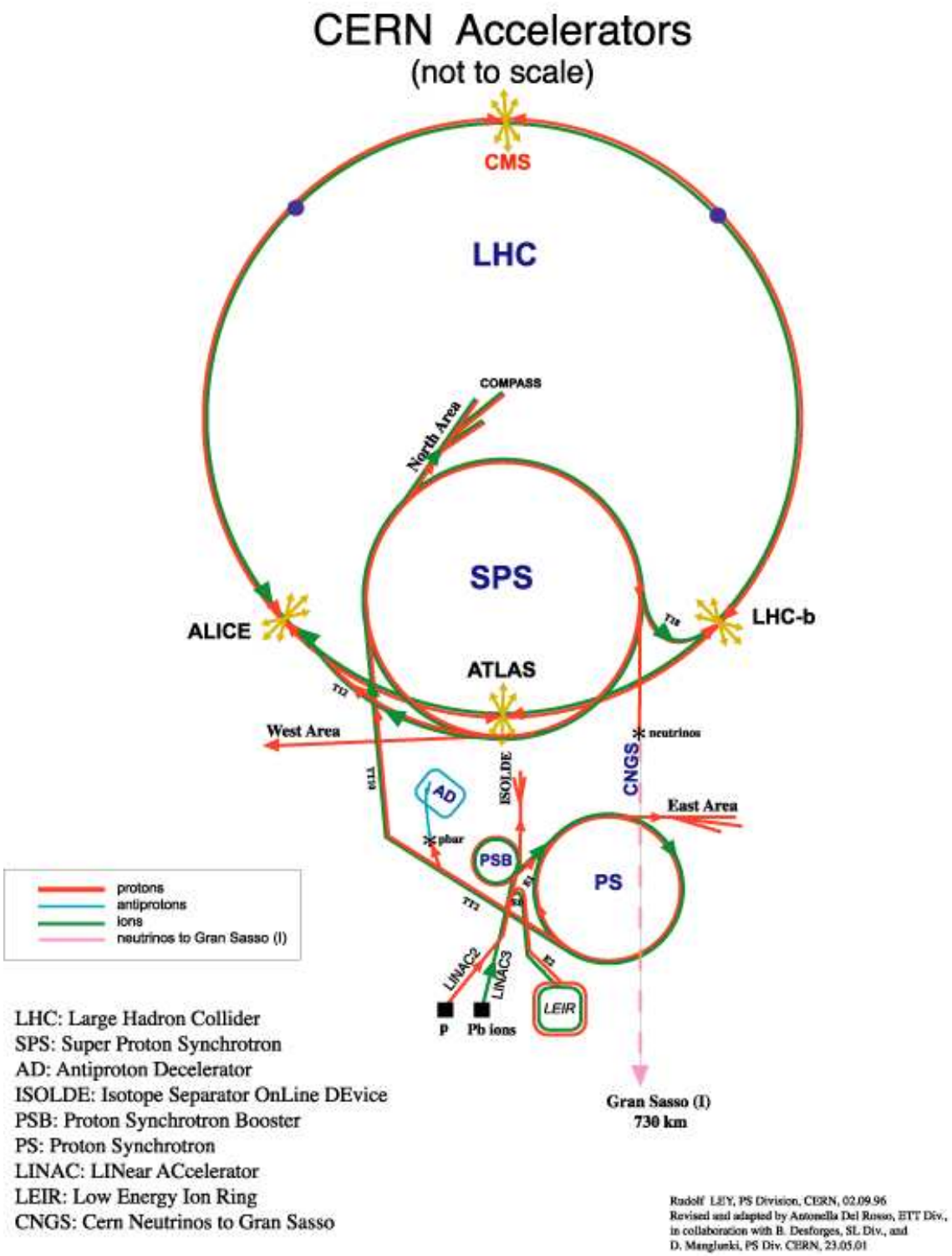


FIG. 2.2 – Schéma du système d'accélération des particules au CERN.

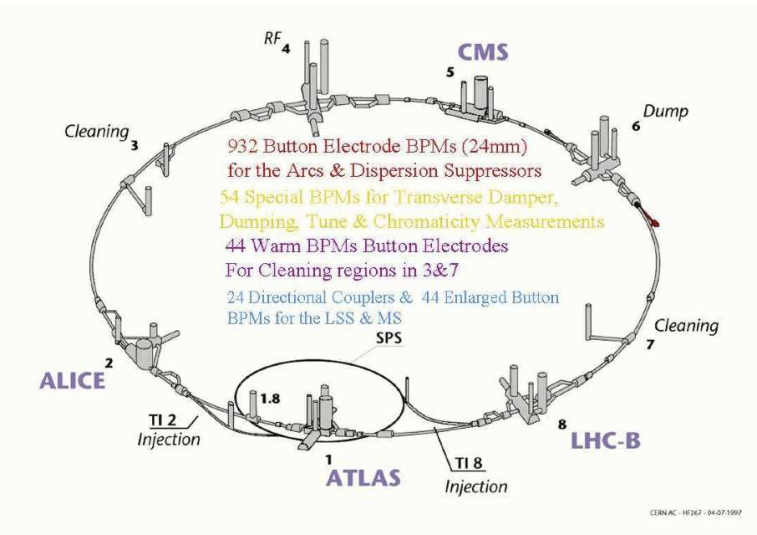


FIG. 2.3 – Schéma du collisionneur LHC et disposition des expériences.

génère peu d'énergie tranverse. La définition expérimentale des événements dits de *biais minimum* dépend du système de déclenchement.

Les événements de biais minimum sont dominés par les nombreuses interactions molles. Celles-ci forment un bruit de fond superposé à chaque événement d'intérêt qui pourra affecter la multiplicité des jets ou en modifier l'énergie.

2.3 Le détecteur ATLAS

6 expériences sont placées aux points de collision du LHC. Le détecteur ALICE étudie la physique des ions lourds lors des collisions de plomb. Le détecteur LHCb étudie la physique du quark b. Les expériences ATLAS et CMS sont deux détecteurs généralistes dans lesquels sont intégrées les expériences LHCf et TOTEM dédiés à la mesure de luminosité et à la physique à bas angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau. La disposition des expériences sur l'anneau du LHC est présenté en Figure 2.3. Les analyses présentées dans ce document étudient les données enregistrées par le détecteur ATLAS.

Le détecteur ATLAS est un cylindre de 44 mètres de long, de 25 mètres de rayon et pesant 7500 tonnes. C'est le plus grand détecteur placé sur le cercle du LHC. Ses objectifs en termes de performances sont donnés dans le Tableau 2.2.

2.3.1 Le système magnétique

Le système magnétique d'ATLAS est illustré par la Figure 2.5. Il est constitué de trois toroïdes à coeur d'air (deux bouchons et un tonneau) ainsi que d'un solenoïde. La conception de ce système composite de quatre aimants supraconducteurs

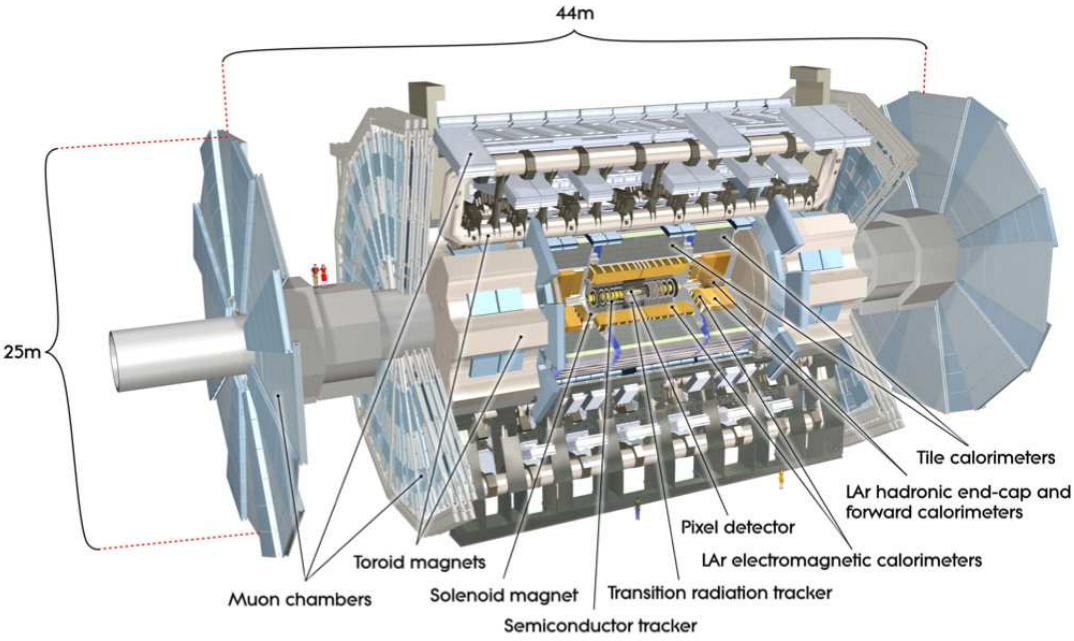


FIG. 2.4 – Vue en coupe du détecteur ATLAS.

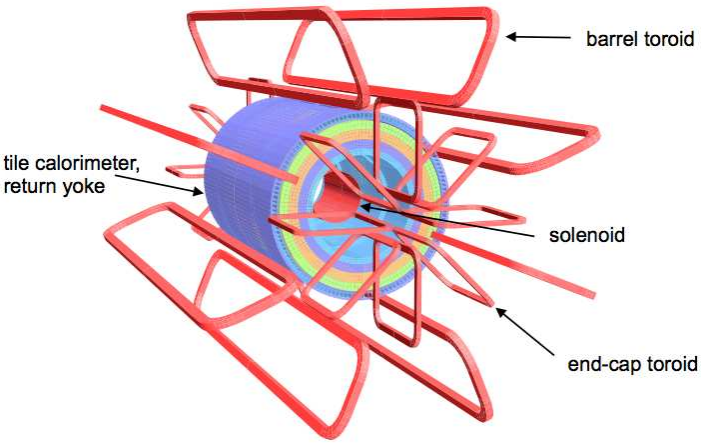


FIG. 2.5 – Le système magnétique dans ATLAS [34]

Sous-système	Résolution attendue	acceptance η	
		Mesure	Déclenchement
Traces internes	$\sigma p_T/p_T = 0.05\% \oplus 1\%$	± 2.5	
Calorimètre EM	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre Hadronique (jets)			
- Tonneau et bouchons	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
- Bas angle	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 < \|\eta\| < 4.9$	$3.1 < \|\eta\| < 4.9$
Spectromètre à muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ pour $p_t = 1$ TeV	± 2.7	± 2.4

TAB. 2.2 – Résumé des perfomances clés attendues dans ATLAS [34]. Il est à noter que pour les muons de haut p_T, les performances du spectromètre à muons sont indépendantes du détecteur interne. Les unités pour E et p_T sont le GeV. Le symbole $\oplus$ est la notation de la somme quadratique

représente un des défis d'ATLAS du fait de sa configuration et de ses dimensions exceptionnelles [35].

Le solénoïde central a été conçu pour délivrer aux détecteurs internes un champ magnétique axial de 2 Tesla. Il nécessite une intensité de 8 kA [36]. Le solénoïde se situe dans le cryostat du tonneau, entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. Sa structure a été optimisée afin de minimiser la quantité de matière inerte qui pourrait dégrader les performances du calorimètre électromagnétique. Le solénoïde partage, par exemple, la même cavité à vide que le calorimètre tandis que le retour de champ est assuré par l'acier du calorimètre hadronique et sa structure mécanique. Les diamètres interne et externe du solénoïde sont de 2.46 m et 2.56 m, respectivement, tandis que sa longueur est de 5.8 m pour un poids de 5.4 tonnes et une énergie emmagasinée de 40 MJ.

Les trois éléments du toroïde génèrent le champ magnétique destiné uniquement au spectromètre à muons. Chaque toroïde du tonneau central comprend huit aimants supraconducteurs alimentés par 20.5 kA [37, 38]. Ils sont situés dans huit cryostats individuels alors que les aimants des bouchons sont placés dans un cryostat unique de chaque coté d'ATLAS.

Les performances en terme de capacité de courbure de champ sont de 1.5 Tm pour $|\eta| < 1.4$ (toroïde tonneau) et environ 1 à 7.5 Tm dans la région $1.6 < |\eta| < 2.7$ (toroïdes latéraux). Il est moindre dans la zone de recouvrement des aimants.

La longueur du tonneau du système toroïdal est de 25.3 m pour des diamètres interne et externe de 9.4 m et 20.1 m. Le poids total est de 830 tonnes. Les deux bouchons du système toroïdal ont une longueur de 5 m pour des diamètres interne et externe de 1.65 m et 10.5 m respectivement. Leur poids total est de 240 tonnes.

2.3.2 Les détecteurs internes

Les détecteurs internes ont pour mission de reconstruire la trajectoire des particules chargées, de reconstruire les vertex primaires et secondaires et d'identifier les

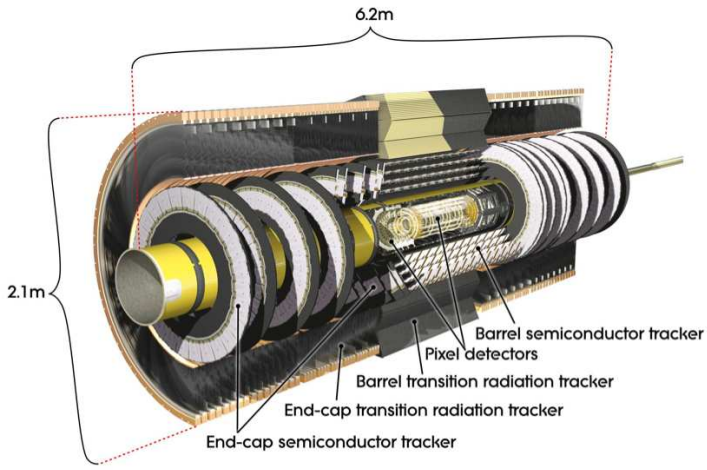


FIG. 2.6 – Les détecteurs internes d'ATLAS [34].

électrons par rayonnement de transition tout en supportant les radiations dues à la proximité du faisceau.

Les collisions de protons se caractérisent par un état final à forte multiplicité. Compte tenu de la densité des particules chargées, la reconstruction des traces nécessite une fine granularité. Les détecteurs internes ont été conçus pour reconstruire les trajectoires des particules chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c dans la zone $|\eta|< 2.5$ et mesurer leur impulsion.

Les détecteurs internes possèdent une structure conçue pour minimiser la quantité de matière afin de limiter la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique. Ils sont insérés dans le solénoïde et immergés dans son champ magnétique de 2 Tesla. Ils se divisent en trois sous-détecteurs :

- le détecteur à pixels ;
- le trajectographe à micropistes de silicium (appelé SCT pour SemiConductor Tracker) ;
- le trajectographe à rayonnement de transition (appelé TRT pour Transition Radiation Tracker).

Chaque sous-détecteur est divisé en une partie tonneau et deux parties bouchons appelées également disques : l'ensemble est représenté sur la Figure 2.6. Les dimensions et la couverture angulaire sont représentées sur la Figure 2.7.

Une description précise de ces sous-détecteurs peut-être trouvée dans la référence [34] et dans le TDR [39, 40].

2.3.2.1 Le détecteur à pixels

Le rôle du détecteur à pixels est de mesurer les points de passage des particules chargées à très faible rayon pour la reconstruction des vertex primaires et secondaires, en particulier pour l'identification des hadrons B. Ce sous-détecteur utilise des diodes au silicium : les pixels. Sa description précise est présentée dans

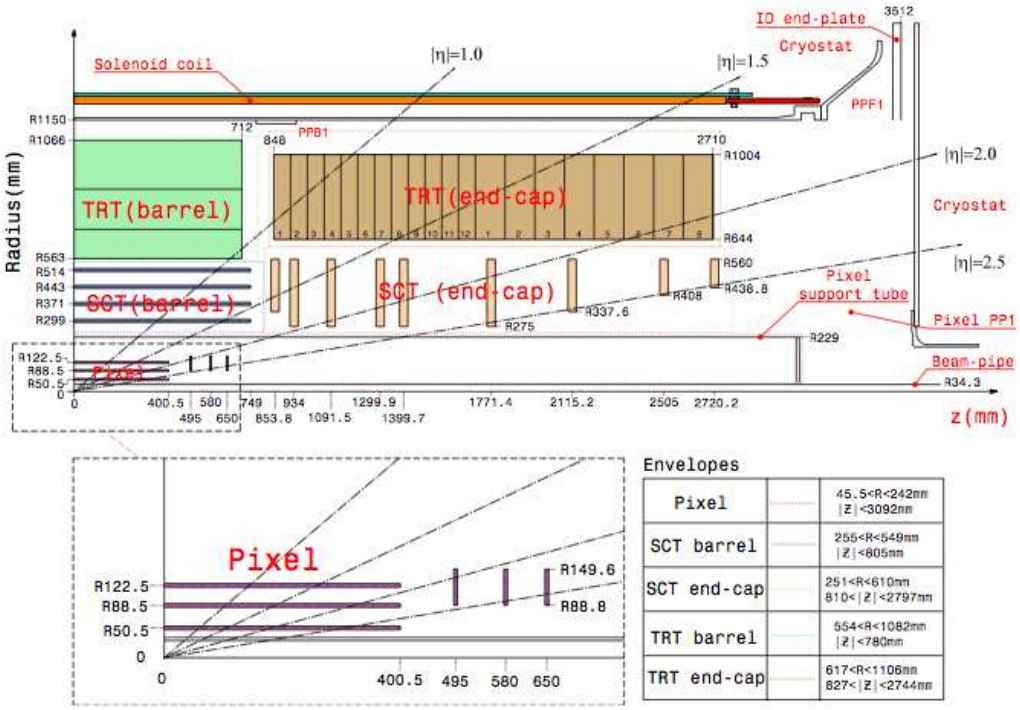


FIG. 2.7 – Géométrie des détecteurs internes d'ATLAS [34].

les références [41] et [42, 43, 44].

Structure :

Ce sous-détecteur possède environ 80.4 millions de canaux. Les pixels ont une dimension minimale de 50×400 μm^2.

Dans le tonneau, ils sont disposés en trois cylindres concentriques autour de l'axe du faisceau (z). Leurs rayons sont compris entre 45.5 mm et 242 mm. La couche interne de pixels, située à 5 cm du tube à faisceau, est appelée B-layer. Elle permet principalement la mesure précise des vertex secondaires. Contrairement aux autres composants du détecteur ATLAS, qui ont été conçus pour une durée de vie de dix ans[2], la B-layer devra être remplacée après quelques années de service à luminosité nominale [34, 45]. Les parties latérales sont constituées de cinq disques situés de chaque côté et perpendiculaires à l'axe z dont les rayons interne et externe sont compris entre 88.8 mm et 149.6 mm. En moyenne, une particule chargée croisera trois couches.

Fonctionnement :

Le détecteur à pixels est divisé en 1744 modules identiques. Le milieu actif d'un module est un plan de silicium type n d'une épaisseur de 250 μm. Un module est une matrice de 47 232 diodes bipolaires : un pixel correspond à une diode de détection, à l'électronique de lecture associée et à la connexion diode-électronique. Un double dopage ($p+$ et $n+$) est effectué de chaque côté de la couche. L'électronique de lecture est située du côté du dopage $n+$. Ce double dopage permet une bonne efficacité de collection des charges, même après le phénomène d'inversion du semiconducteur pouvant apparaître du fait des radiations. Des atomes d'oxygène ont également été ajoutés au silicium afin d'augmenter sa tolérance aux radiations. Lors du passage d'une particule chargée, des paires électron-trou apparaissent dans la zone de déplétion du silicium : sous l'effet du champ électrique, les électrons s'accumulent du côté $n+$, produisant un signal.

Résolutions :

La précision intrinsèque sur la position est de 10 μm en (R-ϕ) et de 115 μm en z et R pour le tonneau et les disques respectivement.

2.3.2.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)

Le SCT est un détecteur à micro-pistes de silicium.

Structure :

Sa structure est comparable à celle du détecteur à pixels : quatre couches cylindriques dont les rayons sont compris entre 299 mm et 514 mm et neuf disques dont les rayons sont compris entre 275 mm et 560 mm. Chaque particule chargée croisera huit couches du SCT. Sur chaque couche, des capteurs sont collés

[2] Durée de vie minimale estimée à une luminosité nominale.

dos-à-dos de part et d'autre d'un substrat conducteur thermique. Les capteurs sont regroupés par module. Les modules sont placés axialement dans la partie tonneau et radialement dans la partie bouchon. Dans chaque module, les capteurs de la seconde face sont décalés de 40 mrad par rapport à la première face afin d'éliminer les ambiguïtés sur la position réelle des *hits* : cela permet d'améliorer la résolution en (R-ϕ) par rapport à un assemblage classique en plans perpendiculaires. Le SCT est divisé en modules : 2112 modules constituent la partie tonneau et 1976 modules constituent les parties bouchon. Le chevauchement des modules permet de minimiser les zones mortes.

Fonctionnement :

Le principe de détection employé est similaire à celui du détecteur à pixels. L'élément de base de détection du SCT est une micropiste de silicium : c'est un capteur dopé p-dans-n classique, l'électronique de lecture est du côté p. L'épaisseur du silicium est de 285 μm. Le nombre total de canaux est d'environ 6,3 millions.

Résolutions :

La précision intrinsèque du SCT est 17 μm en (R-ϕ) et 580 μm en z et R, respectivement pour le tonneau et le bouchon.

2.3.2.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le TRT est la couche la plus extérieure du détecteur interne. En ajoutant des points (35 *hits*) à grand rayon, le TRT permet d'améliorer la mesure de l'impulsion des traces. Il contribue également à l'identification des électrons.

Fonctionnement :

Etant donnée la surface à couvrir pour ce détecteur, l'utilisation du silicium comme élément actif n'était pas envisageable pour des raisons de coût : le choix a été fait d'utiliser des tubes à dérive entourés d'un matériau à rayonnement de transition. L'élément de base de détection est un tube à dérive en polyimide de 4 mm de diamètre. Au centre de chaque tube est placé un fil de tungstène recouvert d'or, jouant le rôle d'anode à potentiel nul. Un potentiel élevé d'environ -1350 V est imposé aux parois du tube, qui jouent le rôle de cathode. Le tube est rempli d'un mélange gazeux 70% Xe-27% CO2-3% O2. Lors du passage d'une particule chargée, des atomes du gaz vont être ionisés ; sous l'effet du champ électrique (de direction radiale par rapport à l'axe du tube), les électrons libérés dérivent jusqu'à l'anode, en ionisant à leur tour d'autres atomes, produisant ainsi un signal collecté par l'anode et transmis jusqu'à l'électronique de lecture. Le temps de dérive maximal est de 48 ns. Le nombre total de canaux de lecture est d'environ 351 000.

Le TRT utilise également le principe du rayonnement de transition pour la discrimination $e^{\pm}/\pi^{\pm}$: une particule chargée rayonne des photons de basse énergie lorsqu'elle passe d'un milieu à un autre milieu ayant une constante diélectrique différente. Le radiateur utilisé est du polypropylène. Les photons émis sont absorbés

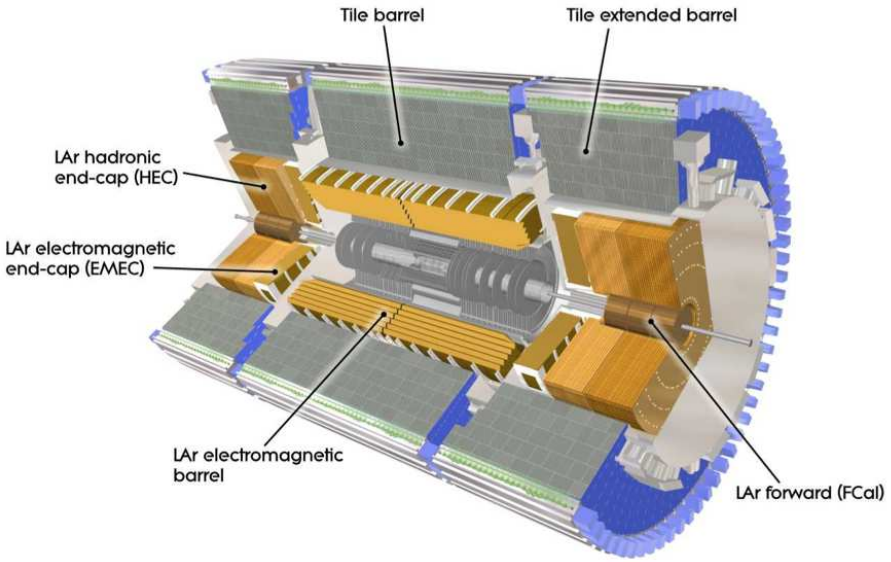


FIG. 2.8 – La calorimétrie dans ATLAS [34].

par le mélange gazeux, produisant un signal d'amplitude bien plus grande que celle du signal produit par l'ionisation d'une particule chargée. Un pion chargé ayant une probabilité beaucoup plus faible qu'un électron de rayonner, pions et électrons peuvent être séparés en comptant le nombre de *hits* bas-seuil et haut-seuil par trace.

Structure :

Le TRT couvre la zone $|\eta|< 2.0$. Dans la partie tonneau, les tubes sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau et insérés dans une matrice de fibres en polypropylène. L'anode est divisée en deux parties à $\eta = 0$. Dans les parties bouchon, les tubes sont disposés radialement (voir Figure 2.6) ; deux couches successives de tubes sont séparées par une couche de polypropylène.

Résolution :

Le TRT fournit une information uniquement sur la position en (R - ϕ) : la précision intrinsèque est 130 μm. En utilisation combinée avec le calorimètre électromagnétique, le TRT permet d'obtenir une efficacité d'identification de 75 % pour des électrons de $p_T > 20$ GeV/c avec un facteur de réjection des jets hadroniques de 10^5.

2.3.3 La calorimétrie dans ATLAS

La détection calorimétrique dans ATLAS est représentée sur la Figure 2.8, elle couvre la région $|\eta| < 4.9$ et utilise différentes techniques de mesure adaptées aux signaux de physique attendus et aux environnements différents vis à vis des radiations

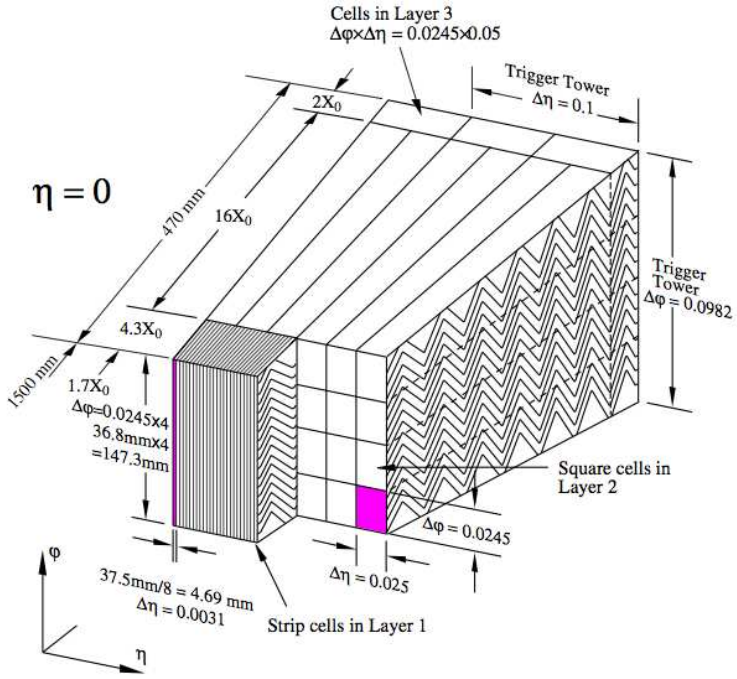


FIG. 2.9 – Schéma et granularité d'un module du calorimètre électromagnétique d'ATLAS.

dans ce grand intervalles en η. Nous distinguons :
- Le calorimètre Electromagnétique (ECAL).
- Le calorimètre Hadronique (HCAL).
- Le calorimètre vers l'avant (FCAL).

Une description détaillée peut être trouvée dans [34] et dans le TDR ATLAS [46, 47, 48]. Les calorimètres participent au système de déclenchement de niveau 1

2.3.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Structure :

Le ECAL est composé d'un tonneau couvrant la région $|\eta| < 1.475$ et de deux bouchons (EMEC) couvrant la région $1.375 < |\eta| < 3.2$. Il s'agit d'un calorimètre à échantillonage à Argon liquide (LAr) avec des électrodes en accordéon tandis que des plaques de plomb servent de milieu absorbeur. La géométrie en accordéon assure une symétrie en ϕ sans zone morte azimutale. Le tonneau et les deux bouchons sont logés dans des cryostats indépendants. Le tonneau est divisé en deux cylindres de tailles identiques séparés par une zone morte de 4 mm à $z = 0$. Chaque bouchon est divisé mécaniquement en deux roues coaxiales. L'épaisseur totale du ECAL en terme de longueur de radiation est supérieure à 22 dans le tonneau et supérieure à 24 dans les bouchons.

Fonctionnement :

Le rôle du calorimètre électromagnétique (ECAL) est d'identifier les électrons et les photons, de mesurer précisément leur énergie et leur position. Il contribue également à la reconstruction de l'énergie transverse manquante des événements. Sa conception a été optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to ZZ \to e^+e^-e^+e^-$. Sa géométrie est illustrée en Figure 2.9.

Segmentation spatiale :

Le ECAL est segmenté de la manière suivante : dans la région $|\eta| < 2.5$, correspondant à la couverture des détecteurs internes, le ECAL comporte trois segments longitudinaux avec une granularité variable en $|\eta|$. La section centrale est constituée de tours carrées telles que $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ pour $|\eta| < 2.5$, présenté en Figure 2.9.

La roue interne du bouchon ($|\eta| > 2.5$) est segmentée en deux sections longitudinales de granularité transversale plus grossière.

Un détecteur à pré-échantillonnage est utilisé afin de corriger les pertes d'énergie dues à la matière en amont. Il couvre la région $|\eta| < 1.8$: il y a environ 2 longueurs de radiation de matière avant le pre-échantilloneur à $\eta = 0$. Au total, le ECAL comporte plus 170000 canaux de lecture.

Résolution en énergie :

La résolution attendue sur la mesure de l'énergie dans l'intervalle [100-300] GeV est :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{10\ \%}{\sqrt{E(\mathrm{GeV})}} \oplus 0.7\ \%$$

2.3.3.2 Le calorimètre hadronique

Nous distinguons deux composantes du calorimètre hadronique : le calorimètre à tuiles scintillantes (TileCal) qui occupe la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.7$) et les calorimètres à Argon liquide qui complètent la couverture angulaire correspondant à $|\eta| < 4.9$.

Structure :

Le calorimètre à tuiles scintillantes, TileCal, est constitué d'une partie tonneau longue de 5.6 m et de deux tonneaux étendus longs de 2.65 m chacun. Chacun de ces sous-systèmes est constitué de 64 modules trapézoïdaux. L'ensemble est contenu dans un cylindre de rayons interne et externe de 2.3 m et 4.3 m, respectivement. Les tuiles scintillantes sont disposées perpendiculairement à l'axe du faisceau afin de simplifier le routage des canaux de lecture.

Leur proximité au faisceau des bouchons leur fait subir de fortes radiations. Cet environnement a imposé le choix d'une calorimètrie à Argon liquide à grande

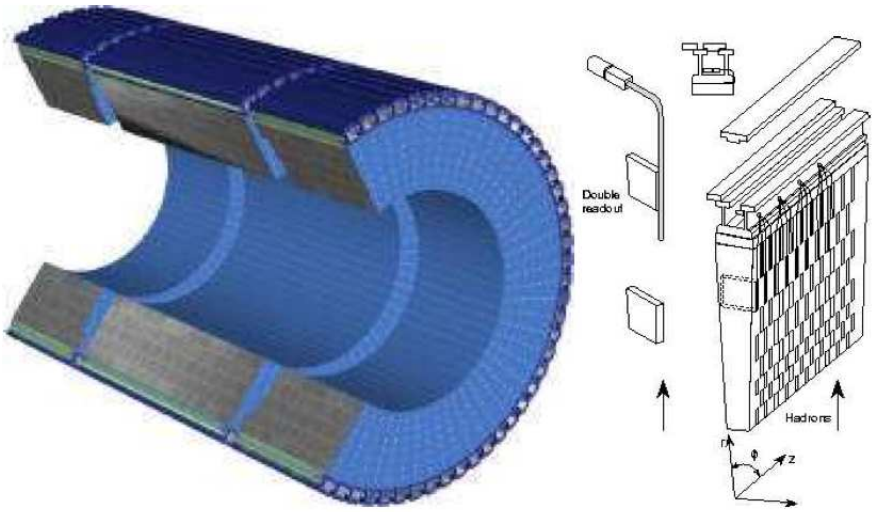


FIG. 2.10 – Le calorimétre hadronique dans ATLAS.

pseudo-rapidité. Dans les bouchons l'absorbeur est constitué de cuivre.

Les calorimètres vers l'avant servent à assurer l'herméticité en couvrant la zone à grande pseudo rapidité ($3.1 < |\eta| < 4.9$) afin d'optimiser la mesure de l'énergie transverse manquante. Ces calorimètres sont également à Argon liquide. Néanmoins, l'absorbeur est constitué de tungstène qui permet de contenir les gerbes dans un plus petit volume.

Fonctionnement :

Le TileCal est un calorimètres à échantillonnage où des tuiles scintillantes jouent le rôle de milieu actif tandis que l'absorbeur est constitué de fer.

Le rapport du volume de fer sur celui des scintillateurs est de 4.7/1. Ce qui représente un échantillonnage de l'énergie totale déposée de l'ordre de 2.5%. L'alternance tuile/fer se fait selon l'axe du faisceau.

Les tuiles scintillantes, constituées de polystyrène dopé, émettent de la lumière lors du passage des particules. L'énergie déposée dans chaque tuile est lue grâce à deux fibres rapides, à décalage de longueur d'onde. Ces fibres sont groupées en torons de 20 à 150 fibres qui acheminent le signal lumineux à des photomultiplicateurs placés à l'extérieur de la zone de détection.

La partie bouchon, dite vers l'avant, a un fonctionnement similaire au calorimètre électromagnétique à Argon liquide (cf. Section 2.3.3.1).

Segmentation spatiale :

Dans le tonneau, une cellule du TileCal correspond à un photomultiplicateur. La segmentation en profondeur forme trois couches d'épaisseur 1.5λ, 4.2λ et 1.9λ respectivement, où λ désigne la longueur d'interaction. La granularité dépend de la couche. Elle est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans les deux premières et de $\Delta\eta \times \Delta\phi =$

0.2×0.1 dans la troisième.

La granularité des calorimètres bouchons est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans la zone $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$. Ils sont segmentés en profondeur en quatre couches.

Résolution en énergie

La résolution attendue pour les pions dans le calorimètre à tuiles est :

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

2.3.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons a pour rôle de détecter et de mesurer avec précision l'impulsion des muons sur une grande gamme de pseudo-rapidité et sur une grande gamme d'énergie, jusqu'au TeV. Il doit garantir une bonne efficacité de reconstruction des muons ainsi que le déclenchement de niveau 1.

Structure :

Le toroïde supraconducteur (cf. Section 2.3.1) incurve la trajectoire des muons tout en limitant la quantité de matière vue par les muons grâce à sa structure à air. Les chambres à muons sont disposées entre les bobines. L'agencement des couches est tel qu'un muon en traversera trois, quelle que soit sa pseudo-rapidité.

Dans la partie tonneau, correspondant à $|\eta| < 1$, les chambres sont disposées en couches cylindriques de rayons 5, 7.5 et 10 m respectivement, Dans les parties vers l'avant, les chambres à muons sont constituées de quatre disques concentriques situés à 7, 10, 14 et 23 mètres du point d'interaction. Elles complètent la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.7$.

Fonctionnement :

Il existe deux types de chambres : les chambres de déclenchement et les chambres de précision.

Les chambres de déclenchement sont des chambres rapides de type RPC (Resestive Plate Chamber) dans la partie tonneau et vers l'avant, ce sont des TGC (Thin Gap Chamber) de type chambres à fil plus résistantes aux radiations.

Les chambres de précision sont de type MDT (Monitord Drift Tubes - tubes à dérive) et CSC (Cathode Strip Chamber - chambres propotionnels multifils), respectivement dans les parties tonneau et avant.

Performances :

La résolution spatiale des MDT est de 60 μm et le temps de dérive à l'intérieur des tubes est de 600 ns. Les CSC, quant à elles, ont une résolution spatiale meilleure que 50 μm. Les performances attendues sont d'une grande efficacité (90 %) d'identification des muons de $p_T > 6$ GeV/c avec une résolution de l'ordre du pourcent sur l'estimation de leur impulsion transverse.

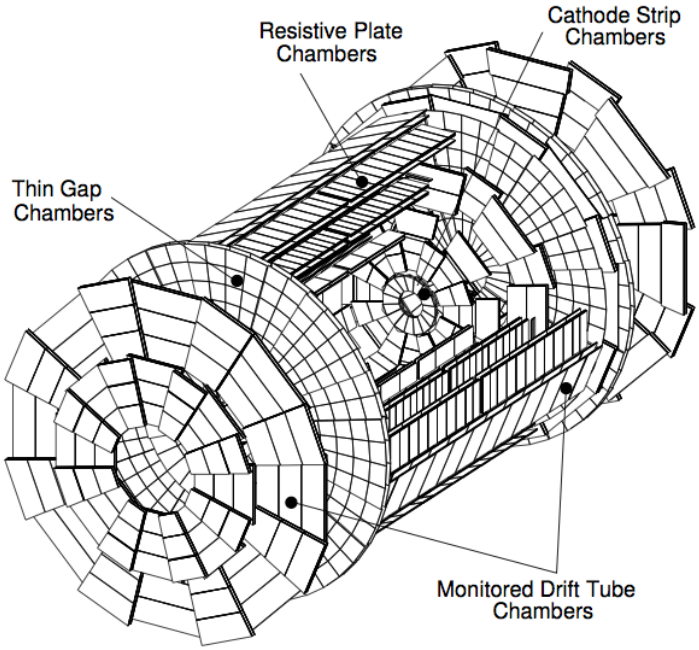


FIG. 2.11 – Le spectromètre à muons dans ATLAS.

2.3.5 Le système de déclenchement dans ATLAS

Le système de déclenchement d'ATLAS a pour but de filtrer les données afin de maximiser la fraction de processus intéressants dans les données enregistrées. Dès lors, les facteurs qui ont conditionné le développement du système sont :

- la fréquence nominale des interactions ;
- la fréquence (conséquence des sections efficaces) des processus physiques recherchés : environ 100 Hz au moment de la conception et 200 Hz actuellement ;
- la bande passante pour l'enregistrement des événements au niveau du déclenchement : elle est limitée à 200 Hz ;
- le nombre de canaux : il conditionne la quantite de données par événement ;
- la capacité de stockage des données hors ligne.

Le système de déclenchement comprend trois niveaux illustrés sur la Figure 2.12 [49]. Chaque niveau rend une décision logique visant à conserver ou non l'événement. Dans cette thèse, le système de déclenchement haut niveau utilise les leptons.

2.3.5.1 Le déclenchement de niveau 1

Le premier niveau du système de déclenchement, `LVL1`, traite les données des calorimètres et des spectromètres à muons à la fréquence des interactions du LHC (de l'ordre de 40 MHz en conditions nominales).

Les déclenchements du niveau 1 permettent de définir des RoI (Regions of Interest). L'utilisation des informations sur les dépôts calorimétriques permet une

première identification des jets, des taus et des objets électromagnétiques (via des critères d'isolation). La reconstruction complète des électrons et des photons est trop complexe pour être rapide et donc respecter la fenêtre en temps imposée par la fréquence de collision. La somme de l'énergie transverse des jets donne une information complémentaire au même titre que la somme scalaire de leurs énergies transverses. A ces objets s'ajoutent les muons reconstruits par le spectromètre à muons.

2.3.5.2 Le déclenchement de niveau 2

Le deuxième niveau de déclenchement, `LVL2`, complète la décision en incluant des informations sur la position (en η et ϕ) et sur les impulsions transverses des RoI, y compris celles qui n'ont pas passé l'étape `LVL1`.

Le `LVL2` reconstruit des objets plus complexes ou de manière plus raffinée : les objets électromagnétiques sont reconstruits avec toute la granularité du ECAL et, dans le cas des électrons ou des taus, les traces reconstruites sont mises à contribution. De plus, l'identification des électrons est améliorée grâce au TRT. La reconstruction des muons est complétée par l'utilisation des détecteurs internes ainsi que des RPC, TGC et la dernière couche du calorimètre hadronique. Pour la reconstruction des jets, toute la granularité des calorimètres est employée avec un éventuel étiquetage de la saveur fourni par les détecteurs internes.

Le temps de latence dû à ces opérations varie de 1 à 10 ms ce qui correspond à une fréquence de l'ordre du kHz. Les événements non sélectionnés par le `LVL2` sont définitivement rejetés. Les événements passant ce filtre sont analysés par le dernier niveau.

2.3.5.3 Le déclenchement de haut niveau (filtre d'événements)

Le filtre d'événements (ou `EF`) a pour but de confirmer la décision du `LVL2` avec des algorithmes hors ligne exploitant tous les canaux des sous-détecteurs. Ces algorithmes bénéficient d'une description du détecteur à jour (constantes de calibration, carte du champs magnétique). A l'issue de ce filtre, la fréquence des événements retenus est réduite à 200 Hz.

2.4 Perspectives : le LHC et les futurs collisionneurs

Le planning original du LHC a connu plusieurs modifications du fait de certains problèmes techniques dus au caractère exceptionnel des dimensions et des performances demandées au collisionneur et à ses détecteurs. A titre d'anecdote la Figure 2.13 montre un des premiers planning du LHC superposé à celui du LEP. Les premères collisions proton-proton ont finalement eu lieu à la fin de l'année 2009 et celles d'ions un an plus tard. Le collisionneur et les détecteurs fonctionnent maintenant depuis plus d'un an avec une énergie de collision constante à 7 TeV. La luminosité, quant à elle, augmente graduellement et devrait atteindre ses conditions nominales d'ici à fin 2011. Un an d'arrêt technique est prévu avant de parvenir à

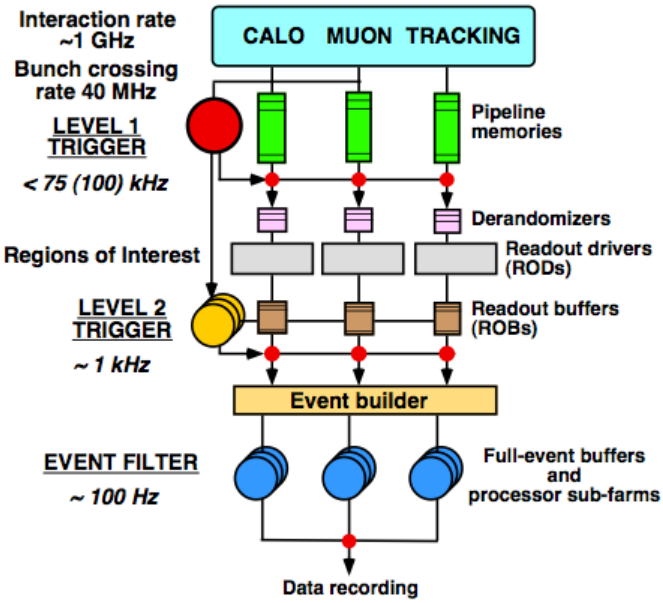


FIG. 2.12 – Représentation schématique du système de déclenchement d'ATLAS lors de sa conception [49].

l'énergie nominale de collision de 14 TeV avec laquelle le LHC devrait fonctionner au moins jusqu'en 2014.

Les étapes suivantes vont consister à augmenter progressivement la luminosité au-delà de la valeur nominale projetée initialement de 10^{34} cm^{-2}s^{-1}, puis l'énergie. Le HL-LHC vise à atteindre une luminosité instantanée 5 fois supérieure, sans perte de luminosité au cours des périodes de collision, ce qui conduirait globalement à gagner un ordre de grandeur sur la luminosité intégrée. Le HE-LHC, projeté ensuite, planifie des collisions à 33 TeV. Le programme LHC devrait courir jusqu'à l'année 2034.

Plusieurs projets sont en cours de développement pour envisager l'avenir post-LHC. L'amélioration des performances des techniques d'accélération permettera de produire des collisions d'électrons-positrons à l'échelle d'énergie du TeV. Les deux projets CLIC et ILC proposent un collisionneur linéaire d'électrons (avec des options photon-photon) permettant d'obtenir des signatures de physique sans avoir à traiter le problème complexe des collisions hadroniques. Il serait donc possible d'obtenir des résultats complémentaires du LHC dans un délai restreint après la mise en marche d'une telle expérience. Du fait du degré d'avancement de ces projets, une exploitation conjointe avec le LHC pourrait être envisagée. Un exemple de programme synchronisé est montré en Figure 2.14.
Des projets à plus long terme sont aussi envisagés afin de sonder avec une grande

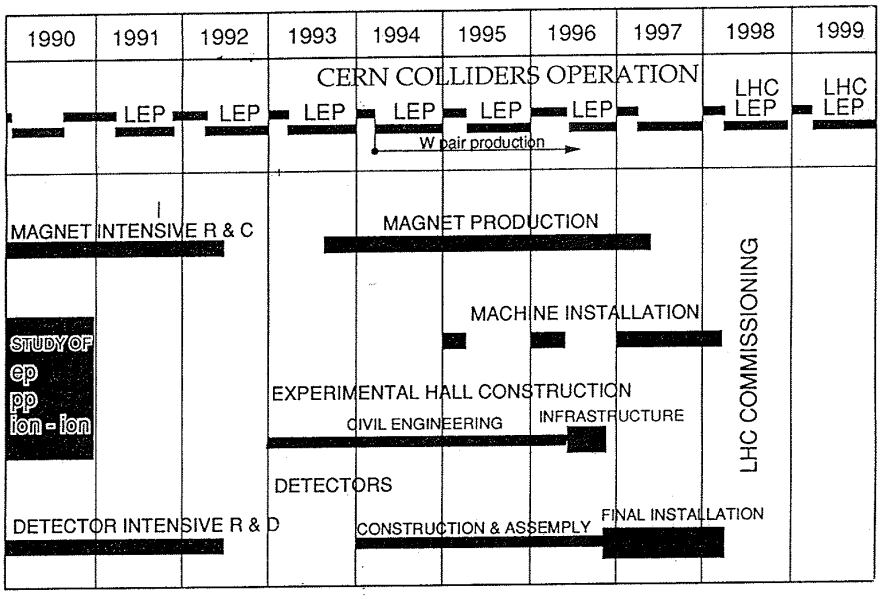


FIG. 2.13 – Un des premiers programme du LHC [50].

précision la structure profonde du proton ou des ions à travers des collisions électron-proton ou électron-ion. Du fait de ses performances, il est possible d'étudier ces thématiques dans un premier temps au LHC.

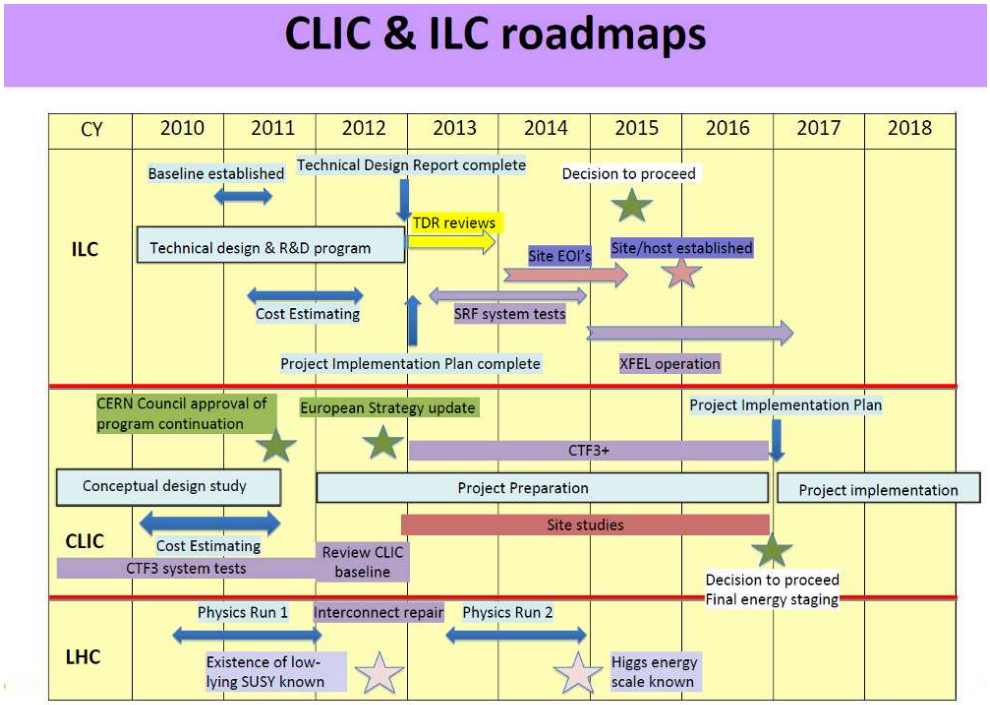


FIG. 2.14 – Exemple de chevauchement entre le programme du LHC et le programme prévu pour ILC et CLIC [51].

Chapitre 3

Contrôle du système de hautes tensions du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS

Je suis pour les titres longs.
Si à la recherche du temps perdu
s'était appelé simplement Albertine,
ce serait moins bon.
Michel Audiard

3.1 Introduction

La calorimétrie est un élément important dans l'étude des propriétés du quark top. En effet, l'énergie et la direction des jets sont mesurées grâce aux calorimètres électromagnétique et hadronique. La qualité et la précision de la mesure en énergie des jets nécessite une bonne compréhension de ces appareillages. Nous détaillerons dans ce chapitre une étude que nous avons réalisé concernant le système de hautes tensions du calorimètre hadronique.

Dans les modules du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS (TileCal), l'énergie convertie dans la partie optique est lue par des photomultiplicateurs (PMT). Les PMT, leur électronique de lecture et leur système d'alimentation sont situés dans un super-tiroir de 2.6 mètres de long positionné dans la partie radiale externe des modules du calorimètre à tuiles scintillantes.
Le rôle des PMT est de convertir en courant électrique la lumière issue des particules interagissantes dans le TileCal. Ce courant est proportionnel à l'énergie déposée. La connaissance du gain des PMT et de leur stabilité est nécessaire à la conversion en énergie de la mesure. Le gain peut varier en fonction de paramètres extérieurs comme son alimentation en haute tension et la température ambiante. Le but de l'étude est de déterminer sur différentes périodes de prise de données la stabilité du système de haute tension et son influence sur la variation de gain des PMT[1].

[1] Le système de régulation des hautes tensions a été entièrement conçu et réalisé par le LPC de Clermont-Ferrand.

Du point de vue électronique, chacun des 128 modules du tonneau central est divisé en deux super-tiroirs tandis que les 128 modules des tonneaux étendus sont composés d'un seul super-tiroir. Mécaniquement, chaque super-tiroir est fait de deux tiroirs. Le nombre de PMT par super-tiroir est de 45 dans le tonneau central et de 32 dans les tonneaux étendus, comme détaillé dans le Tableau 3.1.

Partition	Nombre de PMT/module	Nombre de PMT
Tonneau central	90	5760
Tonneau étendu A	32	2048
Tonneau étendu C	32	2048

TAB. 3.1 – Nombre de PMT présents dans le calorimètre à tuiles d'ATLAS, selon les modules et les partitions.

Tous les photomultiplicateurs d'un super-tiroir sont alimentés par une même source de hautes tensions, que nous noterons HV_{in}. Le TileCal étant composé de 256 super-tiroirs, la source de haute tension doit fournir 256 tensions. Le système source global est donc composé de deux baies électroniques de 8 châssis fournissant chacun 16 canaux de haute tension. Chaque canal permet de fournir deux valeurs : HV_{in} = -830 V et HV_{in} = -950 V.

Le but du système de hautes tensions est de fournir une tension appropriée à chaque PMT car du fait des caractéristiques intrinsèques et de fluctuations optiques de cellule à cellule, chaque photomultiplicateur doit être alimenté par une haute tension spécifique.

Le cahier des charges impose une stabilité des gains des PMT d'au moins 0.5 %, ce qui revient, en moyenne, à une stabilité des hautes tensions appliquées à chaque PMT meilleure que 0.5 V, les hautes tensions moyennes étant proches de 700 V.

3.2 Le système d'alimentation haute tension du TileCal

Chaque super-tiroir est associé à une carte de contrôle, appelée `HVmicro`, qui commande les cartes de distribution des hautes tensions, appelées `HVopto`, spécifiques à chaque tiroir comme indiqué sur la Figure 3.1.

3.2.1 Carte `HVmicro`

La carte `HVmicro` a une taille de 166×95 mm^2 et travaille à une fréquence de 20 MHz. Elle permet de contrôler les deux cartes `HVopto` auxquelles elle est connectée via les cartes de connexion, appelées `HVbus`. Elle permet également de lire la haute tension appliquée à chaque PMT et d'appliquer une consigne à chaque canal de haute tension. Elle transmet également ses données à l'extérieur des modules à travers des canaux de transfert, ce réseau de terrain étant appelé `CANbus`.

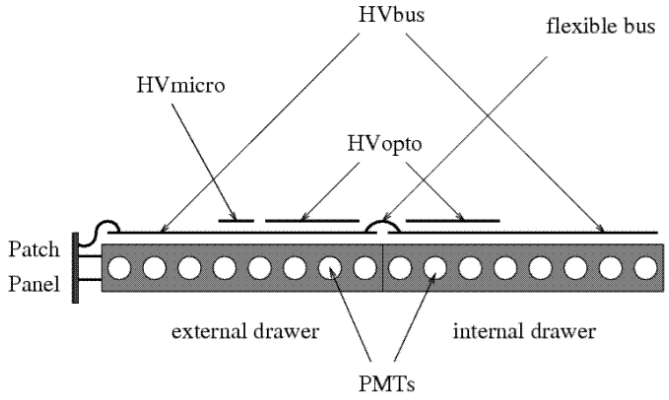


FIG. 3.1 – Schéma d'un super-tiroir et position des cartes de contrôle. Le nombre de PMT représenté sur le schéma ne correspond pas à la réalité.

3.2.2 Carte `HVopto`

Chaque carte `HVopto` permet la régulation de 24 canaux de haute tension. Elle est aussi en charge de la mesure des hautes tensions d'entrée, des basses tensions (LV) ainsi que des sondes de température.

La boucle de régulation fonctionne en plusieurs étapes. Dans un premier temps, un amplificateur opérationnel compare la consigne à la mesure de la haute tension. Le courant est ensuite envoyé aux optocoupleurs dont le transistor de sortie génère une perte de haute tension. Un deuxième transistor est en charge de la récupération du gain des optocoupleurs. Enfin, deux diodes Zener sont utilisées pour limiter la haute tension aux limites des optocoupleurs. Le fonctionnement de la boucle de régulation permet de délivrer des hautes tensions aux PMT (HV_{out}) dans la gamme suivante en valeur absolue :

$$HV_{in} - 360 \text{ V} < HV_{out} < HV_{in} - 1 \text{ V}. \tag{3.1}$$

Afin de contrôler la stabilité de la haute tension fournie (HV_{out}) par les cartes `HVopto` aux PMT, une étude a été réalisée [52] en faisant varier les hautes et basses tensions d'entrée de la carte.

Si la source de hautes tensions (HV_{in}) varie d'une valeur autorisée par la boucle de régulation, aucun effet n'est observé sur la haute tension fournie par la carte `HVopto`. La Figure 3.2 présente l'évolution de la haute tension de sortie HV_{out} pour une variation de HV_{in} de 350 V. On peut en déduire que la sensibilité à la haute tension d'entrée est :

$$\Delta HV_{out}\,(HV_{in} - 350\ \text{V}) < 0.1\ \text{V}. \tag{3.2}$$

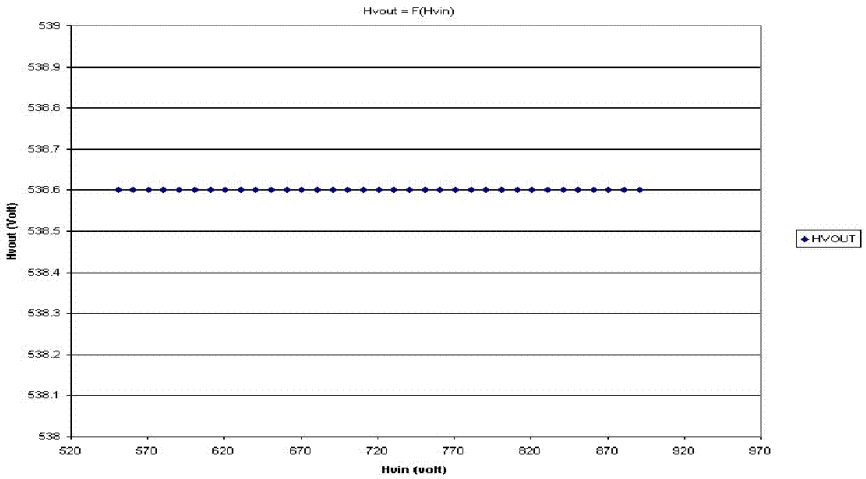


FIG. 3.2 – Evolution de la haute tension HV_{out} pour une variation de HV_{in} de 350 V. On remarque que la stabilité de HV_{out} reste meilleure que 0.1 V.

Les cartes électroniques sont alimentées par des basses tensions de ± 5 V et ± 15 V. L'étude de l'influence de ces basses tensions sur la stabilité de HV_{out}est faite en appliquant une variation sur les basses tensions d'alimentation. Elle n'induit aucune variation de stabilité sur HV_{out}. On en conclut :

$$\Delta HV_{out}\,(LV \pm 10\ \%) < 0.1\ \text{V} \tag{3.3}$$

La relation entre variation de HV_{out} et variation de gain (G) pour un PMT est donnée par la formule :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{[(HV_{out} + \Delta HV_{out})^{\beta} - HV_{out}^{\beta}]}{HV_{out}^{\beta}} \tag{3.4}$$

Le paramètre β est spécifique à chaque PMT, sa valeur moyenne est de 6.9. Pour de faibles variations de HV_{out}, on peut utiliser une approximation linéaire :

$$\frac{\Delta G}{G} = \beta \frac{\Delta HV_{out}}{HV_{out}} \tag{3.5}$$

Une variation $\Delta HV_{out} = 0.1$ V entraîne une variation de gain $\frac{\Delta G}{G} = 0.1$ %, la régulation du système doit se faire avec une précision d'environ 0.1 V, compte tenu du cahier des charges.

3.2.3 Carte `HVbus`

Le rôle de la carte `HVbus` consiste à importer les basses tensions aux cartes `HVmicro` et `HVopto`, tout en connectant ces deux dernières entre elles. Elle permet aussi d'amener les hautes tensions d'entrée HV_{in} aux boucles de régulation de la carte `HVopto` et d'envoyer les HV_{out} aux différents PMT. Chaque super-tiroir possède deux cartes `HVbus` (une pour chaque tiroir) reliées entre elles par un bus flexible.

3.3 Le système de refroidissement du TileCal

Le fonctionnement permanent d'appareils électroniques dans le détecteur ATLAS nécéssite une régulation précise de la température ainsi que l'évacuation de la chaleur accumulée. Chaque unité de refroidissement permet de contrôler 6 tiroirs.

3.3.1 Le circuit de refroidissement

Il s'agit du circuit principal. C'est un circuit évaporatif fermé avec un compresseur hermétique. Il est composé d'un condensateur d'air froid, d'un évaporateur coaxial et d'un réservoir réfrigérant. Le liquide réfrigérant est envoyé dans le système secondaire puis récupéré et refroidi à travers le système. La pression du liquide est diminuée par une valve d'expansion à l'entrée de l'évaporateur.

3.3.2 Le circuit secondaire

Le circuit secondaire est un circuit liquide fermé connecté aux tuyaux parcourant les tiroirs à refroidir. Le liquide, de l'eau déminéralisée, est stocké dans un réservoir de 80 litres contrôlé par une pompe à vide. La température de l'eau envoyée dans les tiroirs est contrôlée par une résistance chauffante électrique et une sonde de température. Après avoir parcouru le tiroir, le liquide est renvoyé dans le circuit principal pour être refroidi.

La particularité essentielle de ce système est un fonctionnement en dépression par rapport à la pression atmosphérique, dénommé *leakless cooling system* (LCS). Il ne peut pas y avoir de fuite d'eau en cas de non étanchéité mais une entrée d'air.

3.3.3 Le circuit de refroidissement des tiroirs

Il s'agit d'un système croisé, présenté en Figure 3.3. L'eau circule dans des tubes en aluminium noyés dans la matière même des tiroirs. En régime de croisière s'établit un équilibre entre l'échauffement (lié au fonctionnement de l'électronique de lecture du TileCal[2]) et le refroidissement LCS avec de l'eau à environ 19 °C. Les tiroirs sont ainsi régulés à une température proche de 23 °C.

[2] L'électronique de lecture est située sur la face des tiroirs opposée à celle recueillant le système de hautes tensions.

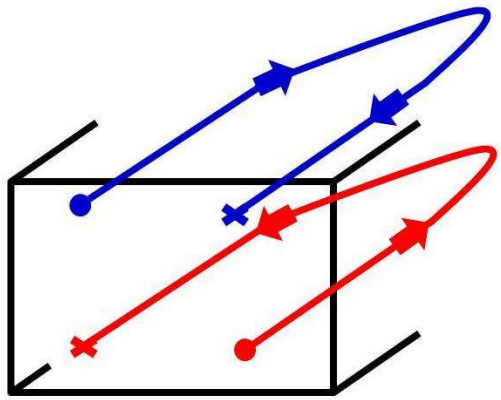


FIG. 3.3 – Schéma de principe des circuits croisés de refroidissement dans les tiroirs.

3.3.4 Contrôle du système de refroidissement

La température à l'intérieur du TileCal doit être stabilisée avec une grande précision. Ce contrôle passe aussi par la maîtrise de la température du liquide de refroidissement en chaque point du circuit [53].

A l'intérieur de chaque module du TileCal, sept sondes de températures ont été placées. Leur contrôle est conjugué à celui du système de hautes tensions :

- La sonde 1 mesure la température de la carte `HVmicro`.
- Les sondes 2 et 3 mesurent la température des deux cartes `HVopto`.
- Les sondes 4 et 5 mesurent les températures des deux tiroirs.
- La sonde 6 mesure la température du PMT 22, c'est la sonde qui sera utilisée dans le reste de l'étude pour caractériser la température des PMT de chaque module.
- La sonde 7 mesure la température de la carte d'interface optique située dans le système de lecture des PMT sur la face opposée des tiroirs.

3.3.5 Influence de la température sur le système de hautes tensions et sur les PMT

Afin de mesurer la sensibilité du système de distribution des hautes tensions (HV_{out}) aux variations de températures, des tests ont été effectués en variant la température des tiroirs de 20 °C à 36 °C par palier de 5 °C. HV_{out} a un comportement linéaire en fonction de la température et sa variation reste inférieure au pourcent induisant un effet minime sur le gain des photomultiplicateurs :

$$\Delta HV_{out}\,(T) < 0.007 \text{ V} \Rightarrow \frac{\Delta G}{G} < 0.008 \text{ \%}$$

De même, une étude a montré que sur une plage de température allant de 20 à

30 °C, la variation de gain d'un PMT était de 0.25 %, le gain diminuant lorsque la température augmente.

3.4 Etude de stabilité des températures et des HV_{out}

Le détecteur ATLAS enregistre des collisions depuis 2009. Une étude de la stabilité des températures et des hautes tensions HV_{out} du TileCal a été réalisée sur une période continue de prise de données afin d'étudier le comportement du système en fonctionnement régulier.

3.4.1 Stabilité des températures

Sur les sept sondes de température présentes dans le TileCal, nous allons étudier les variations de la température interne aux tiroirs. La sonde de température 6 prend directement la température du PMT 22[3] à l'intérieur de chaque tiroir et est la plus corrélée à une variation possible du gain des PMT[4].

La température à l'intérieur du TileCal est très sensible à l'ouverture mécanique des différents éléments du détecteur ou de la coupure de certaines basses tensions alimentant l'électronique logée dans les tiroirs. Pour ne pas prendre ces variations en compte, les périodes étudiées en 2010 et 2011 n'inclueront pas les périodes de maintenance.

Le TileCal est séparé en quatre partitions, une pour chaque tonneau étendu, EBA et EBC et deux pour le tonneau central, LBA et LBC. Chacune est composée de 64 modules. Une étude dédiée est effectuée pour chaque partition. La Figure 3.4, à gauche, présente l'évolution de la température des modules sur l'année 2010 pour chaque partition. Chaque point représente la mesure de la température moyennée pour les 64 modules de chaque partition. On note une baisse nette de la température des modules à partir de Mai 2010, elle correspond à un changement volontaire de la température de l'eau injectée dans le système de refroidissement du TileCal. Pour la mesure de la stabilité de la température, seule la période postérieure à Mai 2010 sera prise en compte, comme cela est présenté dans la Figure 3.4, droite.

Elle représente la distribution de la valeur moyenne de chaque module entre Mai et Décembre 2010 pour toutes les partitions du TileCal. Chaque entrée correspond à un module. On note que la précision sur la température est de 0.22 ± 0.01 °C, ce qui est meilleur que la stabilité demandée dans les performances requises (0.5 °C). La mesure est ici limitée par la précision sur la mesure des températures qui est de l'ordre du coup ADC, soit 0.1 °C. On remarque en Mai, Juillet, Août et Octobre, des phases de stabilisation de la température à partir de températures plus basses. Elles correspondent à des phases de réequilibrage après un arrêt du système de

[3] Le PMT 22 a la caractéristique de se situer au milieu de chaque tiroir.

[4] Des tests ont montré que les températures sont les mêmes auprès de tous les PMT d'ún même super-tiroir.

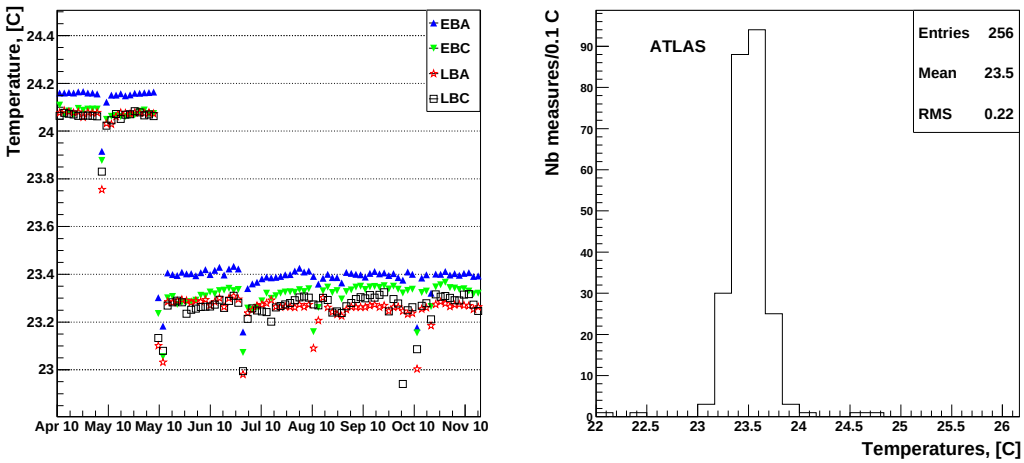


FIG. 3.4 – A gauche : Evolution de la stabilité des températures des photomultiplicateurs du TileCal en fonction du temps pour l'année 2010. Chaque point correspond à la moyenne des 64 modules de chaque partition. A droite : Distribution des températures moyennes de chaque module pour les quatre partitions du TileCal, pour 2010.

refroidissement du TileCal.

La Figure 3.5 présente la distribution des valeurs moyennes de la température des modules de chaque partition pour 2010. On voit que, pour chaque partition, l'écart-type des distributions (ΔT) est inférieure à la précision demandée sur la température à la construction du TileCal. Les mesures sont d'ailleurs compatibles entre elles, montrant l'homogénéité du TileCal. Une mesure moyenne de la variation de température du TileCal est présentée en moyennant les variations de chaque partition :

$$\Delta T^{2010}_{EBA} = 0.13 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2010}_{EBC} = 0.24 \pm 0.02\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2010}_{LBA} = 0.14 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2010}_{LBC} = 0.30 \pm 0.03\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2010}_{TileCal} = 0.22 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$

La Figure 3.6, gauche, présente la stabilité des températures des modules en fonction du temps pour la période du 15 Février 2011 au 15 Juin 2011. La Figure 3.6, droite, montre la distribution des températures moyennes des modules pour toutes les partitions pour la même période tandis que la Figure 3.7 présente les distributions détaillées pour chaque partition du TileCal.

Les températures de chaque partition sont stables autour de leur valeur moyenne à 0.2 °C près :

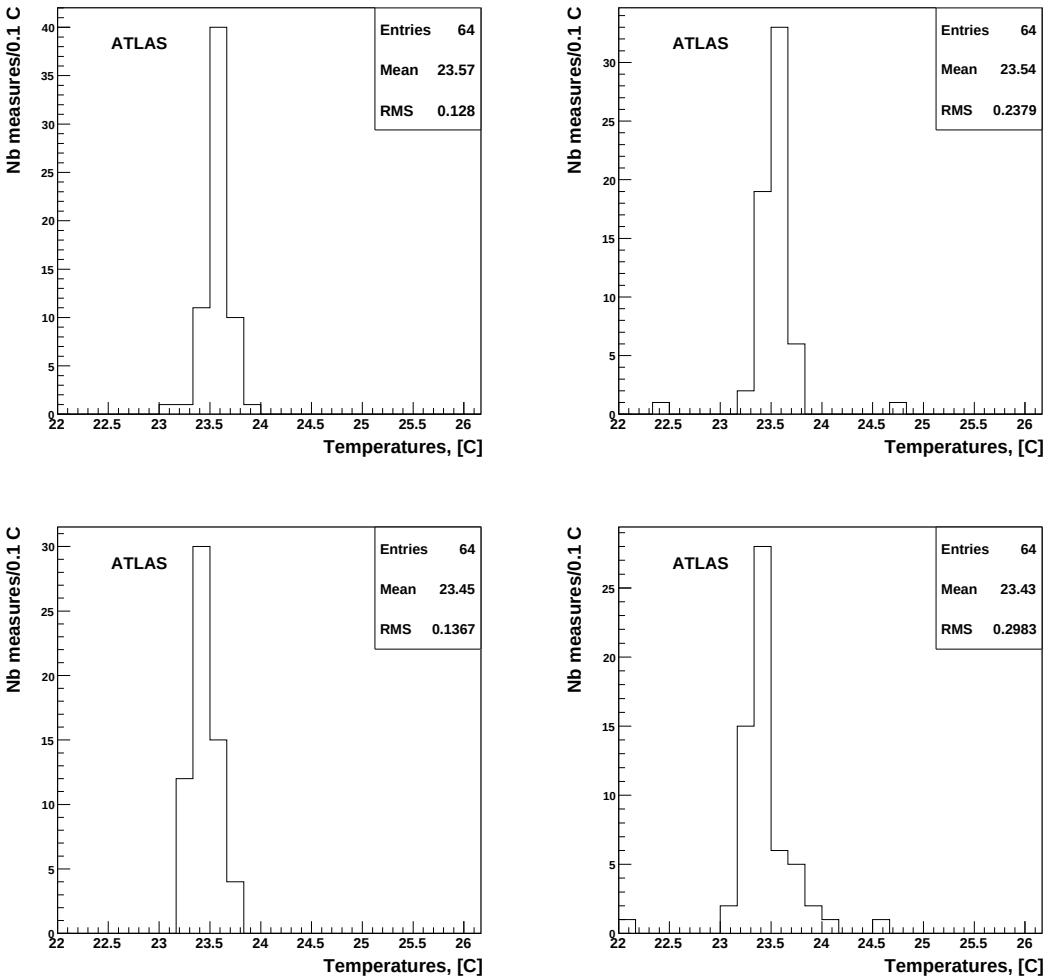


FIG. 3.5 – Distribution des températures moyennes de chaque module pour chacune des partitions du calorimètre à tuiles, les tonneaux étendus dans la première ligne (EBA à gauche et EBC à droite) et le tonneau central sur la deuxième ligne (LBA à gauche et LBC à droite), pour l'année 2010. Chaque entrée d'un histogramme correspond à un module.

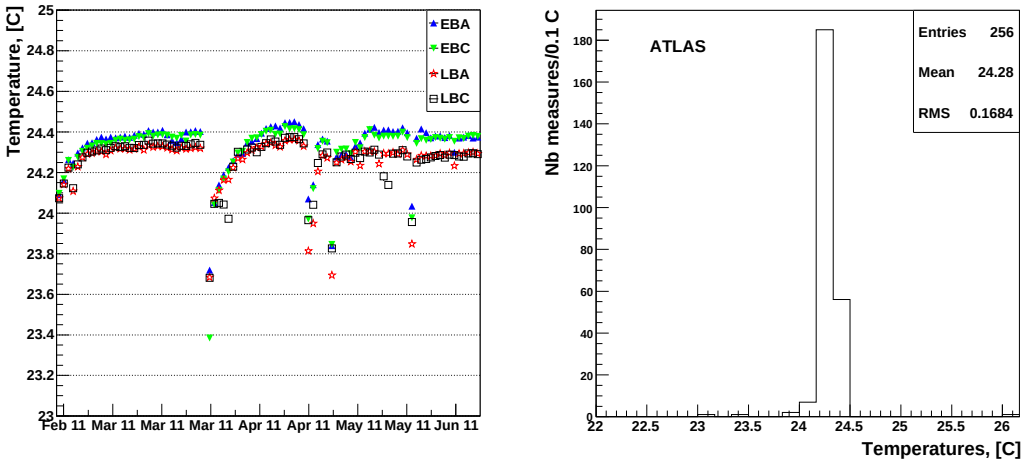


FIG. 3.6 – Evolution de la stabilité des températures des photomultiplicateurs du TileCal en fonction du temps pour l'année 2011. Chaque point correspond à la moyenne des 64 modules de chaque partition. A droite : Distribution des températures moyennes de chaque module pour les quatre partitions du TileCal, pour 2011.

$$\Delta T^{2011}_{EBA} = 0.08 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2011}_{EBC} = 0.17 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2011}_{LBA} = 0.06 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2011}_{LBC} = 0.27 \pm 0.02\ ^\circ\mathrm{C}$$
$$\Delta T^{2011}_{TileCal} = 0.17 \pm 0.01\ ^\circ\mathrm{C}$$

Ces mesures sont compatibles avec les résultats obtenus sur l'année 2010. Elles permettent de définir un seuil pratique caractérisant une variation non naturelle de la température dans un module et générant une alarme en salle de contrôle. Ce seuil est pris comme étant 4 fois l'écart-type de la distribution de chaque partition et est présenté dans le Tableau 3.2

Partition	ΔT 2010 [°C]	ΔT 2011 [°C]	Seuil de déviation [°C]
EBA	0.13 ± 0.01	0.080 ± 0.007	0.4
EBC	0.24 ± 0.02	0.17 ± 0.01	0.7
LBA	0.14 ± 0.01	0.060 ± 0.005	0.4
LBC	0.30 ± 0.03	0.27 ± 0.02	1.1
TileCal	0.22 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.7

TAB. 3.2 – Seuil d'alerte absolu de la température des modules, pour chaque partition et pour le TileCal.

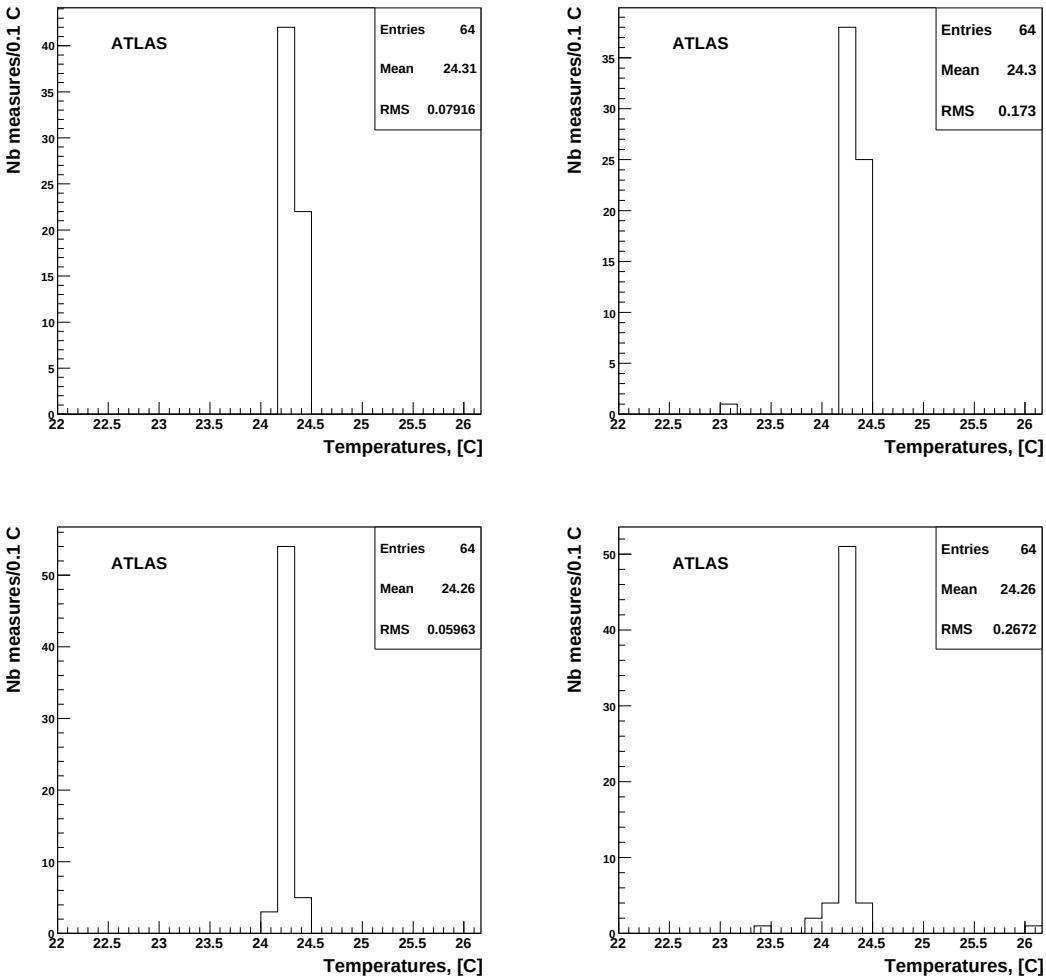


FIG. 3.7 – Distribution des températures moyennes de chaque module pour chacune des partitions du calorimètre à tuiles, les tonneaux étendus dans la première ligne (EBA à gauche et EBC à droite) et le tonneau central sur la deuxième ligne (LBA à gauche et LBC à droite), pour l'année 2011. Chaque entrée d'un histogramme correspond à un module.

3.4.2 Stabilité et contrôle des hautes tensions HV_{out}

La haute tension fournie aux PMT, HV_{out}, influe directement sur leurs gains. L'étude de sa stabilité pour chaque canal du TileCal est donc nécessaire afin de déterminer les performances des PMT. Deux aspects sont à étudier. D'une part, il est nécessaire de quantifier la capacité à contrôler les hautes tensions à travers l'étude de la différence entre HV_{out} et la consigne imposée à chaque PMT, HV_{order}, ce qui caractérise directement les performances du système. Une deuxième étude porte sur la fiabilité de la mesure des hautes tensions. Elle s'effectue en comparant les variations de HV_{out} aux variations observées par le laser de calibration du TileCal.

Les études sont réalisées sur les mêmes périodes de temps que pour l'analyse des températures. Chaque PMT nécessitant une haute tension de fonctionnement différente, le critère de contrôle des hautes tensions est défini comme étant la différence entre la mesure de HV_{out} et la consigne appliquée : HV_{out} - HV_{order}. Nous appelerons cette différence déviation de HV_{out}, ΔHV.

Les Figures 3.8 et 3.9 présentent, pour chaque partition du TileCal, la distribution des valeurs, moyennées dans le temps, de ΔHV, respectivement pour 2010 et 2011. Chaque entrée correspond à un PMT. Les écarts-types ($\sigma_{\Delta\mathrm{HV}}$) de ces distributions sont compatibles en 2010 et 2011.

Les Figures 3.10 et 3.11, droite, présentent la distribution de ΔHV, moyenné dans le temps, pour l'ensemble du TileCal. Les valeurs sont compatibles pour 2010 et 2011. Les mesures sont résumées dans le Tableau 3.3. Un seuil d'alerte est défini à partir de l'écart-type des distributions pour chaque partition et pour la totalité du TileCal. Il est pris comme étant 4 fois la valeur de l'écart-type.

Partition	$\sigma_{\Delta\mathrm{HV}}$ 2010 [V]	$\sigma_{\Delta\mathrm{HV}}$ 2011 [V]	Seuil de déviation [V]
EBA	0.365 ± 0.005	0.367 ± 0.006	1.47
EBC	0.384 ± 0.004	0.383 ± 0.006	1.54
LBA	0.346 ± 0.004	0.365 ± 0.005	1.45
LBC	0.361 ± 0.005	0.378 ± 0.005	1.51
TileCal	0.363 ± 0.003	0.374 ± 0.003	1.49

TAB. 3.3 – $\sigma_{\Delta\mathrm{HV}}$ pour 2010 et 2011 et seuil d'alerte absolu sur ΔHV, pour chaque partition et pour le TileCal.

Le seuil d'alerte est déterminé dans un premier temps comme la valeur moyenne de la déviation des quatre partitions, il est pris égal à ± 1.5 V. Un filtre est donc appliqué et tous les PMT ayant un ΔHV supérieur au seuil d'alerte sont étiquetés comme *problématiques*. Ils sont alors retirés de l'analyse de performance et étudiés séparément. Les Figures 3.10 et 3.11, gauche, présentent la variation de ΔHV en fonction du temps, respectivement pour 2010 et 2011. Chaque point correspond à

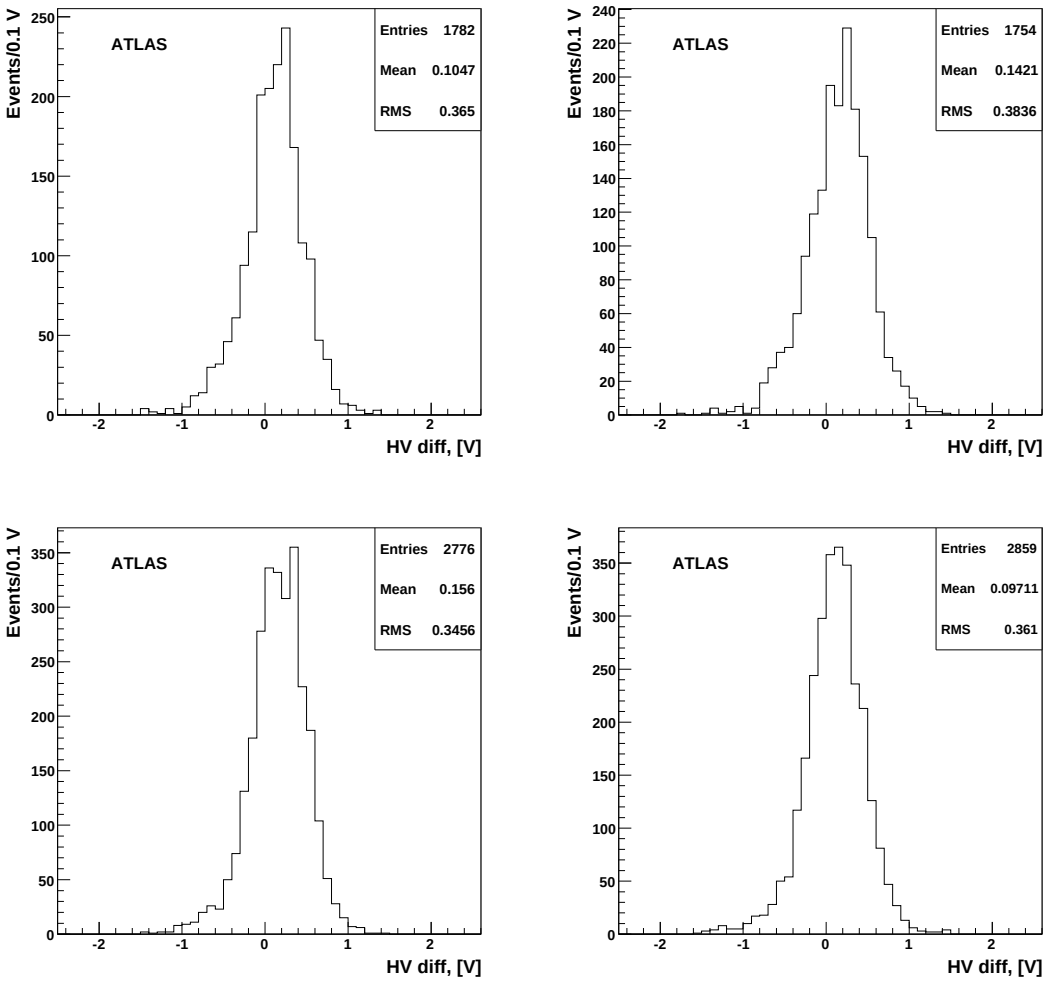


FIG. 3.8 – Distribution du ΔHV moyen de chaque canal pour chacune des partitions du calorimètre à tuiles, les tonneaux étendus dans la première ligne (EBA à gauche et EBC à droite) et le tonneau central sur la deuxième ligne (LBA à gauche et LBC à droite), pour l'année 2010. Chaque entrée d'un histogramme correspond à un PMT.

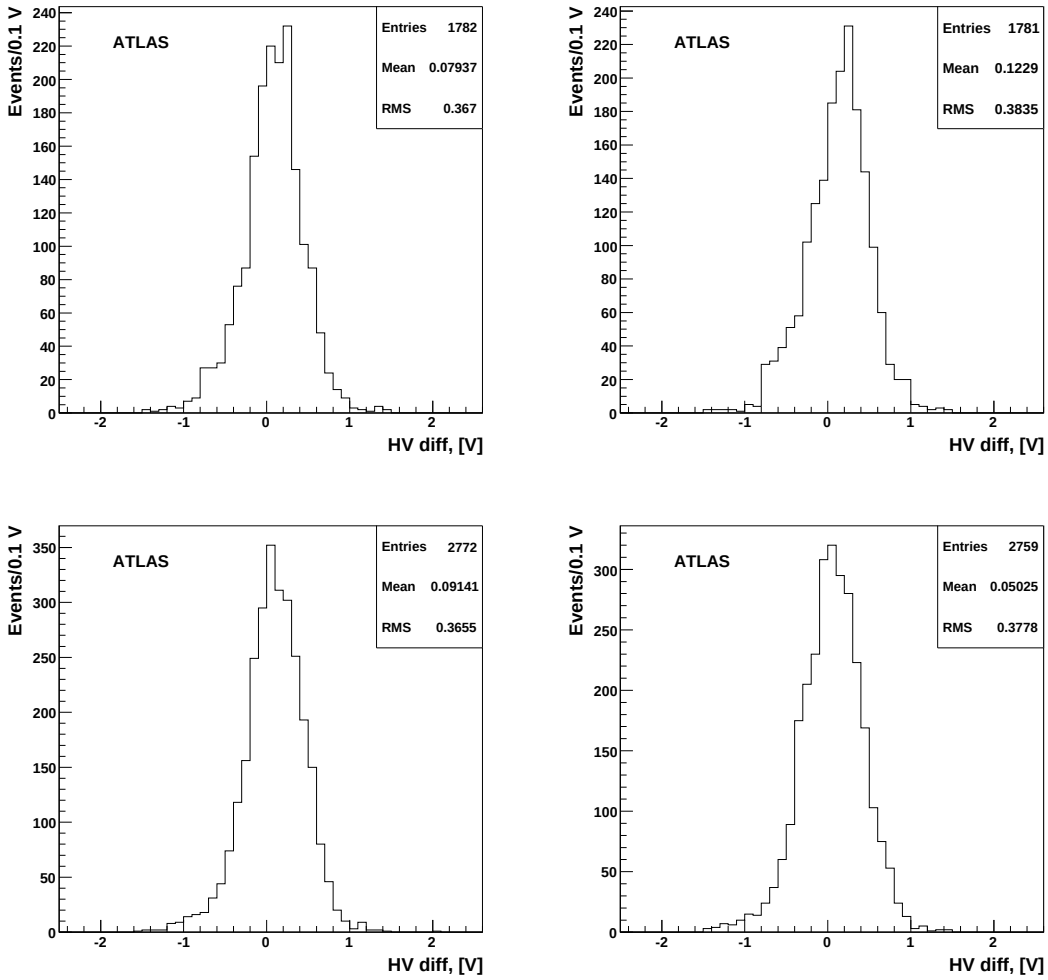


FIG. 3.9 – Distribution du ΔHV moyen de chaque canal pour chacune des partitions du calorimètre à tuiles, les tonneaux étendus dans la première ligne (EBA à gauche et EBC à droite) et le tonneau central sur la deuxième ligne (LBA à gauche et LBC à droite), pour l'année 2011. Chaque entrée d'un histogramme correspond à un PMT.

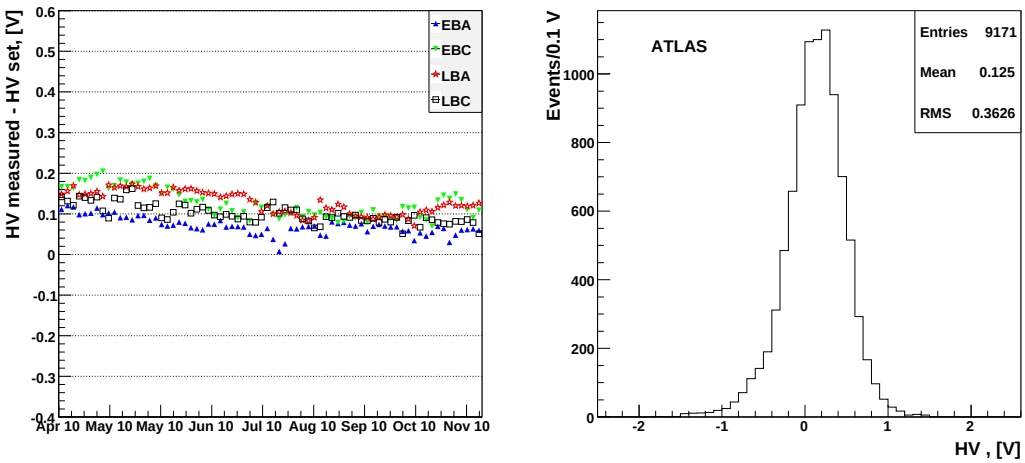


FIG. 3.10 – A gauche : Evolution de la stabilité du ΔHV des photomultiplicateurs du TileCal en fonction du temps pour l'année 2010. Chaque point correspond à la moyenne sur les 64 modules de chaque partition et les 45 PMT de chaque module. A droite : Distribution du ΔHV moyen de chaque PMT pour les quatre partitions du TileCal, pour 2010.

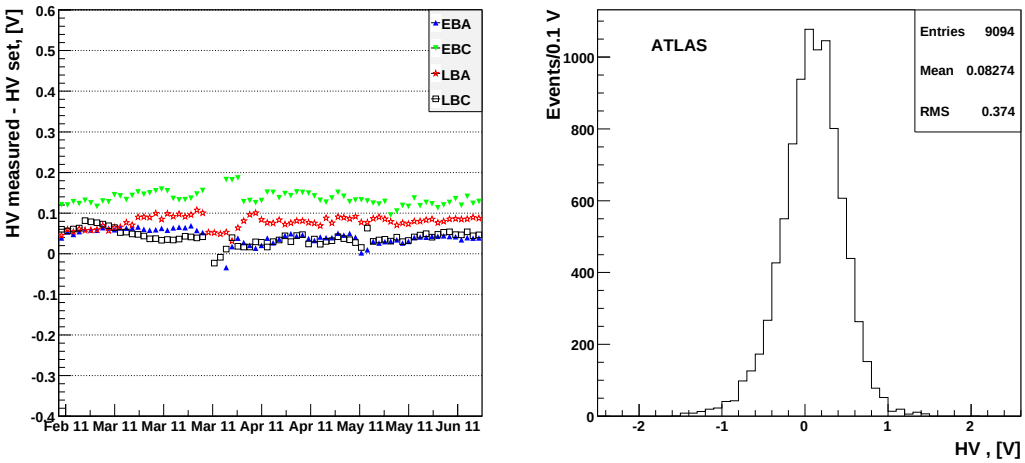


FIG. 3.11 – A gauche : Evolution de la stabilité du ΔHV des photomultiplicateurs du TileCal en fonction du temps pour l'année 2011. Chaque point correspond à la moyenne sur les 64 modules de chaque partition et les 45 PMT de chaque module. A droite : Distribution du ΔHV moyen de chaque PMT pour les quatre partitions du TileCal, pour 2011.

la valeur moyenne de ΔHV pour les 64 modules et 48 PMT de chaque partition. La stabilité moyenne de HV_{out} est mesurée inférieure à 0.1 V, ce qui est meilleur que les performances requises. Sur la Figure 3.10, la déviation ΔHV évolue au cours du temps. Au bout de 3 mois d'environnement stable, la déviation de toutes les partitions diminue pour se stabiliser autour de 0.1 V.

La liste des PMT dits *problématiques* pour 2011 est présentée dans les Tableaux 3.4, 3.5 et 3.6. La variation de ΔHV a été étudiée sur toute la période d'analyse et un PMT est déclaré comme stable si la variation moyenne est inférieure à 0.1 V. Sur les 79 PMT listés (sur les 9856 au total), plus de 80 % sont stables. Seuls 9 PMT ont un ΔHV supérieur à 10 V. Pour les PMT qui ont un $\Delta HV >$ 1.5 V mais qui sont stables, la mesure de HV_{out} est mise en cause. L'électronique de mesure (une capacité) a évolué rapidement décalibrant la mesure de HV_{out} sur quelques jours avant de se stabiliser. HV_{out} est donc correct et la boucle de régulation de HV_{out} fonctionne correctement pour ces PMT.

Partition	Module	PMT	ΔHV moyen [V]	Stable
EBA	7	43	2.21	Oui
EBA	17	9	−2.20	Oui
EBA	29	3	−1.61	Oui
EBA	32	3	−1.55	Oui
EBA	35	6	1.76	Oui
EBA	38	11	−1.99	Oui
EBA	40	11	2.07	Oui
EBA	40	33	−7.97	Oui
EBA	61	12	−3.86	Oui
EBC	31	44	−2.07	Oui
EBC	36	6	−2.17	Oui
EBC	51	15	5.54	Oui
EBC	51	24	1.71	Oui
EBC	53	22	66.78	Oui
EBC	56	11	1.78	Oui
EBC	56	44	−2.47	Oui
EBC	60	7	1.90	Oui
EBC	61	18	−2.74	Oui
EBC	63	10	−1.62	Oui
EBC	64	30	−28.80	*Non*

TAB. 3.4 – Liste des PMT dont la valeur absolue de ΔHV est supérieure au seuil d'alerte défini à 1.5 V pour les tonneaux étendus (EBA/C).

17 PMT ont un ΔHV instable dans le temps dont 90 % (soit 16 PMT) pour une période de variation inférieure à deux mois. Pour ceux-ci, une comparaison de variation peut être effectuée avec le laser de calibration du TileCal. Il y a, pour ces PMT, une forte suspicion que la boucle de régulation soit défaillante.

Partition	Module	PMT	ΔHV moyen [V]	Stable
LBA	6	25	183.8	*Non*
LBA	7	13	1.58	Oui
LBA	15	17	−4.65	Oui
LBA	16	18	−1.73	Oui
LBA	17	17	2.36	Oui
LBA	19	3	3.32	Oui
LBA	21	31	−1.53	Oui
LBA	21	35	−2.15	Oui
LBA	23	4	−1.96	Oui
LBA	23	45	2.05	*Non*
LBA	33	17	−2.32	Oui
LBA	42	35	−1.53	Oui
LBA	43	2	2.61	Oui
LBA	44	12	1.72	Oui
LBA	47	3	−2.38	Oui
LBA	50	24	1.86	Oui
LBA	50	25	5.74	Oui
LBA	51	10	−206.33	Oui
LBA	53	17	1.87	*Non*
LBA	56	18	−1.52	Oui
LBA	59	13	−5.84	*Non*
LBA	59	19	1.54	Oui
LBA	59	24	−1.53	Oui
LBA	61	14	−36.3	*Non*

TAB. 3.5 – Liste des PMT dont la valeur absolue de ΔHV est supérieure au seuil d'alerte défini à 1.5 V pour le tonneau large section A (LBA).

Partition	Module	PMT	ΔHV moyen [V]	Stable
LBC	3	40	3.46	*Non*
LBC	4	21	−7.06	*Non*
LBC	6	12	−1.91	Oui
LBC	8	45	5	*Non*
LBC	9	20	−1.84	Oui
LBC	16	25	1.68	Oui
LBC	18	24	−1.70	Oui
LBC	23	12	−1.73	Oui
LBC	23	14	64.49	*Non*
LBC	25	29	−1.68	Oui
LBC	28	8	112.05	*Non*
LBC	32	17	−1.56	Oui
LBC	32	36	−1.62	Oui
LBC	32	48	−1.59	Oui
LBC	38	27	−1.63	Oui
LBC	39	10	−1.54	Oui
LBC	40	31	1.65	Oui
LBC	41	38	−1.54	Oui
LBC	42	41	−4.09	Oui
LBC	43	39	−2.25	Oui
LBC	44	19	−1.75	Oui
LBC	44	37	1.52	Oui
LBC	45	28	4.63	Oui
LBC	45	46	102.03	*Non*
LBC	46	2	−1.62	Oui
LBC	46	40	−2.70	*Non*
LBC	48	13	−1.68	Oui
LBC	49	14	−1.62	Oui
LBC	57	14	−1.82	Oui
LBC	58	22	−5.39	*Non*
LBC	60	17	−2.21	Oui
LBC	60	35	80	*Non*
LBC	62	24	−2.21	Oui
LBC	62	39	−1.69	Oui
LBC	62	42	−2.28	Oui

TAB. 3.6 – Liste des PMT dont la valeur absolue de ΔHV est supérieure au seuil d'alerte défini à 1.5 V pour le tonneau large section C (LBC). Sur les quatre partitions, 79 PMT sont listés, 80 % d'entre eux sont stables, 9 ont un ΔHV absolu supérieur à 10 V. 17 canaux sont instables sur une période supérieure à un mois, 90 % d'entre eux étant instables sur moins de deux mois.

3.4.3 Comparaison avec le laser pour les canaux divergents

Le laser de calibration du TileCal [54] a été développé pour mesurer la stabilité du gain des PMT de manière à prendre en compte toutes les origines possibles : températures, hautes et basses tensions[5]. De manière à être homogène dans la totalité du TileCal, le laser détecte une variation de gain relative par rapport à une date de référence.

Pour comparer les résultats obtenus par les hautes tensions et le laser, il est donc nécessaire de transformer les mesures de HV_{out} en mesure de gain relatif. La dénomination ΔHV représentera la différence entre HV_{out} mesuré à un instant t et sa mesure à une date référence. Puisque nous cherchons à identifier des périodes de grande variation de gain, l'approximation linéaire du gain ne peut pas être utilisée et c'est la relation complète (Formule 3.4) entre gain et ΔHV qui sera utilisée.

La valeur β a été mesurée pour tous les PMT du TileCal, sa valeur moyenne est $\beta = 6.9 \pm 0.2$ [54]. Lors de la conversion des hautes tensions en gain relatif, l'erreur sur la mesure sera propagée au gain. Le laser mesure une différence de gain relative entre la mesure actuelle et une valeur de référence. Pour l'étude faite sur 2011, la comparaison entre système de hautes tensions et laser se fera à partir de cette date de référence et pour une période de 4 mois.

Les Figures 3.12 et 3.13 présentent certains canaux instables dont le gain varie sur une période supérieure à un mois. L'accord entre les réponses du système laser et du système de hautes tensions est bon pour 15 des 17 PMT étudiés. La variation de gain vue par le laser est donc totalement due à la variation de haute tension HV_{out} par rapport à sa consigne. Ces PMT ont donc une boucle de régulation défaillante. Les cartes `HVopto` correspondantes seront remplacées à la prochaine maintenance.

La Figure 3.14 présente la comparaison entre laser et hautes tensions pour deux PMT instables. L'accord entre les deux mesures est bon jusqu'à un certain instant où la déviation vue le laser est moins importante que celle enregistrée par le système de hautes tensions. Cette différence peut s'expliquer par un problème au niveau de la lecture des hautes tensions. Si la déviation vue par le laser était plus importante, il serait nécessaire d'étudier les paramètres extérieurs au système comme les températures ou les basses tensions dont la variation peut entraîner des variations de gain supplémentaires pour le laser ou encore de vérifier la stabilité de l'électronique de lecture des PMT. La comparaison avec les hautes tensions permet de déterminer les performances du système et d'isoler la cause de la variation de gain des PMT. Pour ceux-ci, la boucle de régulation et la mesure de HV_{out} sont défaillantes. Ils représentent moins de 0.2 % des canaux du TileCal.

[5] Il existe également une autre source de fluctuations qui est celle de la chaîne de lecture située en aval du PMT. Celle-ci est contrôlée par le système électronique d'injection de charges CIS

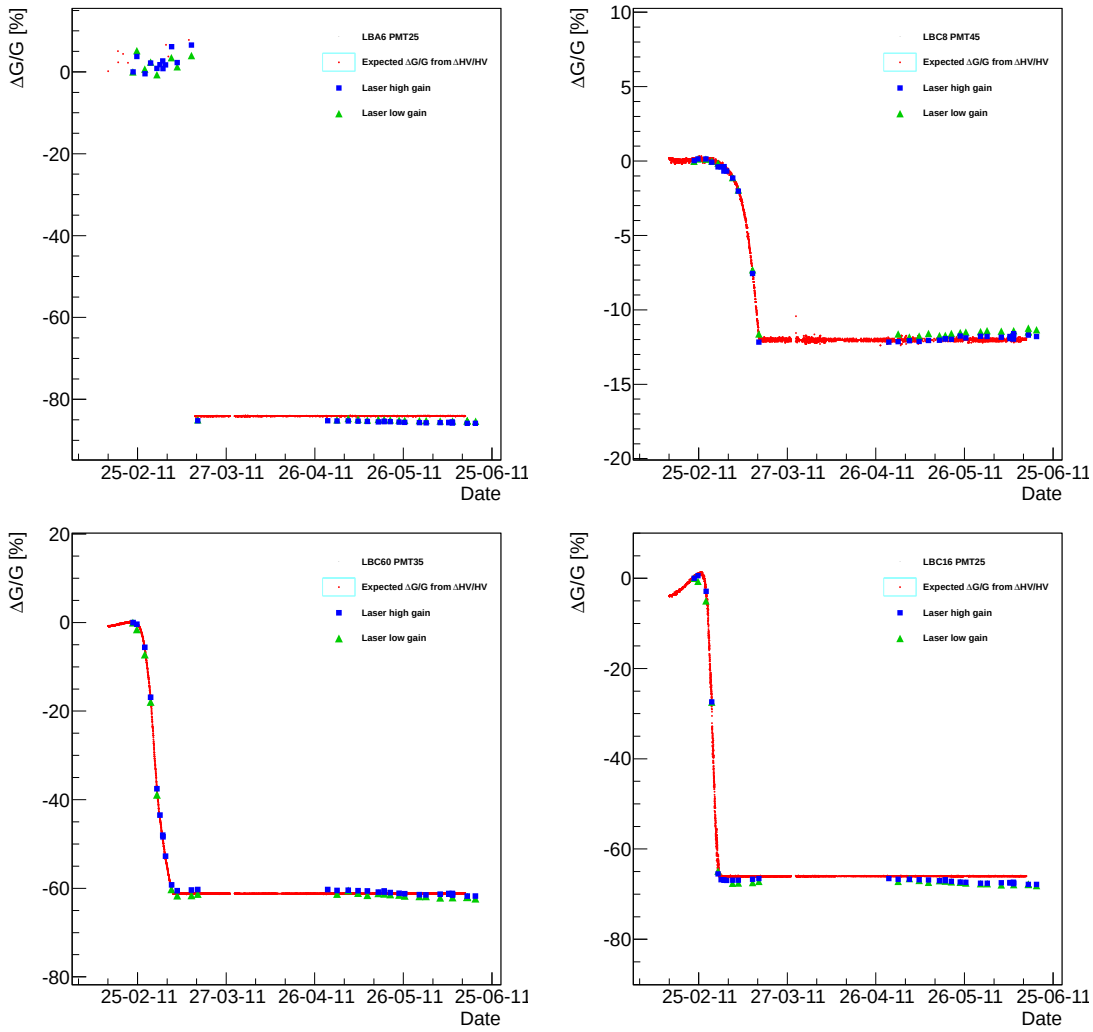


FIG. 3.12 – Comparaison des gains relatifs vus par le laser (régime haut gain en bleu et bas gain en vert) et le système de hautes tensions (rouge) pour la période du 15 Février au 15 Juin 2011. En haut, à gauche pour LBC module 60 PMT 35 et à droite pour LBC module 8 PMT 45. En bas, à gauche pour LBC module 23 PMT 14 et à droite pour LBC module 60 PMT 35. L'incertitude sur la mesure de β est propagée au gain, elle n'est visible sur les figures que pour les grandes variations de gain, elle vaut 2 %

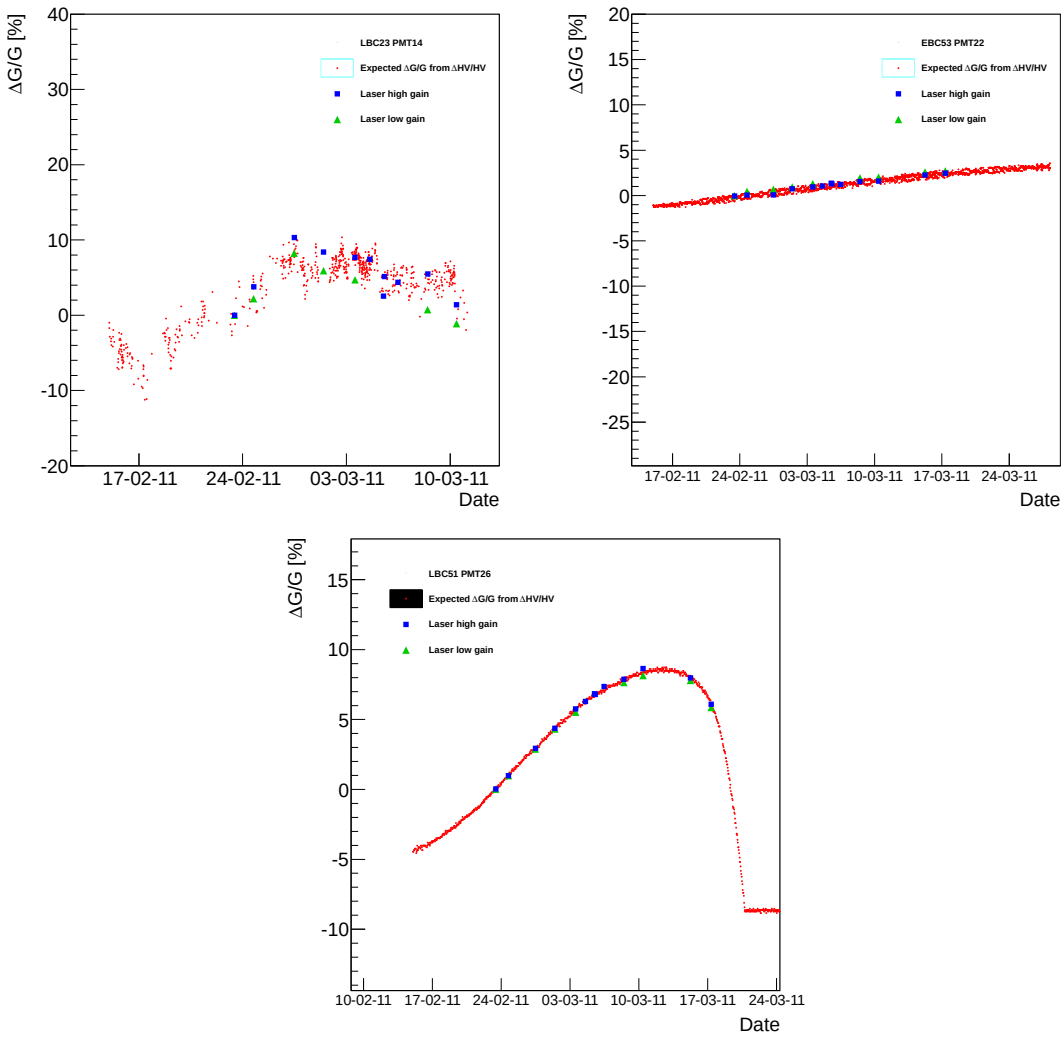


FIG. 3.13 – Comparaison des gains relatifs vus par le laser (régime haut gain en bleu et bas gain en vert) et le système de hautes tensions (rouge) pour la période du 15 Février au 01 Avril 2011. En haut : à gauche pour LBC module 23 PMT 14 et à droite pour EBC module 53 PMT 22. En bas : LBC module 51 PMT 26. L'incertitude sur la mesure de β est propagée au gain, elle n'est visible sur les Figures que pour les grandes variations de gain, elle vaut 2 %

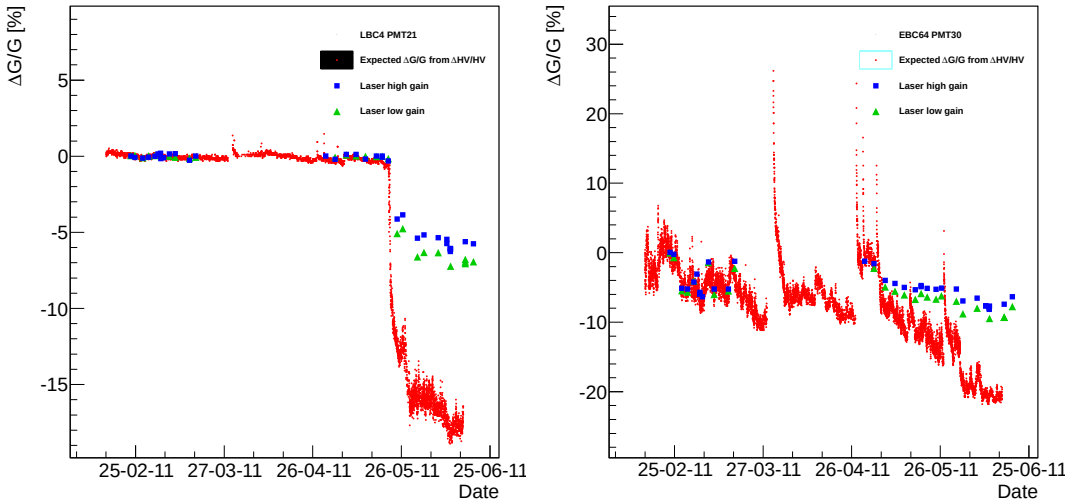


FIG. 3.14 – Comparaison des gains relatifs vus par le laser (régime haut gain en bleu et bas gain en vert) et le système de hautes tensions (rouge) pour la période du 15 Février au 15 Juin 2011, à gauche pour LBC module 4 PMT 21 et à droite pour EBC module 64 PMT 30. L'incertitude sur la mesure de β est propagée au gain, elle n'est visible sur les figures que pour les grandes variations de gain, elle vaut 2 %

3.5 Conclusion

Les photomultiplicateurs du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS ont un gain sensible aux conditions extérieures du système comme la température ambiante et la stabilité des alimentations électriques. Une étude de la stabilité de la température au niveau des PMT a montré que celle-ci est stable à hauteur de 0.2 °C et a permis de définir un seuil d'alerte pour la dérive des températures des modules à 0.7 °C. Une variation de 0.2 °C moyenne sur la température des PMT induit une variation proportionnelle de gain inférieure à 10^{-4} %

Le système d'alimentation en hautes tensions a aussi été étudié et la stabilité du système a été démontrée à hauteur de 0.4 V. Un seuil d'alerte de déviation de HV_{out} a été établi à 1.5 V. Une variation moyenne de HV_{out} de 0.4 V induit une variation de gain entre 0.05 % et 0.4 % sur les PMT selon leur HV_{order}. Sur la première moitié de 2011, une liste exhaustive a été établie de tous les canaux dépassant ce seuil. Sur les 79 listés, 80 % ont un comportement stable et 9 ont un ΔHV moyen supérieur à 10 V, soit moins de 1 % des canaux du TileCal. 17 PMT ont eu un comportement instable dont plus de 90 % sur une période inférieure à deux mois.

Une étude comparée avec les mesures du laser de calibration du TileCal a permis de déterminer que 15 des 17 variations de gain observées étaient compatibles entre laser et hautes tensions. Leur variation peut donc venir de l'évolution des compo-

sants électroniques dans les cartes `HVopto`, entraînant une mauvaise régulation du système. Un problème au niveau des composants (résistances) de lecture de la tension appliquée aux PMT (HV_{out}) peut être mis en évidence par le système laser. La bonne tension est appliquée mais sa valeur lue est fausse. 2 des 17 PMT présentent un tel désaccord entre système laser et système de hautes tensions, le laser voyant une variation de gain moindre que pour les hautes tensions. La déviation serait dans ce cas majoritairement artificielle et provenant d'un comportement anormal du système de lecture des PMT. Les PMT du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS ont une haute tension d'alimentation dans la norme à plus de 99.2 % et sont stables à plus de 99.8 % montrant ainsi l'efficacité et la stabilité du système d'alimentation des hautes tensions et du gain des PMT.

Chapitre 4

Phénoménologie des processus de création de paires $t\bar{t}$ au LHC

4.1 Introduction

Le quark top est la plus massive des particules fondamentales découvertes à ce jour, avec une masse 40 fois supérieure à celle du quark b. Cette mesure a induit de nouvelles interrogations sur le Modèle Standard et l'étude de ce quark peut nous donner plusieurs réponses.
La mesure précise de ses propriétés, telles que la charge, la section efficace, la masse, le spin, ses modes de production et de désintégration permettent de tester les prédictions du Modèle Standard mais aussi de chercher une signature de Nouvelle Physique "non Modèle Standard". Par exemple, les mesures du couplage V_{tb}, des corrélations de spin entre les quarks top produits par paire, de l'hélicité du boson W, apportent des informations importantes sur ses mécanismes de production et de désintégration. Plus spécifiquement, la mesure précise de la masse du quark top permet d'apporter des contraintes à la recherche du boson de Higgs. La masse de ce dernier est fortement reliée à celles du boson W et du quark top. La meilleure précision possible permet donc de borner la masse du boson de Higgs dans un cadre théorique prédéfini, comme celui du Modèle Standard, tout en validant ou non les prédictions du Modèle Standard.
Enfin, un grand nombre des nouvelles particules prédites par les modèles au-delà du Modèle Standard privilégient un couplage élevé au quark top. L'étude des événements contenant des quark top constitue donc une voie importante dans la recherche de Nouvelle Physique. Si l'une de ces nouvelles particules venait à être découverte, la physique du quark top, pour la même raison, serait le bruit de fond principal à son étude.

Ce chapitre décrit d'abord brièvement la découverte du quark top en mettant en avant les raisons qui ont conduit à sa première observation près de 18 ans après le quark b. Les sections suivantes présentent les différentes propriétés du quark top, ses canaux de désintégration et sa physique au sein du collisionneur LHC.

4.2 Découverte du quark top

Après la découverte du lepton τ en 1975 à SLAC [55] et l'existence attendue de son neutrino, la question s'est posée de savoir si cette troisième génération de

leptons était, comme les précédentes, associée à une nouvelle paire de quarks.
En 1978, une nouvelle résonance est découverte dans le spectre en masse à deux muons, l'upsilon Υ, dans des collisions proton-nucléon à Fermilab. Elle est interprétée comme un état lié $b\bar{b}$ et démontre l'existence d'un quark de troisième génération [56]. Cette découverte du quark b via un méson $q\bar{q}$ faisait écho à celle du quark charmé en 1975 avec la résonance J/Ψ, état lié $c\bar{c}$ [57], pour des échelles d'énergie semblables respectivement 9 et 3 GeV. La recherche du dernier quark de troisième génération a donc d'abord été envisagée de manière équivalente avec une signature en toponium, état lié $t\bar{t}$ pour une énergie d'environ 27 GeV. Les premières études se font donc auprès des collisionneurs en fonction à cette époque.

4.2.1 Recherche et premières contraintes sur la masse du quark top

4.2.1.1 Recherche auprès des collisionneurs e^+e^-

Avec un démarrage en 1979, le collisionneur e^+e^- PETRA (Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage) au laboratoire DESY à Hambourg est le premier candidat à la découverte du quark top. Les recherches du quark top sont basées sur l'observation d'excès de production de muons inclusifs issus de la désintégration en cascade du top au charm ou encore d'une variation de la section efficace relative entre production de hadrons et paires de muons. Avec une énergie de faisceau allant de 12 à 36 GeV, la non-observation d'une signature top auprès des quatre expériences de PETRA permet de mettre une limite inférieure à la masse d'un sixième quark à 23.3 GeV/c^2.
Le collisionneur TRISTAN à KEK permet de sonder des énergies supérieures en obtenant des collisions e^+e^- d'une énergie dans le centre de masse de 61.4 GeV. De nouvelles recherches infructueuses permettent d'exclure un quark top de masse inférieure à 30.2 GeV/c^2.
A la fin des années 80, les collisionneurs e^+e^- LEP, au CERN, et SLC, à SLAC, fonctionnent au pic de résonance du boson Z. Des études sur la largeur du Z permettent d'exclure une production de quark top en $Z \to t\bar{t}$ et pose une nouvelle limite sur la masse du quark top, $m_{top} > 45.8$ GeV/c^2 [58].

4.2.1.2 Recherche auprès du premier collisionneur hadronique, $Sp\bar{p}S$

Les deux premiers collisionneurs hadroniques ont été le $Sp\bar{p}S$ au CERN et le Tevatron à Fermilab dans les années 80. Le premier avantage des collisionneurs hadroniques par rapport aux collisionneurs leptoniques est la plus grande énergie mise en jeu.

Le $Sp\bar{p}S$ est un collisionneur $p\bar{p}$ qui a démarré en 1981 au CERN avec deux expériences : UA1 et UA2. Il produit une énergie dans le centre de masse de 630 GeV. Cette énergie induit deux modes dominants de production du quark top selon sa masse. A basse masse, $m_{top} < 80$ GeV/c^2, le mode dominant est la production de quarks top par interaction électrofaible, avec la désintégration d'un boson W hors

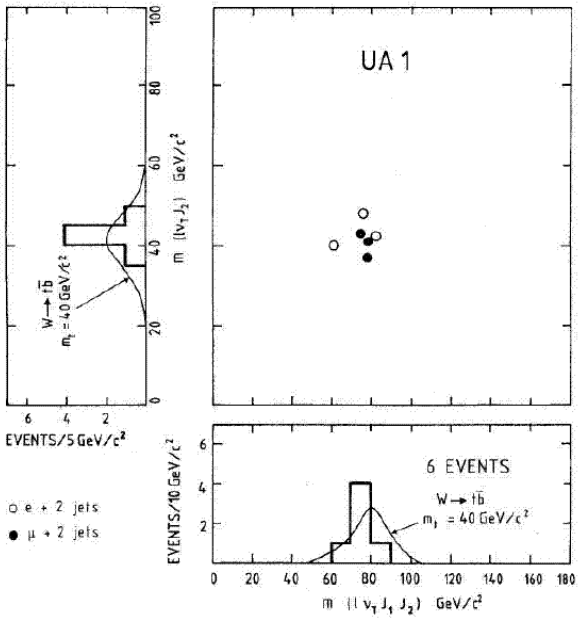


FIG. 4.1 – Evénements enregistrés par l'expérience UA(1) ayant conduit à annoncer un 'signal clair' de quark top à 40 GeV/c^2 .

couche de masse en voie s ($q\bar{q} \rightarrow tq$) ou voie t ($qb \rightarrow tq$). Pour des masses supérieures la production forte de paires $t\bar{t}$, par fusion de gluons ou de quarks, devient prépondérante.
En 1981, le quark top est recherché à basse masse et c'est donc le mode de production électrofaible qui est étudié. En 1984, l'expérience UA1 annonce un "signal clair" avec 6 événements observés [59] ne satisfaisant ni le taux de production ni les caractéristiques de désintégration des quarks charmé et beauté. Ce signal était cependant compatible avec une production de quark top pour une masse de 40 GeV/c^2. Des études supplémentaires sont menées et en 1988, avec une luminosité intégrée multipliée par 3.5, l'observation du quark top n'est pas validée, tous les taux de production étant redevenus conformes à la théorie. L'observation de 1984 était due à une mauvaise évaluation des bruits de fond particulièrement le fond hadronique dans lequel interviennent les quarks b et c. La conclusion de cette anecdote est que dans la recherche d'un signal de physique spécifique, il est nécessaire de comprendre les différents bruits de fond physique rentrant en jeu et plus spécifiquement le taux de production.
En 1990, les expériences UA1 et UA2 combinent leurs résultats et excluent une masse de quark top inférieure à 69 GeV/c^2, dans le cadre du Modèle Standard [60].

4.2.2 La découverte du quark top

4.2.2.1 Les recherches indirectes

Parallèlement à la recherche directe du quark top auprès des collisionneurs e^+e^- puis $p\bar{p}$, sa masse était prédite par la théorie qui utilisait les mesures de précision effectuées au LEP et à SLC sur d'autres particules telles que les bosons Z et W. Le Modèle Standard ne permet le calcul de quantités mesurables, telles que les sections efficaces et les rapports d'embranchement, qu'à l'aide de calculs perturbatifs qui sont menés jusqu'à un ordre fini.

Le calcul au premier ordre (LO pour Leading Order) est souvent insuffisant pour obtenir la précision nécessaire sur les paramètres étudiés. La prise en compte de corrections d'ordres supérieurs, appelées *corrections radiatives* est alors indispensable. La plupart des processus standards sont actuellement calculés au second ordre (NLO pour Next to Leading Order) et des calculs au troisième ordre (NNLO pour Next to Next to Leading Order) deviennent nécessaires pour des processus plus complexes tels que la recherche de Nouvelle Physique.

Les boucles et les radiations entraînent l'apparition de divergences. Il est alors nécessaire de renormaliser les quantités à l'aide d'une redéfinition des paramètres du lagrangien de la théorie, tels que les masses et les couplages. Les particules à l'intérieur des boucles sont virtuelles. Toutes les particules, y compris celles non encore découvertes et celles non prédites par la théorie, influent sur les mesures de processus connus. La mesure précise des observables sensibles à ces boucles permet de tester la structure interne de la théorie et de contraindre des paramètres encore inconnus, telle que la masse du boson de Higgs.

Cette méthode de contrainte indirecte a été particulièrement utilisée dans la recherche du quark top. En effet, sa masse a été prédite avec une remarquable précision bien avant sa découverte. A l'ordre de l'arbre, les observables électrofaibles s'expriment en fonction de trois paramètres : la constante de couplage électromagnétique, α_{em}, la constante de Fermi, G_F, et la masse du boson Z, m_Z. La masse du boson W, par exemple, s'exprime comme :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}}\frac{1}{G_F \sin\theta_W{}^2}}$$

θ_W est l'angle de mélange électrofaible. On définit $\sin\theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$. Les boucles de corrections radiatives, comme présentées dans la Figure 4.2, introduisent un nouveau terme Δr. L'expression de la masse du boson W s'écrit alors :

$$m_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha_{em}}{\sqrt{2}}\frac{1}{G_F \sin\theta_W{}^2}\left(1 - \frac{1}{1-\Delta r}\right)}$$

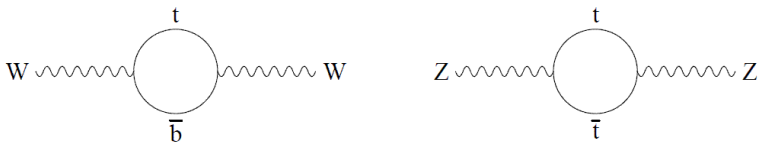


FIG. 4.2 – Contribution des boucles de quarks top à la masse des bosons vecteurs.

FIG. 4.3 – Contribution des boucles de bosons de Higgs à la masse des bosons vecteurs.

Pour les corrections à une boucle, Δr peut s'écrire :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos\theta_W{}^2}{\sin\theta_W{}^2}\Delta\rho + (\Delta r)_{residuel}$$

$\Delta\alpha$ contient la contribution des fermions légers aux corrections de la constante électromagnétique. $\Delta\rho$ est le terme qui présente la plus grande dépendance à la masse du quark top :

$$\Delta\rho \simeq N_C \frac{\alpha_{em}}{16\pi \sin\theta_W{}^2 \cos\theta_W{}^2} \frac{m_{top}^2}{m_Z^2}$$

N_C correspond au nombre de couleur. Cette correction est importante non seulement du fait que le quark top est très massif mais surtout que la différence de masse entre lui et son partenaire d'isospin faible, le quark b, est très grande. La contribution des autres quarks, peu massifs, est négligeable. Le terme $(\Delta r)_{residuel}$ contient un terme dépendant de la masse du boson de Higgs. Ceci est dû au fait qu'il intervient dans les diagrammes en boucle, comme ceux présentés dans la Figure 4.3 :

$$(\Delta r)_{residuel}^{higgs} \simeq \frac{\alpha}{16\pi \sin\theta_W{}^2} \frac{11}{3} \left(ln \left(\frac{m_H^2}{m_W^2} - \frac{5}{6} \right) \right)$$

La dépendance de la masse du boson W est beaucoup plus grande vis-à-vis de la masse du quark top que de celle du boson de Higgs (dépendance quadratique contre logarithmique). C'est cette grande sensibilité des mesures électrofaibles à la masse du quark top qui a permis d'en prédire indirectement une valeur, avant sa

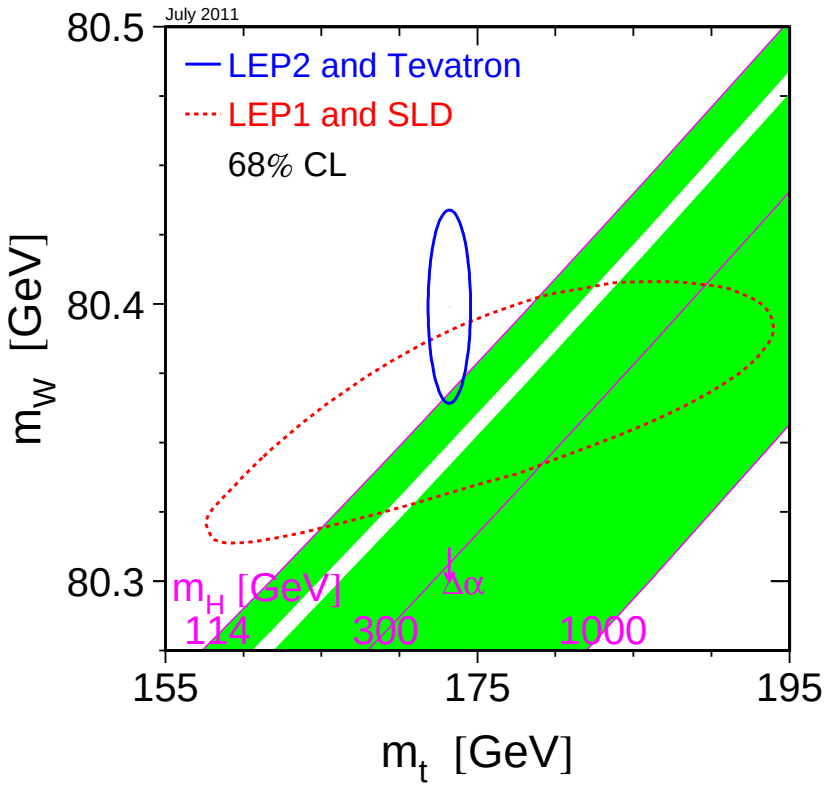


FIG. 4.4 – Contraintes sur la masse du boson de Higgs.

découverte. Elle permet également de prédire la masse du boson de Higgs en fonction des masses mesurées du boson W et du quark top dans le cadre du Modèle Standard, comme montré sur la Figure 4.4.

4.2.2.2 Recherche auprès du Tevatron

Le collisionneur $p\bar{p}$ Tevatron est construit au Fermilab et démarre en 1988 avec l'expérience CDF (bientôt rejointe par D0) avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV, ce qui en fait le premier accélérateur de particules capable d'atteindre l'échelle du TeV. A cette énergie, le mode dominant de production de quarks top est la production de paires de quarks top par interaction forte. Après deux ans de fonctionnement, l'expérience CDF exclut une masse de quark top inférieure à 91 GeV/c^2 [61].
Une seconde prise de données commence en 1992 au Tevatron à plus haute luminosité avec les deux expériences présentes, CDF et D0. De nouvelles limites inférieures sont établies jusqu'en 1994. En 1995, guidés par les mesures indirectes effectuées au LEP et à SLC, les collaborations CDF et D0, avec respectivement 50 pb^{-1} et 67 pb^{-1} de luminosité publient leur première observation du quark top. L'expérience CDF donne une masse de quark top, $m_{top} = 176 \pm 8 \pm 10$ GeV/c^2 [13], et D0, $m_{top} = 199 \pm 20$ GeV/c^2 [12]. La Figure 4.5 montre l'évolution dans le temps des prédictions faites grâce aux mesures de précision du LEP et du SLC ainsi que les mesures directes obtenues auprès de CDF et D0.

De nombreuses études ont été menées au Tevatron permettant d'atteindre une précision de l'ordre de 1 GeV sur la masse du quark top en 2010. Au cours de l'année précédente, un nouveau collisionneur p-p démarrait au CERN, le LHC. Atteignant une énergie dans le centre de masse de 7 TeV en 2010, l'observation du quark top auprès des expériences CDF et D0 a été confirmée à l'été de la même année en faisant la première observation auprès d'un collisionneur autre que le Tevatron [63, 64].

4.3 Propriétes du quark top dans le Modèle Standard

A l'exception de sa masse et de ses canaux de désintégration, les propriétés du quark top sont actuellement mesurées avec de grandes incertitudes. Cette section détaille donc les propriétés connues du quark top. Du fait du rôle central de la masse dans la physique du top, nous commencerons par discuter ce paramètre.

4.3.1 Masse

La masse du quark top n'est pas prédite par le Modèle Standard mais reliée à celles des autres particules fondamentales par les corrections radiatives.

Le quark top ne se désintègre pas avant hadronisation et peut être modélisé comme étant un fermion nu hautement instable. Il est alors possible d'appliquer le concept de masse au pôle. Celle-ci est définie comme étant la partie réelle du pôle du

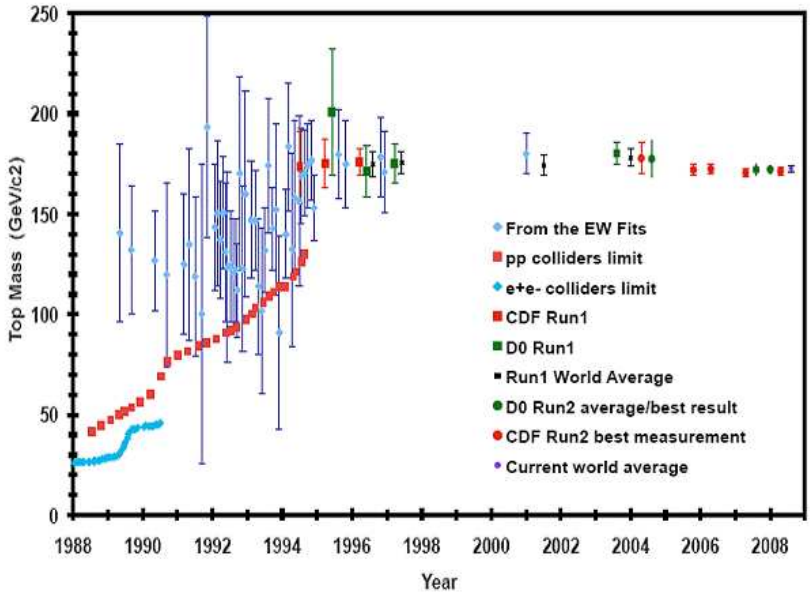


FIG. 4.5 – Evolution de la mesure de la masse du quark top depuis 1989 [62]. Les losanges représentent les prédictions provenant des mesures de précision du Modèle Standard. Les triangles sont les mesures directes des expériences CDF et D0. Les carrés représentent les moyennes mondiales des mesures directes. Les courbes représentent les limites inférieures obtenues auprès des collisionneurs e^+e^- (ligne pleine) et des collisionneurs hadroniques (lignes pointillées). Cette figure s'arrête en 2003 et n'inclut donc pas les mesures directes de la masse du quark top obtenues auprès d'ATLAS et CMS.

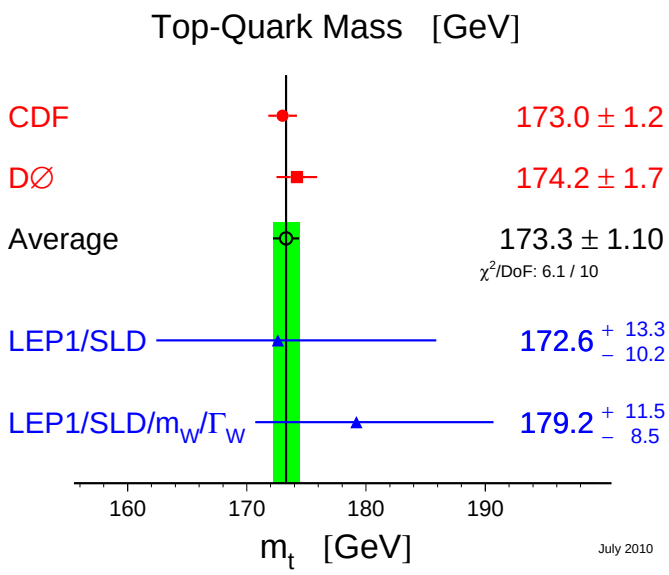


FIG. 4.6 – Evolution de la précision sur la masse du quark top.

propagateur $S_t(p)$ du quark. Un quark n'est pas observable directement du fait du principe de confinement, son propagateur complet n'a donc pas de pôle. Cependant, à un ordre fini de la théorie des perturbations, le propagateur du quark top a un pôle de valeur complexe $\sqrt{p^2} = m_t - i\frac{\Gamma_t}{2}$, où m_t est la masse au pôle du quark top et Γ_t sa largeur de désintégration. On interprète généralement la masse du quark top mesurée expérimentalement comme étant sa masse au pôle dans cette définition du terme.
On peut aussi définir la masse renormalisée $\bar{m}_q(\mu)$, où μ est l'échelle de renormalisation. La relation entre masse renormalisée et masse au pôle est connue en QCD jusqu'à $O(\alpha_s^3)$, où α_s est la constante de couplage de la QCD. L'évaluation de cette relation à l'ordre $\mu = \bar{m}_t$ donne :

$$\bar{m}_t(\bar{m}_t) = m_t(1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{\pi} + 8.2364(\frac{\alpha_s}{\pi})^2 + 73.638(\frac{\alpha_s}{\pi})^3 + O(\alpha_s^4))^{-1}$$

En prenant $\alpha_s = 1.109$, on obtient $m_t/\bar{m}_t = 1.06$. Cette relation signifie que la masse renormalisée est inférieure de 10 GeV/c^2 à la masse au pôle. Pour $m_t =$ 171 GeV/c^2, la masse renormalisée sera donc égale à 161 GeV.

La dernière mesure fournie par le Tevatron [65], en combinant les résultats de D0 et CDF, donne une masse de quark top de

$$m_t = 173.3 \pm 0.6 \pm 0.9 \text{ GeV/c}^2$$

La Figure 4.6 montre la précision actuelle sur la masse du quark top à partir des mesures directes.

A basse luminosité et avec quelques fb^{-1} de données, le LHC prévoit une précision de 2 GeV sur la masse du quark top. Cette valeur pourra être améliorée à haute

luminosité en utilisant la désintégration semileptonique de la paire $t\bar{t}$. Dans le cas où le jet issu de quark b leptonique se désintègre en J/Ψ, la masse du quark top est fortement corrélée à la masse invariante $m_{J/\Psi}$. Une mesure de la masse du quark top selon ce principe permet d'éliminer les incertitudes systématiques provenant de l'échelle en énergie des jets. En combinant la mesure standard à cette méthode, le LHC prévoit d'atteindre une précision sur la masse du quark top de l'ordre du GeV.

4.3.2 Temps de vie

Du fait de sa masse particulièrement élevée, le quark top peut se désintégrer selon le mode $t \to bW^+$. Le Modèle Standard prédit que le quark top se désintègre presqu'exclusivement dans ce canal. Ceci conduit à une estimation du temps de vie moyen du quark top de l'ordre de $\tau_t = \frac{1}{\Gamma_t} \cong 5 \times 10^{-25}$ s. Pour comparaison, le temps de vie moyen du quark b lui est supérieur de près de 13 ordres de grandeur.
Le temps moyen d'hadronisation est défini comme $\tau_{had} \cong \frac{1}{\Lambda_{QCD}} \approx 3 \times 10^{-24}$ s, il caractérise le temps nécessaire à un (anti)quark pour interagir avec d'autres (anti)quarks et former des hadrons. Le temps de vie moyen du quark top étant inférieur au temps d'hadronisation, il est impossible de former des mesons $t\bar{q}$ ou des baryons tqq'. Plus spécifiquement, cette propriété interdit la formation de toponium $t\bar{t}$. Une bonne illustration est la création de paire $t\bar{t}$ au Tevatron ou au LHC. Le parcours moyen des quarks t ou $\bar{t}$ depuis leur vertex de création jusqu'à leur désintégration est de l'ordre de 0.1 fm, alors que la taille typique d'un hadron est de l'ordre de 1 fm. A des distances inférieures à 0.1 fm, les interactions fortes entre t et $\bar{t}$ sont faibles. Le quark top se comporte donc comme une particule hautement instable qui ne se couple que par interaction faible.
La valeur de la largeur de désintégration du quark top, prédite par le Modèle Standard, est $\Gamma_t = 1.29$ GeV [66]. Cette propriété ne peut pas être vérifiée dans les collisionneurs actuels car la résolution expérimentale des collisionneurs hadroniques est bien supérieure à cette valeur. Il existe cependant des méthodes indirectes qui permettent de mesurer ce paramètre à partir de l'étude des sections efficaces de production des paires $t\bar{t}$ et de quark top célibataire.

4.3.3 Spin

Aucune étude dédiée n'a mesuré le spin du quark top au Tevatron. Cependant, les taux de production estimés donnent de sérieux indices quant à sa valeur. Dans le canal de désintégration observé, $t \to bW$, les spins connus du boson W et du quark b ainsi que la conservation de l'impulsion angulaire globale impliquent que le quark top est un fermion. De même, si son spin était 3/2, la section efficace des paires $t\bar{t}$ serait très supérieure à celle mesurée [67].
Les performances du LHC peuvent permettre une mesure indirecte du spin du quark top. Une méthode serait l'observation de la polarisation résultante et des effets de corrélation de spin dans ses produits de désintégration, ceci à travers leurs corrélations angulaires [68, 69]. Une autre méthode de mesure serait l'étude de la section

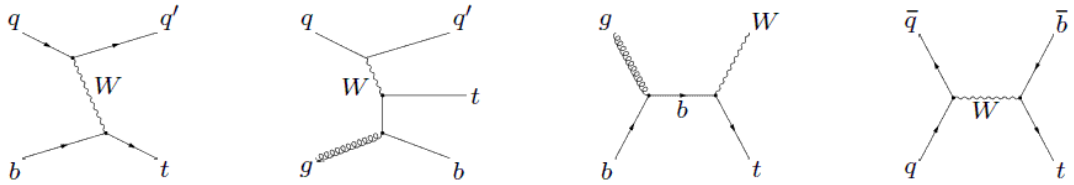


FIG. 4.7 – Diagrammes de Feynman de production de quark top célibataire à l'ordre de l'arbre.

efficace différentielle des paires $t\bar{t}$, $\frac{d\sigma}{dM_{t\bar{t}}}$ [70]. Son comportement au seuil de production en fonction de la vitesse du quark top est connu comme étant caractéristique du spin de la particule produite.

4.3.4 Couleur et charge électrique

Le quark top porte, comme tous les autres quarks, une charge de couleur. Il se transforme en triplet de couleur sous le groupe de jauge SU(3) des interactions fortes. Le principe de confinement exclut toute mesure directe mais les mesures de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ sont cohérentes avec les prédictions du Modèle Standard.
En tant que partenaire du quark b, la charge électrique du quark top est prédite comme étant $Q_t = 2/3$ en unité de charge de positron, e > 0. Mais les observations actuelles n'excluent pas qu'il s'agisse d'un quark lourd exotique de charge électrique $Q_t = 4/3$ [71]. La mesure de ce paramètre peut se faire directement en étudiant le taux de production des événements $t\bar{t}\gamma$ et en prenant le rapport $\sigma_{t\bar{t}\gamma}/\sigma_{t\bar{t}}$. Au LHC, ce rapport est proportionnel à Q_t^2 car la production de paires de quarks top sont dominées par la fusion de gluons.

4.4 Production de quarks top au LHC

4.4.1 Production de quarks top célibataires

La voie secondaire de génération de quarks top est la production individuelle par interaction faible. Le quark top est alors produit par couplage avec un boson W. Il existe trois canaux de production possibles dépendants de la virtualité du boson W mis en jeu. La Figure 4.7 montre les différents diagrammes de production de quark top célibataire.

4.4.1.1 La voie t

C'est le processus de production le plus important des trois. Au LHC, sa section efficace est de 64 pb à l'ordre NLO pour $\sqrt{s} = 7$ TeV [72]. Il existe une asymétrie dans ce canal due à la conservation de la charge des collisions pp. Les quarks top

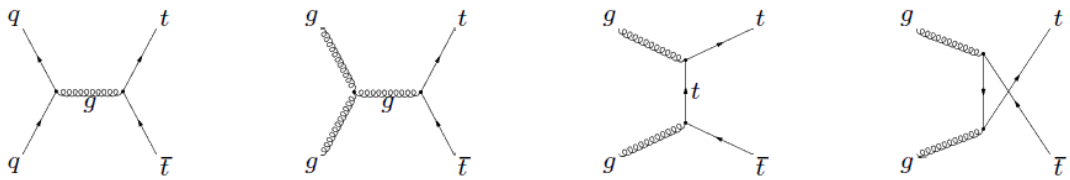


FIG. 4.8 – Diagrammes de Feynman de production de paires $t\bar{t}$ à l'ordre de l'arbre.

sont produits directement à partir de la collision pp alors que les $\bar{t}$ proviennent de la mer. Le rapport entre production du quark t et du quark $\bar{t}$ est de 1.6 [73].

4.4.1.2 La voie s

C'est le mode de production de quark top le plus petit du LHC avec une section efficace de 4.6 pb [74]. Il se caractérise par un W très loin de sa couche de masse puisqu'il doit être au moins égal à la somme des masses du quark top et du quark b. La voie s est majoritairement produite à partir de quarks légers ce qui génère une faible incertitude systématique sur la PDF. Les prédictions sur la section efficace en deviennent plus précises. La voie s est donc un très bon canal pour l'étude du vertex tbW. La voie s est soumise à la même asymétrie que la voie t.

4.4.1.3 La production associée Wt

Il s'agit de l'interaction d'un gluon et d'un quark b échangeant un quark top qui produit dans l'état final un quark top et un boson W sur couche de masse. Cette production a une section efficace de 15.7 pb à 7 TeV [75], ce qui est plus de 10 fois supérieur au taux de production du Tevatron à 2 TeV. Le LHC est donc le premier collisionneur où ce canal peut être étudié avec précision.

4.4.2 Production de paires $t\bar{t}$

Dans les collisionneurs hadroniques, le mode de production dominant de quarks top est la formation de paires $t\bar{t}$ par interaction forte, sa section efficace à $\sqrt{s} = 7$ TeV étant de 160 pb [76]. L'interaction forte conserve la saveur, le quark top ne peut donc être produit qu'avec son antiparticule, à 82 % par fusion de gluons et à 18 % par annihilation de quarks. La Figure 4.8 synthétise les diagrammes de production $t\bar{t}$ à l'ordre de l'arbre.

La section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est décrite par l'équation suivante :

$$\sigma_{t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, \mu_F^2) f(x_j, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ij\to t\bar{t}}(\sqrt{(s)}, m_t, x_i, x_j, \alpha_s(\mu_R^2))$$

i et j représentent les partons et la sommation prend en compte les processus $q\bar{q}, gg, gq \rightarrow t\bar{t}$.

$\hat{\sigma_{ij}}$ est la section efficace du processus partonique et $f(x_j, \mu_F^2)$ sont les fonctions de densité de probabilité (PDFs) des partons dans le proton, où μ_F^2 est l'échelle de factorisation et x_i la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton i dans le proton.
Pour la production de paires $t\bar{t}$, l'échelle d'énergie est donnée par la masse du quark top [77], on prendra donc $\mu_R = \mu_F = m_t$. La Figure 4.9 présente les sections efficaces prédites par la théorie. On peut voir qu'en passant du Tevatron au LHC, il y aura proportionnellement moins de production de bosons W et Z puisque leurs sections efficaces augmentent d'un facteur 5 alors que celle de la paire $t\bar{t}$ augmente d'un facteur 30. Il est important de noter que la section efficace $t\bar{t}$ est un paramètre très sensible à la Nouvelle Physique. L'existence d'une résonance $t\bar{t}$ ou de nouveaux couplages modifieront directement la valeur mesurée de la section efficace de production.

Ce mode de production étant au coeur des analyses conduites dans cette thèse, les parties suivantes seront consacrées aux détails de ce mode dominant.

4.5 Propriétes des quarks top produits au LHC

Jusqu'en 2009, le Tevatron était le seul collisionneur de particules à avoir observé des quarks top. Cela a changé avec le démarrage du LHC et sa première observation du quark top en 2010. Le LHC fournira un test indépendant des résultats du Tevatron.

4.5.1 Spécificités des canaux de désintégration

Dans le Modèle Standard, les seuls modes de désintégration possibles du quark top au premier ordre sont $t \rightarrow bW^+$, $t \rightarrow sW^+$ et $t \rightarrow dW^+$. Leurs taux sont proportionnels au carré des éléments de la matrice CKM $|V_{tq}^2|$ avec $q = b, s, d$ respectivement. Leurs valeurs sont [78] :

$$|V_{td}| = 0.00862^{+0.00026}_{-0.00020}$$

$$|V_{ts}| = 0.0403^{+0.0011}_{-0.0007}$$

$$|V_{tb}| = 0.999152^{+0.000030}_{-0.000045}$$

Le rapport de branchement correspondant à $t \rightarrow bW^+$ s'écrit :

$$Br(t \rightarrow bW^+) = \frac{\Gamma(t \rightarrow bW^+)}{\Gamma(t \rightarrow qW^+)} = \frac{|V_{tb}^2|}{|V_{tb}^2| + |V_{ts}^2| + |V_{td}^2|}$$

On obtient donc les rapports de branchement suivants pour les trois canaux de désintégration du quark top :

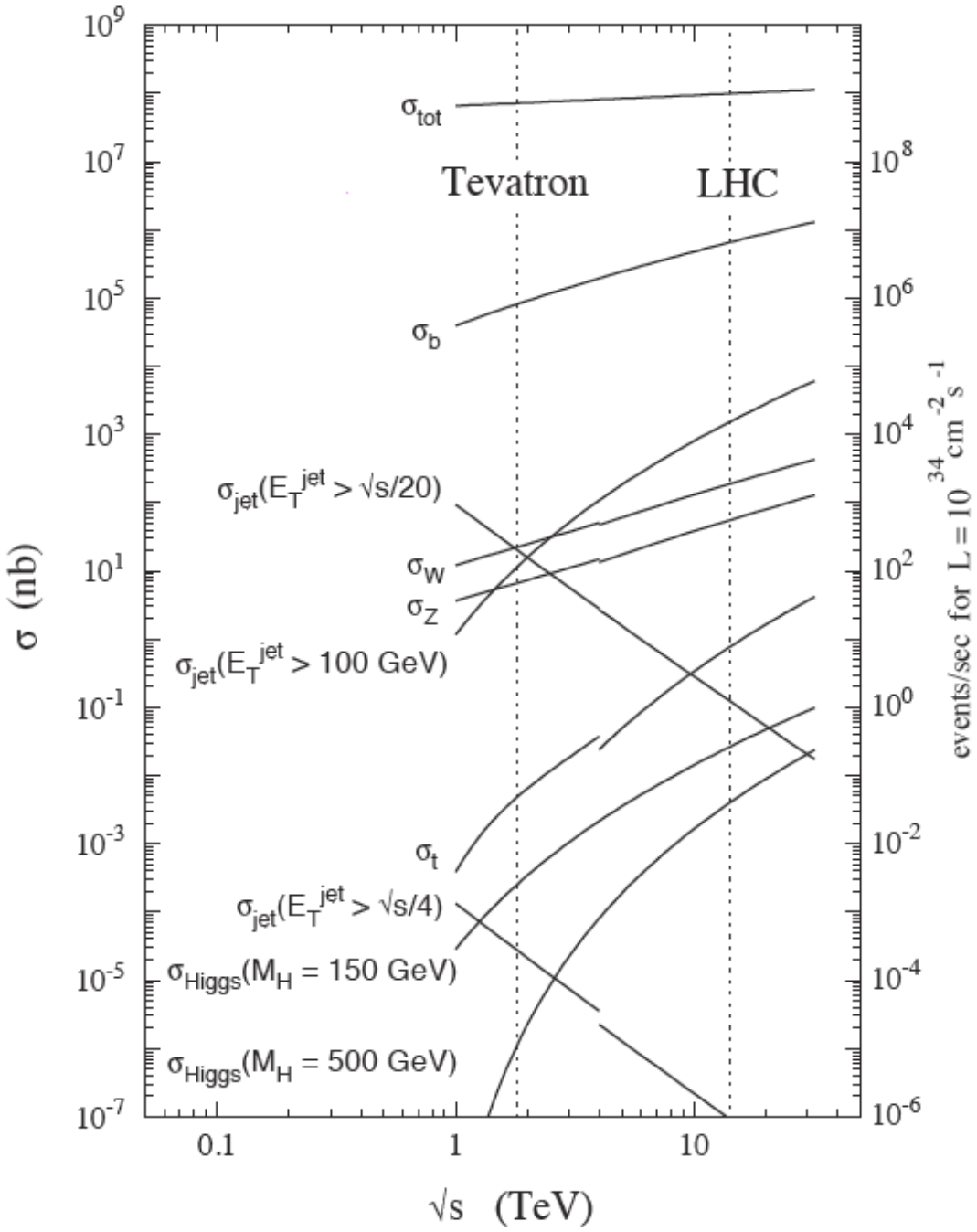


FIG. 4.9 – Comparatif des sections efficaces de production des processus majeurs au LHC (dans ses conditions nominales) et au Tevatron.

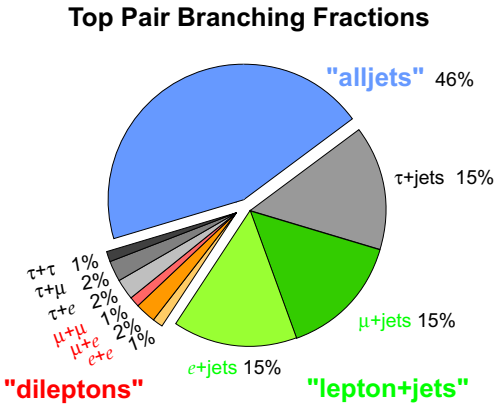


FIG. 4.10 – Canaux de désintégration d'une paire de quarks $t\bar{t}$.

$$Br(t \to bW^+) = 0.998, Br(t \to sW^+) \cong 1.9 \times 10^{-3}, Br(t \to dW^+) \cong 10^{-4}$$

On peut donc considérer que le quark top se désintègre exclusivement en bW et classer les différents canaux de désintégration en fonction de celle du boson W. Les différents modes de désintégration du W sont énumérés dans le Tableau 4.1.

Canal	Rapport de branchement
$e + \nu_e$	(10.75 ± 0.13) %
$\mu + \nu_\mu$	(10.57 ± 0.15) %
$\tau + \nu_\tau$	(11.25 ± 0.20) %
qq'	(67.60 ± 0.27) %

TAB. 4.1 – Rapports de branchement pour la désintégration du boson W.

Les désintégrations de paires $t\bar{t}$ seront définies à partir de ce schéma comme illustré par la Figure 4.10, en trois familles :

- $t\bar{t} \to W^+bW^-\bar{b} \to q_1\bar{q}_2bq_3\bar{q}_4\bar{b}$, désintégration hadronique,
- $t\bar{t} \to W^+bW^-\bar{b} \to q\bar{q}_1bl^-\bar{\nu}_l\bar{b} + q\bar{q}_1\bar{b}l^+v_lb$, désintégration semileptonique,
- $t\bar{t} \to W^+bW^-\bar{b} \to l^+\nu_lbl_1^-\bar{\nu}_{l_1}\bar{b}$, désintégration dileptonique.

4.6 Observation du quark top au LHC

Les événements de production de paires de quark top vont être le sujet de notre étude. Au sein d'une collision pp, plusieurs processus de création de particules rentrent en jeu et le premier point de l'étude consiste à sélectionner des événements résultants de la formation d'une paire $t\bar{t}$, ce que nous appelerons notre signal.

4.6.1 Signature des événements contenant des paires $t\bar{t}$

Comme nous l'avons vu précédemment, il existe trois voies de désintégration pour les paires $t\bar{t}$. Chacune possède une signature particulière et nécessite une analyse dédiée pour être étudiée.

4.6.1.1 Canal hadronique

C'est le mode de désintégration où les deux bosons W se désintègrent en quarks légers, $t\bar{t} \rightarrow q_1q_2bq_3q_4\bar{b} \rightarrow j_1j_2bj_3j_4\bar{b}$. Avec un rapport de branchement de 46.2 %, c'est le mode dominant de désintégration d'une paire $t\bar{t}$. Son état final est composé de 6 jets ce qui le rend difficilement discriminable des processus multijets produits abondamment lors des collisions pp.

4.6.1.2 Canal dileptonique

Ce canal est caractérisé par la désintégration des deux bosons W en lepton et neutrino, $t\bar{t} \rightarrow l_1\nu_{l_1}bl_2\nu_{l_2}\bar{b}$. Sa signature est très claire au sein des collisionneurs hadroniques, car elle comporte deux leptons et deux neutrinos. Cependant, son rapport de branchement est de 10.3 % (en incluant les leptons τ), ce qui est assez faible particulièrement pour une analyse sur les premières données du LHC.

4.6.1.3 Canal semileptonique

Le canal semileptonique, $t\bar{t} \rightarrow l\nu_l bj_1j_2\bar{b}$, a un rapport de branchement de 43.5 %, ce qui est presqu'équivalement au canal hadronique. Sa signature comporte un lepton, un neutrino et 4 jets dont deux issus de quarks b.
Cette signature est un bon compromis entre une signature claire et un rapport de branchement élevé, il est le canal privilégié pour étudier les premiers quarks top produits au LHC.

Il est important de noter que pour les études des premières années de fonctionnement du LHC, les désintégrations en lepton τ ne seront pas étudiés. Du fait de ses modes de désintégration, l'identification du lepton τ nécessite des études dédiées et ne sera inclus qu'à une période ultérieure dans les analyses de top.

4.6.2 Les bruits de fond physique

Les processus autres que ceux du canal étudié conduisent à des événements que l'on souhaite rejeter. Nous les appelerons bruit de fond physique et nous chercherons à les discriminer au maximum au cours de l'analyse. Cette partie sera discutée dans les chapitres suivants. Les bruits de fond principaux à un signal de paire $t\bar{t}$, c'est à dire imitant une topologie comparable à l'état final du quark top, sont présentées dans les sections suivantes :

4.6.2.1 QCD multijets

Appelé bruit de fond multijet, il s'agit de l'interaction de quarks ou de gluons donnant dans leur état final des quarks autres que le top. Le bruit de fond multijet contenant des quarks de b, appelé QCD$b\bar{b}$, imite la signature des désintégrations semileptoniques avec plusieurs jets dont certains provenant d'un quark b. Avec une section efficace supérieure à 10^6 pb, son taux de production est de plusieurs ordres de grandeur supérieur à notre signal. Discriminer ces événements est un enjeu majeur des analyses de physique auprès des collisionneurs hadroniques.

4.6.2.2 $W + jets \rightarrow l\nu + jets$

Les événements $W + jets$ avec désintégration leptonique des W peuvent avoir une signature semblable à celle du top semileptonique. Sa section efficace est de l'ordre de 10^4 pb. Il peut être discriminé des événements top du fait que l'énergie de ses jets, provenant principalement d'événements sous-jacents à la collision pp principale est plus faible que dans le cas du signal étudié. La multiplicité en jet des événements est également plus faible.

4.6.2.3 $Z + jets \rightarrow ll + jets$

La section efficace des événements $Z + jets$ est de l'ordre de 10^3 pb. Leur signature est semblable à celle des désintégrations dileptoniques. Néanmoins, contrairement à ces dernières, il n'y a aucun neutrino produit dans l'état final et aucun jet provenant de quark de b, ce qui permet de discriminer ces événements.

4.6.2.4 $WZ + WW \rightarrow l\nu + jets$ et $ZZ \rightarrow ll + jets$

Ce sont des événements dibosons. Leurs topologies imitent des signatures semileptoniques ou dileptoniques. Avec une section efficace de l'ordre de quelques dizaines de picobarns, leur taux de production est très inférieur à celui des paires $t\bar{t}$.

Les sections efficaces de production des différents bruits de fond physique présentés sont résumées dans le Tableau 4.2. Un facteur de correction à l'ordre NLO est appliqué sur les bruits de fond W+jets et Z+jets, il est constant à un facteur $K = 1.22$. Pour les dibosons, différents facteurs de correction sont appliqués selon la production [79]. Pour les bruit de fond QCD multi-jets, l'incertitude sur la section efficace et sur leur cinématique est telle que les propriétés de ces événements seront mesurées sur lesdonnées.

4.6.3 Les jets

Pendant la collision, les deux protons interagissent et forment de nouvelles particules, quarks ou leptons dans l'état final. Du fait du principe de confinement, les quarks ne sont pas directement observables. Ils vont initier un processus de fragmentation. Dans le *modèle des cordes de Lund* [80], les quarks de l'état final,

Processus	Section efficace (pb)	facteur K
$Zee + nj$	850	1.22
$Z\mu\mu + nj$	845.3	1.22
$Z\tau\tau + nj$	845	1.22
$We\nu + nj$	8716.2	1.22
$W\mu\nu + nj$	8724.7	1.22
$W\tau\nu + nj$	8623.7	1.22
WW	11.75	1.52
WZ	3.43	1.58
ZZ	0.98	1.20
QCD J2	$1.2\ 10^8$	-
QCD J3	$1.4\ 10^7$	-
QCD J4	$1.2\ 10^6$	-
QCD J5+	$1.8\ 10^6$	-

TAB. 4.2 – Sections efficaces des différents processus de bruits de fond physique à l'étude du quark top dans le canal semileptonique.

en s'éloignant, transforment leur énergie cinétique en énergie potentielle de couleur entre quarks. Ce champ de couleur est représenté par une corde dont la tension augmente avec la distance. Quand cette corde casse, il se crée deux anti-quarks qui se lient avec les quarks initiaux pour conserver la couleur. Les différents quarks ainsi créés vont se lier entre eux pour former des hadrons, c'est la phase d'hadronisation. Elle va se poursuivre jusqu'à l'obtention de hadrons dont certains vont se désintégrer. Ce processus crée donc un flux collimé de hadrons, appelé jet. D'autres modèles de fragmentation existent et sont utilisés dans les analyses de physique pour tester la stabilité des mesures en fonction des modèles.
Dans *le modèle des amas* [81], un flux de couleur est confiné pendant le processus d'hadronisation et entraîne la formation d'amas de partons de couleur neutre. Des gluons (couleur-anticouleur) vont alors se désintégrer en paires de quark-antiquark. Les amas se désintègrent donc en hadrons de manière isotropique.
Il existe un troisième modèle de fragmentation, il s'agit d'une extension du modèle des amas, que nous appelerons *modèle des amas modifié* [82]. Ce modèle contient des extensions au modèle des amas en incluant des effets de reconnection de couleurs dans la formation des amas ainsi que dans les processus de désintégration des amas.

Chaque jet peut être composé de quelques à plusieurs dizaines de particules et consituent des objets particulièrement complexes à étudier. Il existe également des jets de gluons, formés de gluons énergétiques irradiant d'autres gluons et interagissant avec les quarks produits lors de la collision.

La Figure 4.11 présente la formation de jets. A la suite du processus dur,

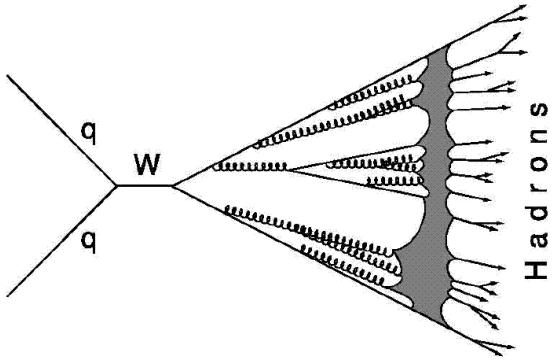


FIG. 4.11 – Représentation du développement d'une gerbe hadronique depuis les partons jusqu'aux dépôts calorimétriques. Le processus dur au niveau partonique produit une gerbe hadronique qui dépose ensuite son énergie dans les calorimètres. Ces trois étapes permettent de calibrer les jets à deux niveaux. Le premier niveau consiste à calibrer les dépôts d'énergie aux jets et le deuxième niveau consiste à calibrer les jets aux partons.

les partons s'hadronisent. Les hadrons ainsi formés vont interagir, se désintégrer et produire de nouvelles particules. Ces jets vont déposer leur énergie dans les calorimètres du détecteur comme montré sur la Figure 4.12. L'énergie mesurée dans les calorimètres doit correspondre à l'énergie des particules qui ont interagi avec les calorimètres. Ceci nécessite un étalonnage des calorimètres prenant en compte les zones mortes ou non-instrumentées, le bruit électronique et les caractéristiques électroniques du détecteur. Dans le schéma de calibration défini par ATLAS, les jets définis à partir des clusters recalibrés permettent de passer des *jets calorimétriques* aux *jets de particules* [83].

La phase d'hadronisation induit des dépôts d'énergie dans tout l'espace. La capacité limitée à regrouper correctement les dépôts d'énergie entraîne une dégradation de la mesure de l'énergie du parton. Une seconde calibration, prenant en compte les effets de l'algorithme de reconstruction, est alors nécessaire pour remonter à l'information partonique.

4.7 Simulation des événements

Les analyses des événements enregistrés avec le détecteur ATLAS nécessitent un long travail préliminaire pour déterminer des stratégies et évaluer les potentiels de mesure. Pour cela, on utilise des simulations informatiques de collisions hadroniques. Pour être la plus fiable possible, la simulation complète se décompose en différentes parties distinctes :

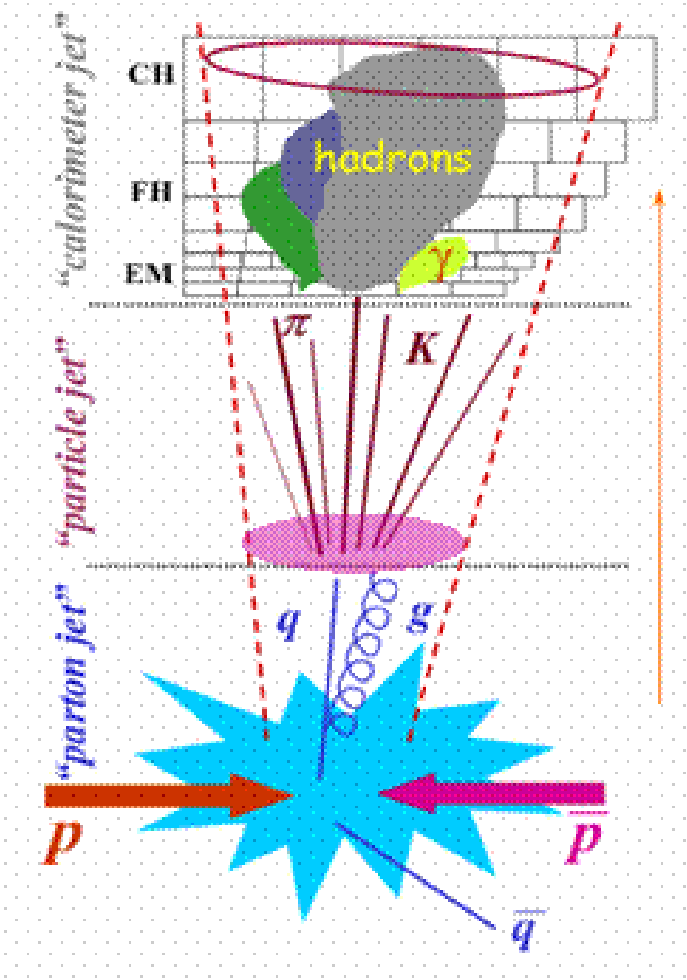


FIG. 4.12 – Représentation du développement d'une gerbe hadronique et de son dépôt dans les calorimètres.

- la génération
- la simulation
- la digitisation
- la reconstruction

4.7.1 Chaîne de génération

Cette première étape simule les canaux de physique choisis. Plusieurs générateurs existent, tels que PYTHIA [84], MC@NLO [85] ou encore TopRex [86]. Ils se différencient par le niveau de leur génération, certains s'arrêtent à l'ordre 0 des diagrammes de Feynman et d'autres poussent jusqu'à des ordres supérieurs.

Les principales étapes de la génération sont les suivants :

- Du fait de la nature composite des protons, ce sont leurs constituants élémentaires, les partons, qui participent à l'interaction et emportent chacun une fraction de l'impulsion du proton. La première étape fournit donc les fonctions de densité de probabilité (PDFs) du proton, qui déterminent la probabilité d'existence d'un parton au sein du proton pour une fraction de l'énergie du proton donnée, pour une échelle d'énergie définie Q^2.
- Le processus que l'on veut simuler correspond à l'interaction de deux partons initiaux et des particules qui en sont issues. On l'appelle *événement dur*. Statistiquement, la majorité des interactions entre protons conduit à de simples interactions comme la diffusion élastique et les interactions diffractives, ces événements sont ajoutés à la description de notre événement dur. On les appelle *événements de biais minimum*.
- La présence de particules possédant une charge électrique ou de couleur induit la production de radiations par les partons. On utilise un générateur de gerbe partonique [84] pour les modéliser. On appelle radiation dans l'état initial (ISR) celles qui se produisent avant la production de l'événement dur et radiation dans l'état final (FSR) celles qui se produisent après.
- On utilise des modèles d'hadronisation [87] pour décrire la formation de particules détectables et de charge de couleur neutre lorsque les partons s'éloignent de leur vertex de création.
- L'étape suivante prend en compte la désintégration des différentes particules instables produites en fonction de leur temps de vie et de leur rapport de branchement.
- La dernière étape consiste à prendre en compte les interactions des autres partons qui composaient les protons et à simuler leur rayonnement et leur hadronisation. On les appelle *événements sous-jacents*, ils sont décrits par des modèles spécifiques [88].

4.7.2 De la simulation à la reconstruction

Une fois que toutes les particules produites par les processus sont générées, il est nécessaire de simuler leur passage à travers le détecteur. GEANT4 [89] est un logiciel

qui permet de simuler le comportement de toute particule à travers les différents matériaux du détecteur. On utilise des cartes indiquant de façon très détaillée leur position.
La phase suivante de la simulation consiste à modéliser la réponse de l'électronique de lecture du détecteur ATLAS. Cette étape permet de prendre en compte les bruits électroniques et l'empilement des événements dû à la fréquence d'enregistrement. C'est l'étape de digitisation.
La dernière étape, dite de reconstruction, consiste à reconstruire et identifier les objets physiques tels que traces chargées, jets, électrons, muons, photons et taus à partir des réponses fournies par l'ensemble des sous-détecteurs. Les données enregistrées par le détecteur ATLAS passent aussi cette phase de reconstruction. Les algorithmes utilisés pour cette étape sont très performants et demandent un travail important pour maximiser l'identification des objets. L'analyse de physique se fait en utilisant ces objets reconstruits afin de maximiser ses performances.

4.8 Conclusion

La découverte du quark top en 1995 a ouvert une nouvelle voie d'étude de la physique des particules. Sa masse particulièrement élevée en fait un jalon entre les mesures de précision du Modèle Standard et la recherche de Nouvelle Physique. Ces études peuvent se faire à partir de celle des différentes propriétés du quark top. Celles-ci sont encore peu connues pour la plupart et fortement reliées au couplage du quark top aux particules du Modèle Standard et à celles potentielles de Nouvelle Physique. Le LHC, de part ses caractéristiques, va permettre de produire un très grand nombre de quarks top, permettant d'accéder à des mesures fines de ses propriétés.
Ces études sont complexes et demandent d'être optimisées sur simulation. L'étape de reconstruction est commune à la simulation et aux données et permet d'obtenir les objets sur lesquels sont basés l'analyse. Le chapitre suivant décrit les étapes nécessaires à la sélection des événements issus de la production d'une paire $t\bar{t}$.

Chapitre 5

Définition des objets et sélection des événements avec paires $t\bar{t}$

5.1 Introduction

Les différentes analyses présentées dans ce document portent sur l'étude de la désintégration semileptonique des paires $t\bar{t}$. La signature recherchée est donc la présence dans l'état final de quatre jets dont deux issus de jets de b, d'un lepton et d'un neutrino provenant de la désintégration leptonique d'un boson W.

Dans un premier temps, nous allons définir les objets (électrons, muons, jets...) reconstruits et identifiés à partir des informations fournies par le détecteur pour chaque événement. Ces objets seront utilisés dans un second temps pour définir notre lot d'étude sur le quark top. Les chapitres suivants traiteront de la reconstruction des paires de quarks top pour les lots d'événements sélectionnés puis des mesures des échelles d'énergie des jets légers et jets issus de quark b. Enfin, une mesure de la masse du quark top sur les données 2010 et 2011 sera présentée dans les derniers chapitres.

5.2 Reconstruction des objets

Cette section décrit les objets physiques utilisés dans les analyses de physique du quark top. Dans un premier temps, ces objets serviront à définir le lot d'étude. Les événements top seront ensuite reconstruits, dans le cadre de l'analyse, à partir des objets physiques.

5.2.1 Leptons

Dans le cadre de cette thèse, les seuls leptons étudiés sont l'électron et le muon, le tau nécessitant une étude dédiée.

5.2.1.1 Electron

Les électrons sont reconstruits à partir des amas calorimétriques. La définition utilisée est dite *tight*, elle utilise donc des coupures sur la forme de la gerbe, les dépôts dans le calorimètre hadronique, des contraintes sur l'énergie déposée dans les deux premières couches du calorimètre électromagnétique, la présence d'une trace

correspondante reconstruite dans le détecteur de vertex et le nombre d'impacts correspondants à la trace.

Les électrons sélectionnés doivent respecter des critères de sélection sévères : une impulsion transverse supérieure à 25 GeV, une pseudo rapidité $|\eta| < 2,47$. Cette pseudo rapidité est celle de l'amas calorimétrique associé. Les régions de transition du calorimètre électromagnétique $1,37 < |\eta| < 1,52$ sont exclues. Le rapport entre l'énergie calorimétrique et l'impulsion mesurée par le détecteur de traces doit être compatible avec celui d'un électron.

Afin de minimiser la contamination en conversion de photons, la trace associée doit comprendre au moins un impact dans la couche interne du détecteur à pixels. Si l'objet le plus proche de l'électron sélectionné est un jet à une distance $\Delta R < 0,2$, le jet sera supprimé afin d'éviter le double comptage d'électrons ou de jets.

Afin de réduire la contamination en leptons provenants de désintégrations de hadrons dans les jets, y compris de hadrons de saveurs lourdes, un critère d'isolation est utilisé. L'énergie transverse dans un cône de dimension $\Delta R = 0,2$ autour d'un électron dont la contribution est soustraite doit être inférieure à 4 GeV.

5.2.1.2 Muon

Les muons sont reconstruits à partir de segments de traces vus dans les différentes couches des chambres à muons. Ces segments sont combinés à partir de la couche la plus externe pour être ensuite associés aux traces des détecteurs internes. Un réajustement global de la trace est alors effectué. Les muons retenus doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 20 GeV et une pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$.

Pour réduire la contamination en leptons issus de hadrons, la taille du cône d'isolation des muons est prise à 0.3 et l'énergie maximale à 2.5 GeV. De plus, la somme scalaire des impulsions transverses des traces dans un cône de taille $\Delta R = 0.3$ doit être inférieure à 4 GeV. Une distance minimale entre les muons et les jets de plus de 20 GeV en impulsion transverse de $\Delta R = 0.4$ est imposée.

5.2.2 Jets

Les jets sont des faisceaux de hadrons énergétiques. Afin d'isoler les dépôts énergétiques provenant de chaque composant du jet, il est nécessaire d'utiliser des algorithmes permettant de discriminer les dépôts de différents jets. L'algorithme utilisé dans ATLAS est l'algorithme anti-kt. Il va associer des amas d'énergies déposées dans les calorimètres en utilisant la proximité topologique (R = 0.4) [90]. Ces amas sont calibrés à l'échelle électromagnétique des électrons et des photons.

Les jets ainsi formés vont alors être calibrés à l'échelle hadronique via des facteurs correctifs dépendant de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité reconstruite du jet. Cette calibration, notée `EM+JES`, est totalement basée sur la simulation et est la plus robuste pour l'étude des premiers jets enregistrés au LHC. D'autres

algorithmes de calibration ont été développés avec différents degrés de complexité et pourront être utilisés dans les mois à venir [90]. Toutes les analyses présentées dans ce document ont été calibrées à l'échelle `EM+JES`. Les candidats jets doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et une pseudo-rapidité $|\eta| < 2,5$.

La calibration `EM+JES` s'effectue en trois étapes détaillées dans les sous-sections suivantes.

5.2.2.1 Correction du phénomène d'empilement

La première étape de la calibration `EM+JES` consiste à corriger les jets du phénomène d'empilement. L'énergie additionnelle due aux interactions p-p supplémentaires est soustraite de l'énergie mesurée dans les calorimètres en utilisant des constantes de correction extraites de mesure *in situ*. La correction est extraite de l'étude des événements de biais minimum en fonction du nombre de vertex reconstruits, de la pseudo-rapidité et de l'espacement des paquets de protons.

5.2.2.2 Correction de la position du vertex

Les jets calorimétriques sont reconstruits en utilisant le centre géométrique du détecteur ATLAS comme référence pour calculer la direction des jets et de leurs constituants. Pour chaque événement, la quadri-impulsion est corrigée de sorte que la direction de chaque amas calorimétrique pointe vers la position du vertex primaire d'interaction. Cette correction améliore la résolution angulaire des jets d'un facteur inférieur au pourcent.

5.2.2.3 Correction de l'énergie et de la position du jet

L'énergie et la position des jets dans les calorimètres sont corrigées en utilisant des constantes dérivées de la comparaison des variables cinématiques des jets reconstruits aux jets vrais associés dans la simulation Monte Carlo.

5.2.3 Jets de b

Les jets produits par les quarks b sont sélectionnés en exploitant le temps de vie macroscopique des hadrons b (environ 1,5 ps). La distance typique parcourue, de quelques millimètres, est observable par le détecteur. L'algorithme d'étiquetage SV0 [91] est utilisé dans cette thèse pour identifier les jets de b. L'identification est basée sur l'identification d'un vertex déplacé au point d'interaction. Pour chaque jet, tous les vertex déplacés de deux traces sont reconstruits. Ceux cohérents avec des désintégrations de K_S^0 et Λ^0 ou des conversions γ sont retirés. Un ajustement de vertex secondaire est effectué sur les traces restantes. Le point de fonctionnement utilisé correspond à une efficacité de 50 % pour un facteur de réjection des quarks légers de 271, des quarks charm de 9 et des leptons τ de 38 [92].

5.2.4 Energie transverse manquante

Au LHC, les collisions de particules sont frontales, l'impulsion transverse est donc nulle dans l'état initial. Par conservation de l'impulsion, cette condition doit être vérifiée dans l'état final, pour chaque événement. Expérimentalement, on établit le bilan en énergie dans le plan transverse du détecteur. Si ce bilan est non nul, on appelle énergie transverse manquante, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, l'énergie nécessaire pour équilibrer le bilan.

Cette énergie manquante peut avoir plusieurs origines qu'il s'agisse d'un dépôt d'énergie dans une zone non instrumentalisée, de la résolution finie des détecteurs ou bien de la signature d'une particule neutre non détectée comme le neutrino ou une particule de Nouvelle Physique.

On reconstruit cette quantité comme étant la somme vectorielle de toutes les cellules des calorimètres contenant des amas topologiques. Chaque cellule est associée à un seul objet physique. L'impulsion transverse des muons est inclus dans le calcul après suppression de leur énergie associée dans les calorimètres. Un facteur est également appliqué afin de prendre en compte les zones non instrumentées du détecteur.

$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ a fait l'objet d'une étude dédiée dans le cadre de cette thèse, une description complète est présentée dans la section suivante.

5.3 Etude des performances de l'énergie transverse manquante

Cette section résume la définition adoptée et les performances de la variable *énergie transverse manquante*, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, dans le contexte des analyses de physique du quark top et de la mesure de ses propriétés sur les données collectées en 2010 par le détecteur ATLAS. Les performances présentées sont toutes évaluées dans le cadre d'une simulation Monte Carlo. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est un paramètre important permettant de distinguer les événements $t\bar{t}$ dans les canaux semileptoniques et dileptoniques des bruits de fond physiques ne contenant pas une $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ significative tels que les processus Drell-Yan et les processus QCD multijets. La valeur mesurée de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ ainsi que la corrélation entre sa direction et celle des autres objets des événements, tels que les leptons ou les jets, peuvent être utilisées comme critère de réjection. Le pouvoir de séparation dépend de façon prépondérante de la précision de la mesure sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ (direction et énergie). La résolution sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$est par conséquence de grande importance et doit être minimisée.

De plus, plusieurs modèles théoriques au delà du Modèle Standard prédisent des signatures avec une grande $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour lesquels $t\bar{t}$ est le bruit de fond dominant. Une bonne compréhension de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est de grande importance aussi bien pour les mesures de précision que pour la recherche de Nouvelle Physique. Dans le cadre de

cette thèse, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ intervient à deux niveaux, lors de la sélection des événements $t\bar{t}$ semileptoniques ainsi que lors de la reconstruction de la masse du top leptonique.

5.3.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$

Il existe deux définitions de l'énergie transverse manquante dans la collaboration ATLAS. La première est basée sur les objets reconstruits, où les clusters topologiques sont calibrés à l'échelle électromagnétique (échelle EM), `MET_REFFINAL_em`. La seconde définition, `MET_REFFINAL_em_tightewtm`, utilise les cellules calorimétriques qui ont été calibrées en fonction de l'objet de haut p_T auxquelles elles ont été associées. Ces objets incluent : électrons, photons, taus, jets, *soft* jets[1] et muons. L'ordre de ces objets indique l'ordre d'association des cellules aux objets, où chaque cellule est associée avec le premier objet utilisé. L'énergie restante des cellules non associées à un objet de haut p_T est inclue dans un terme dit de 'Cell Out' et est calibrée à l'échelle EM. C'est cette définition raffinée qui est utilisée dans les analyses de physique et qui sera étudiée sur simulation dans cette section. $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est calculée comme suit :

$$E_{x,y}^{Miss} = E_{x,y}^{RefElec} + E_{x,y}^{RefPhoton} + E_{x,y}^{RefTau} + E_{x,y}^{RefJet} + E_{x,y}^{RefSoftJet} + E_{x,y}^{RefMuon} + E_{x,y}^{CellOut}, \tag{5.1}$$

où

$$E_T^{Miss} = \sqrt{\left(E_x^{Miss}\right)^2 + \left(E_y^{Miss}\right)^2}. \tag{5.2}$$

Le terme électron de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est la contribution des électrons d'impulsion transverse $p_T > 10$ GeV. L'échelle en énergie des électrons utilisés dans le calcul de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ inclue tous les facteurs de correction de l'électron à l'exception de la correction 'CellOut'. De même, les photons inclus dans le calcul de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ doivent satisfaire la condition $p_T > 10$ GeV. Ils sont ajoutés au calcul à l'échelle électromagnétique (EM). Les τ sont aussi ajoutés à l'échelle électromagnétique. Il y a deux critères pour les jets : on appelle jets raffinés tous les jets d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV, alors que tous les jets entre 7 GeV et 20 GeV sont des *soft* jets. Les jets raffinés sont inclus à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ à l'échelle d'énergie `EM+JES`[2] et les *soft* jets sont inclus à l'échelle d'énergie EM.

Le terme muon de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est déterminé à partir du p_T des muons dans l'acceptance totale des spectromètres à muons, $|\eta| < 2.7$. Tous les muons combinés dans une fenêtre inférieure à $|\eta| < 2.5$ sont inclus à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Le terme muon inclut aussi les muons isolés et non isolés. L'énergie déposée par les muons dans les calorimètres est incluse dans le terme des jets.

La Figure 5.1 illustre la variable $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et ses différentes contributions pour les canaux $t\bar{t}$ e+jets et μ+jets. La contribution principale à bas p_T est celle des *soft*

[1] Les jets ayant un $p_T < 20$ GeV sont appelés *soft* jet

[2] L'échelle `EM+JES` correspond à l'échelle EM sur laquelle est appliquée une correction de l'échelle en énergie des jets basée sur la simulation.

jets. Pour des $p_T > 100$ GeV, les contributions principales sont respectivement celle des jets raffinés, celle du 'Cell Out' et celle des électrons. Pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est situé dans une gamme [0, 500] GeV.

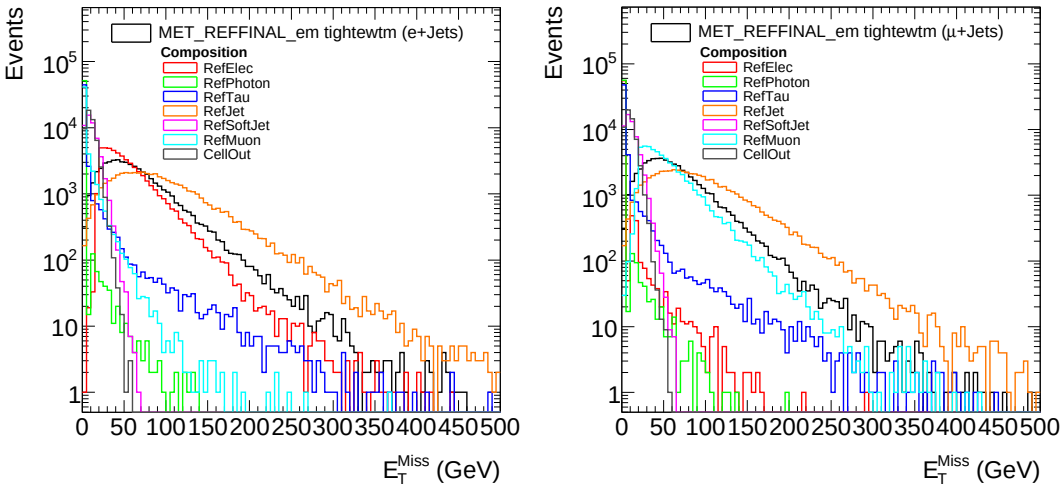


FIG. 5.1 – Les contributions des electrons, photons, τ, jets, *soft* jets, muons et le terme Cell Out de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sont montrées pour une sélection e+jets (gauche) et μ+jets (droite) sur le Monte Carlo $t\bar{t}$.

5.3.2 Performances de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sur simulation

L'étude des performances présentée ici a été faite en utilisant une simulation des événements $t\bar{t}$ semileptoniques et dileptoniques à partir des générateurs MC@NLO et Herwig/Jimmy. Une évaluation quantitative de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ peut être obtenue à partir d'une étude de ses composantes, $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ et $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$. La résolution relative sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, à basses valeurs, est grande, or $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est limitée à des valeurs positives. Ceci conduit à un effet dit *de résolution* qui induit un biais artificiel sur les distributions $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} - E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}NonInt}$ pour les basses valeurs de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}NonInt}$ étant la somme des énergies transverses de toutes les particules non interagissantes produites par la simulation, c'est la référence de notre étude. Elle représente donc la valeur vraie de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, telle que fournie par la simulation. $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ et $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$ qui ne sont pas des quantités bornées, ne sont pas affectées par l'effet dit de résolution. Ils peuvent être utilisées afin de d'évaluer les performances de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. L'étude suivante a été faite en utilisant une simulation prenant en compte le phénomène d'empilement sous forme de train de paquets (c'est la forme d'empilement présente actuellement au LHC où les paquets de protons sont envoyés sous forme de trains). Cependant, dans un but comparatif, les performances seront aussi présentées pour des simulations sans phénomène d'empilement et avec taux d'empilement fixe.

Les résolutions sur $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ et $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$ sont estimées à partir d'une modélisation de gaussienne tronquée à 2.5 écarts standards autour de la moyenne sur les

distributions de $E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}} - E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}NonInt}$. L'énergie visible à partir de laquelle $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est calculée est majoritairement calorimétrique. L'incertitude sur sa mesure suit une loi proportionnelle à $\sqrt{\sum E_T}$, où $\sum E_T$ est la somme scalaire des énergies transverses reconstruites dans les calorimètres. La résolution est donc exprimée en fonction de $\sqrt{\sum E_T}$. Les deux résolutions $\sigma_{E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}}$ and $\sigma_{E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}}$ sont mesurées équivalentes et la résolution moyenne $\sigma_{E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}}}$ peut être modélisée par $\sigma(E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}}) = a \times \sqrt{\sum E_T}$. La Figure 5.2(a) (5.2(c)) montre la résolution obtenue pour les canaux $t\bar{t}$ semileptoniques (dileptoniques), où la sélection officielle du groupe d'analyse top a été appliquée sur les lots de simulation $t\bar{t}$.

Un autre aspect des performances de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est le biais observé $E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}} - E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}NonInt}$ sur la valeur reconstruite de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ en fonction de $E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}NonInt}$. Ce biais moyen est, encore une fois, extrait en prenant en compte simultanément les deux composantes $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ and $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$ qui sont compatibles entre elles. Dès lors, une valeur moyenne est présentée. Les résultats obtenus sont représentés sur les Figures 5.2(b) et 5.2(d), où les distributions sont paramétrées par une fonction polynômiale impaire de degré trois, telle que $a + b \times x + c \times x^3$. Tous les paramètres des performances sont résumés dans le Tableau 5.1. La résolution est bien paramétrée par une loi en $\sqrt{\sum E_T}$. La résolution dans le canal dileptonique est un peu meilleure que dans le canal semileptonique. Pour les événements dileptoniques, plus de 90 % des événements étudiés ont un biais observé inférieur à 2 GeV. Pour les événements semileptoniques, plus de 90 % ont un biais observé inférieur à 6 GeV.

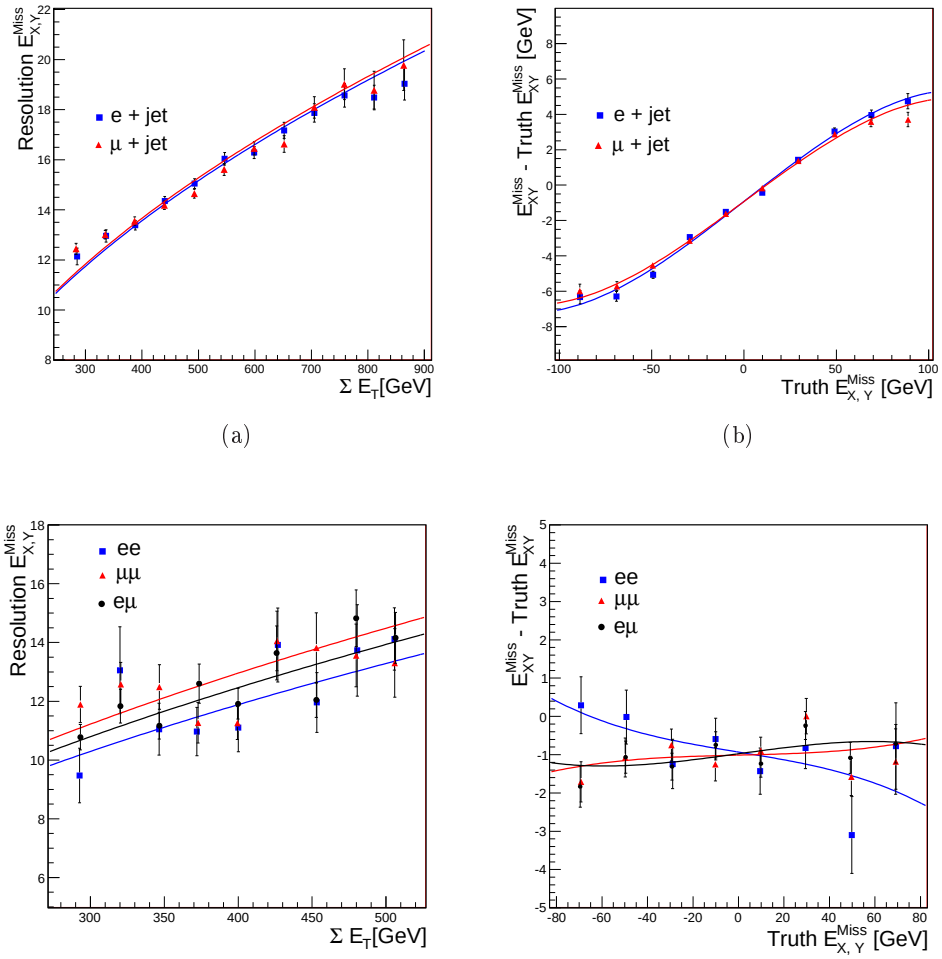


FIG. 5.2 – 5.2(a) : La résolution, $\sigma(E^{\text{miss}}_{\text{x,y}})$, des deux composantes (x,y) de $E^{\text{miss}}_{\text{T}}$ en fonction de $\sum E_T$ pour le canal semileptonique électron (carrés bleus) et muon (triangles rouge). 5.2(b) : Biais des deux composantes (x,y) de $E^{\text{miss}}_{\text{T}}$ en fonction de la valeur vraie de $E^{\text{miss}}_{\text{x}}$, pour le canal semileptonique électron (carrés bleus) et muon (triangles rouges). 5.2(c) : Résolution, $\sigma(E^{\text{miss}}_{\text{x,y}})$, des deux composantes (x,y) de $E^{\text{miss}}_{\text{T}}$ en fonction de $\sum E_T$ pour le canal diélectron (carrés bleus), dimuon (triangles rouges) et électron-muon (disques noirs). 5.2(d) : Biais des deux composantes (x,y) de $E^{\text{miss}}_{\text{T}}$ en fonction de la valeur vraie de $E^{\text{miss}}_{\text{x}}$, pour le canal diélectron (carrés bleus), dimuon (triangles rouges) et électron-muon (disques noirs).

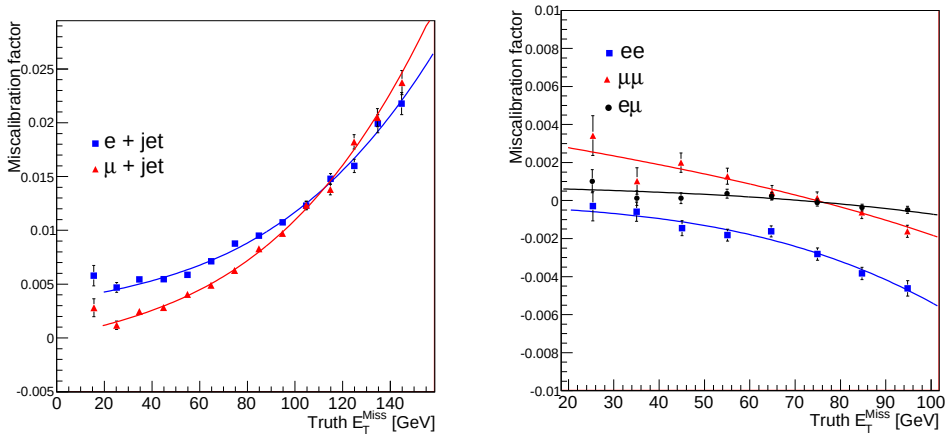
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	Résolution	Biais		
	a [GeV]	a [GeV]	b	c [GeV^2]
Canal $e + jet$ (Sans Pile-Up)	0.675 ± 0.01	-0.72 ± 0.2	0.05 ± 0.01	$1.2\ 10^{-6} \pm 3.4\ 10^{-6}$
Canal $e + jet$ (Pile-Up)	0.656 ± 0.007	-0.96 ± 0.13	0.078 ± 0.006	$-2.1\ 10^{-6} \pm 1.3\ 10^{-6}$
Canal $e + jet$ (Bunch Train Pile-Up)	0.678 ± 0.003	-0.92 ± 0.06	0.082 ± 0.003	$-2.0\ 10^{-6} \pm 0.6\ 10^{-6}$
Canal $\mu + jet$ (Sans Pile-Up)	0.692 ± 0.01	-0.88 ± 0.1	0.071 ± 0.01	$-1.1\ 10^{-6} \pm 3.6\ 10^{-6}$
Canal $\mu + jet$ (Pile-Up)	0.672 ± 0.008	-1.1 ± 0.1	0.086 ± 0.003	$-3.1\ 10^{-6} \pm 1.2\ 10^{-6}$
Canal $\mu + jet$ (Bunch train Pile-Up)	0.683 ± 0.003	-0.93 ± 0.005	0.077 ± 0.002	$-1.97\ 10^{-6} \pm 0.2\ 10^{-6}$
Canal ee (Bunch Train Pile-Up)	0.59 ± 0.02	-0.93 ± 0.24	-0.010 ± 0.001	$-1.1\ 10^{-6} \pm 3.8\ 10^{-6}$
Canal $\mu\mu$ (Bunch Train Pile-Up)	0.65 ± 0.01	-1.01 ± 0.16	0.014 ± 0.007	$5.7\ 10^{-7} \pm 1.48\ 10^{-6}$
Canal $e\mu$ (Bunch Train Pile-Up)	0.623 ± 0.008	-0.97 ± 0.14	0.008 ± 0.005	$-7.8\ 10^{-9} \pm 8.6\ 10^{-9}$

TAB. 5.1 – Biais et résolution sur $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ et $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$: Valeurs mesurées de la paramétrisation de la résolution et du biais.

5.3.3 Calibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour les simulations semileptoniques et dileptoniques

Le facteur de calibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, $\alpha_{met} = \frac{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}} - E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt}}{E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt}}$ est directement relié au biais mesuré sur $E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}}$ et $E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}}$. En effet, pour une valeur de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt}$ donnée, la déviation observée sur la valeur moyenne de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ donne le facteur de calibration. La résolution sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ donne la précision sur la mesure mais n'a pas d'effet sur le facteur de calibration.

Pour déterminer le facteur de calibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sans être affecté par l'effet dit de résolution, le biais observé sur $E_{\mathrm{x,y}}^{\mathrm{miss}}$ est ajouté à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt}$[3] afin d'évaluer le facteur de calibration. Le biais observé se traduit par une décalibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ comme vu sur la Figure 5.3.



(a) (b)

FIG. 5.3 – 5.3(a) : Facteur de calibration en fonction de la valeur vraie de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour le canal semileptonique électron (carrés bleus) et muon (triangles rouges). 5.3(b) : Facteur de calibration en fonction de la valeur vraie de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour le canal diélectron (carrés bleus), dimuon (triangles rouges) et électron-muon (disques noirs).

La décalibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ peut se paramétriser par une fonction polynômiale impaire de degré trois en fonction de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt}$. Pour la simulation semileptonique, la décalibration est au maximum de 2.5%, par exemple une déviation de 3.5 GeV pour des valeurs vraies de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ supérieures à 140 GeV. Pour la simulation dileptonique, la décalibration est plus petite, inférieure à 0.6%, par exemple 0.6 GeV pour des valeurs vraies de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ supérieures à 100 GeV. Les différents paramètres de la décalibration sont résumés dans le Tableau 5.2. Une erreur systématique provient de l'incertitude sur la paramétrisation du biais. La précision sur le facteur de décalibration est au maximum de 0.1% pour de basses valeurs de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et de

[3] $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}\,NonInt} = \sqrt{(E_{\mathrm{x}}^{\mathrm{miss}\,NonInt} + biais_x)^2 + (E_{\mathrm{y}}^{\mathrm{miss}\,NonInt} + biais_y)^2}$.

0.5% pour les plus grandes valeurs.

Cette étude a été appliquée à des simulations avec et sans empilement (en vue de l'exploitation des premières données soit 3 pb^{-1}).

	Décalibration		
	a	b	c
Canal $e + jet$ (Sans Pile-Up)	0.008 ± 0.003	$-7.7\ 10^{-5} \pm 9.1\ 10^{-5}$	$1.5\ 10^{-8} \pm 1.0\ 10^{-8}$
Canal $e + jet$ (Pile-Up)	0.006 ± 0.001	$-6.1\ 10^{-6} \pm 3.8\ 10^{-5}$	$7.3\ 10^{-9} \pm 2.9\ 10^{-9}$
Canal $e + jet$ (Bunch Train Pile-Up)	0.0034 ± 0.0004	$4.1\ 10^{-5} \pm 1.0\ 10^{-5}$	$4.21\ 10^{-9} \pm 4.5\ 10^{-10}$
Canal $\mu + jet$ (No Pile-Up)	-0.002 ± 0.003	$8.8\ 10^{-5} \pm 7.8\ 10^{-5}$	$2.7\ 10^{-9} \pm 8.5\ 10^{-9}$
Canal $\mu + jet$ (Pile-Up)	0.0025 ± 0.0013	$4.1\ 10^{-5} \pm 3.2\ 10^{-5}$	$7.2\ 10^{-9} \pm 2.6\ 10^{-9}$
Canal $\mu + jet$ (Bunch Train Pile-Up)	$5.8\ 10^{-5} \pm 3.84\ 10^{-4}$	$5.37\ 10^{-5} \pm 7.8\ 10^{-6}$	$5.52\ 10^{-9} \pm 3.8\ 10^{-10}$
Canal ee (Bunch Train Pile-Up)	-0.0002 ± 0.0011	$-1.2\ 10^{-5} \pm 2.5\ 10^{-5}$	$-3.9\ 10^{-9} \pm 1.9\ 10^{-9}$
Canal $\mu\mu$ (Bunch Train Pile-Up)	0.004 ± 0.001	$-4.1\ 10^{-5} \pm 2.3\ 10^{-5}$	$-1.3\ 10^{-9} \pm 1.3\ 10^{-9}$
Canal $e\mu$ (Bunch Train Pile-Up)	0.0007 ± 0.0005	$-5.9\ 10^{-6} \pm 1.02\ 10^{-5}$	$-8.4\ 10^{-10} \pm 5.1\ 10^{-10}$

TAB. 5.2 – Paramètres de modélisation de la calibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ pour les canaux semileptoniques and dileptoniques.

5.3.4 Etude des systématiques

Les sources principales d'incertitude sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ proviennent de l'échelle en énergie et de la résolution des objets à partir desquels $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est construite, la description du phénomène d'empilement et l'impact des défaillances techniques du détecteur [93].

5.3.4.1 Echelle en énergie et résolution des objets reconstruits

Chacun des objets inclus dans le calcul de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ a une incertitude liée à son échelle d'énergie et sa résolution en énergie. Une description de l'échelle en énergie des électrons et des muons est documentée dans la référence [94], tandis que les incertitudes sur l'échelle et la résolution en énergie des jets (JES et JER) sont documentées dans [95].

Les incertitudes sur l'échelle en énergie et sur la résolution sont propagées à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ lors de son calcul. Ils proviennent des études de variation utilisées pour l'évaluation des incertitudes sur l'échelle en énergie et la résolution des électrons, photons, jets et muons. Plus précisément, les poids de chaque objet inclus dans le calcul de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sont utilisés pour remplacer les objets d'énergie modifiée quand l'échelle en énergie ou la résolution sont variées. Pour le terme de Cell Out, qui inclut toutes les énergies non associées, l'échelle/résolution peut être estimée en faisant varier l'énergie du topo-cluster de $\pm 5\%$[96]. Cela revient au même que de reéchelonner les composantes x et y de l'énergie du terme Cell Out par $\pm 5\%$. Les photons et les taus ont une faible contribution à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, comme on peut le voir sur la Figure 5.1. Pour les taus, le point le plus important concerne les jets mal identifiés en taus, son impact a été évalué comme étant $< 1\%$ dans le cadre d'un changement d'acceptance pour les simulations $t\bar{t}$ [95]. C'est pourquoi aucune incertitude systématique n'est recommandée pour les contributions des taus et des photons dans le calcul de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$.

5.3.4.2 Evénements d'empilement

La recommendation générale pour les événements d'empilement dans le cadre des analyses top est de repondérer la distribution du nombre de vertex dans les simulations afin de correspondre aux distributions observées sur les données et de prendre en compte la différence entre simulation non pondérée et repondérée comme incertitude systématique. Cette méthode a été demontrée comme étant suffisante pour prendre en compte les différences entre données et simulation pour $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ [93].

5.3.4.3 Défaillance technique et correction des OTx du système de déclenchement L1

Les transmetteurs optiques (OTx) du calorimètre électromagnétique d'ATLAS ont eu des défaillances techniques induisant une baisse de l'efficacité de reconstruction des objets. Ces défaillance peuvent entraîner un biais sur la mesure de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Leur impact a été démontré faible pour les mesures de section efficace quand des

corrections sont apportées aux OTx défaillants dans la sélection des événements dans le canal électron [93]. La Figure 5.4 montre l'impact de la distribution des jets sur le nombre de jets reconstruits en anneaux de η et présenté en bins de η et de ϕ. Les régions de basse densité indiquent des efficacités de reconstruction faibles principalement dues à des défaillances techniques. On peut aussi voir que les corrections apportées aux OTx du système de déclenchement L1 diminuent significativement l'impact des défaillances des OTx sur la reconstruction des jets. Il a aussi été démontré que les défaillances des OTx ont un faible impact sur les analyses $t\bar{t}$. De ce fait, aucune systématique n'est appliquée.

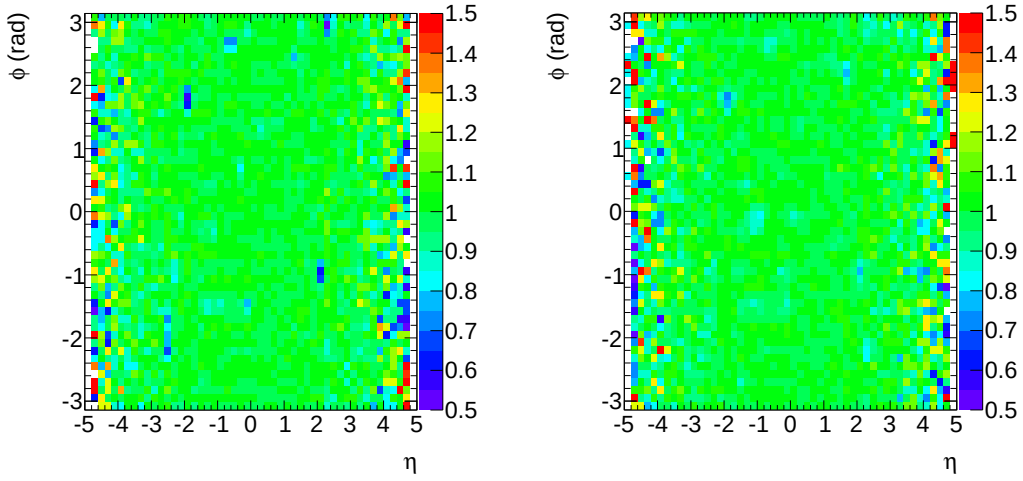


FIG. 5.4 – Nombre de jets normalisé en anneaux de $\Delta\eta = 0.2$ presenté en bins de η et de ϕ pour les simulations $t\bar{t}$ pour le début d'année 2010 (gauche) et début 2011 (droite). Le contenu de chaque bin représente $n_{\phi_i,\eta_j} \times N^{bins}_{\eta_j\ anneau} / \sum_{\phi_i} n_{\phi_i,\eta_j}$ où n_{ϕ_i,η_j} est le nombre d'événements dans le bin $[\phi_i, \eta_j]$ et $N^{bins}_{\eta_j\ anneau}$ le nombre de bins non nuls dans le j ème anneau en η.

5.3.5 Relation entre $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et impulsion transverse du neutrino

L'énergie transverse manquante est un paramètre important permettant de discriminer les événements $t\bar{t}$ du fait qu'elle permet de caractériser la présence d'un ou plusieurs neutrinos dans l'état final de la collision pp. Cependant, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ ne caractérise pas uniquement les neutrinos des événements $t\bar{t}$ mais toutes les particules non interagissantes, soit, dans le cadre du Modèle Standard, tous les neutrinos produits pendant la collision. Elle prend en compte également toutes les zones non instrumentées du détecteur où des dépôts d'énergie ne peuvent pas être reconstruits.

Néanmoins, la Figure 5.5 montre que dans les événements $t\bar{t}$ semileptoniques, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est dominé par l'impulsion transverse du ou des neutrinos. La mesure de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ permet donc de remonter aux propriétés du neutrino produit et ainsi de

reconstruire le top leptonique.

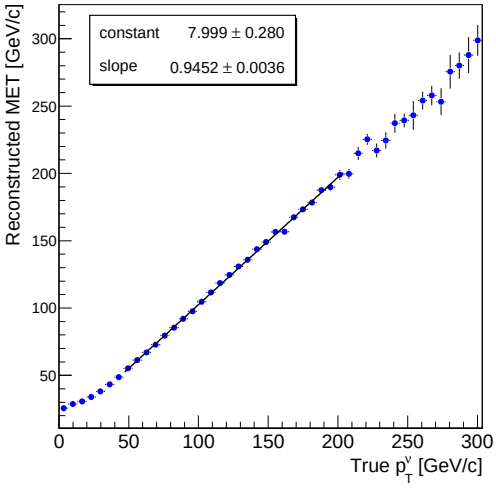


FIG. 5.5 – $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ reconstruite en fonction de l'impulsion transverse du ou des neutrinos vrai(s) pour des événements $t\bar{t}$ semileptoniques.

Un biais systématique sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ se propage directement à la mesure de la masse du top leptonique, m_{top}^{lep}. En effet, comme il sera détaillé dans le chapitre suivant, sur la reconstruction du quark top, le top leptonique est reconstruit grâce à ses produits de désintégration : le lepton, le jet développé par le quark b et enfin le neutrino dont les composantes de l'impulsion dans le plan transverse sont données par $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$. Il reste alors à calculer l'impulsion selon l'axe du faisceau du neutrino. On établit alors l'équation de la masse du boson W reconstruit à partir de ses produits de désintégration. On obtient alors une équation du second degré où l'inconnue est le p_z du neutrino, en supposant la masse du boson W connue et celle du neutrino nulle. Si le discriminant calculé est négatif, $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ est varié jusqu'à obtenir un discriminant nul donnant une solution réelle au p_z du neutrino.

Afin de quantifier l'impact d'une décalibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sur la masse du quark top, la valeur reconstruite de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ a été biaisée de -5% à $+5\%$. L'impact sur m_{top}^{lep} est illustré sur la Figure 5.6. Il est linéaire. Pour une décalibration de 1% de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$, le biais moyen attendu sur m_{top}^{lep} est de 0.3%.

5.4 Sélection des événements top semileptoniques

Les événements doivent passer le système de déclenchement sur les leptons. Un premier critère de qualité consiste à rejeter les événements avec moins de 5 traces. Un événement est également rejeté s'il comprend un jet d'impulsion transverse supérieur à 20 GeV et qui est en dehors d'une fenêtre en temps ou qui est identifié comme bruit de fond calorimétrique.

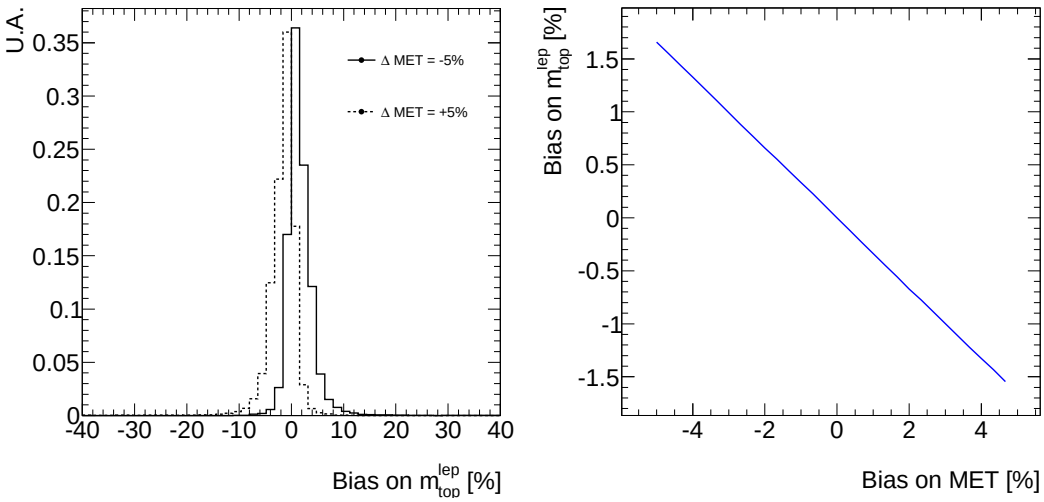


FIG. 5.6 – Biais sur la masse du top induit par une variation de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ de -5% et +5% (gauche). Propagation de la décalibration de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ à la masse du top leptonique pour des événements $t\bar{t}$ semileptoniques (droite).

L'événement sélectionné doit de plus contenir exactement un lepton qui doit coincider avec le lepton identifié par le système de déclenchement. Les événements comprenant un électron sélectionné qui possède un segment de trace commun avec un muon non isolé est rejeté.

Le lot d'événements sélectionnés est enrichi en paires $t\bar{t}$ en appliquant les coupures suivantes :

- dans le canal électron : $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ doit être supérieure à 35 GeV ;
- dans le canal muon : $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ doit être supérieure à 25 GeV ;
- l'événement doit contenir au moins 4 jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV et $|\eta| < 2,5$ avec au moins un jet étiqueté b avec SV0> 5.85.
- La masse du système lepton-$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ (m_W^T) doit être supérieure à 25 GeV dans le canal électron et m_W^T+$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ doit être supérieur à 60 GeV dans le canal muon.

Le Tableau 5.3 résume le nombre d'événements attendus et observés pour les 1 fb^{-1} de données étudiées. Le nombre d'événements sélectionnés dans le canal électron est plus faible du fait de la définition *tight* appliquée aux électrons. Ceci est utilisé pour réduire la contribution du bruit de fond multijet. Les incertitudes sur les valeurs attendues correspondent à la taille finie des échantillons de simulation.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les objets reconstruits utilisés par la collaboration ATLAS ainsi que la sélection des événements utilisée : cela constitue le

Canal $L = 1\ fb^{-1}$	e+jets	μ+jets
$t\bar{t}$ (172.5 GeV)	4168.9 ± 36.8	6003.4 ± 38.9
Top célibataire	227.4 ± 4.8	315.3 ± 5.1
W+jets	404.6 ± 18.9	563.9 ± 17.7
Z+jets	39.5 ± 4.1	66.1 ± 4.6
Diboson	3.8 ± 0.5	13.7 ± 1.2
QCD	163.7 ± 17.1	533.0 ± 28.4
Attendu	5002.6 ± 46.3	7541.6 ± 53.0
Données	5317	8000

TAB. 5.3 – Expected and observed number of events after event selection for electron and muon channels.

point de départ de notre analyse. Nous avons effectué une première étude de performance de l'énergie transverse manquante dans les événements $t\bar{t}$. Celle-ci jouera un rôle dans les mesures présentées par la suite.

Chapitre 6

Sélection des jets et reconstruction de la paire de quarks top

Les détails font la perfection
et la perfection n'est pas un détail.
Leonardo da Vinci

6.1 Introduction

Les événements top semileptoniques comportent au moins quatre jets, un lepton et un neutrino dans leur état final. Deux jets proviennent de la désintégration hadronique d'un boson W et les deux autres jets sont issus des quarks b produits par la paire de quarks top. Les événements étudiés sont sélectionnés de telle sorte qu'un seul lepton isolé apparaisse dans ses objets reconstruits, comme décrit dans le Chapitre 5. Le neutrino, n'interagissant pas avec le détecteur, est reconstruit à partir du bilan d'énergie dans le plan transverse du détecteur, comme détaillé dans le chapitre précédent.

Au cours d'une collision produisant une paire $t\bar{t}$, d'autres particules sont produites par des interactions secondaires entre quarks et gluons. Pour reconstruire les deux quarks top à partir de leurs produits de désintégration, il est nécessaire de discriminer les objets provenant du processus dur étudié et ceux provenant d'autres processus. Dans le cadre de la désintégration semileptonique, la problématique se porte sur la sélection des jets. En effet, le seul lepton sélectionné ne peut être attribué qu'au lepton issu de la désintégration du boson W leptonique.

Puisque dans cette étude nous cherchons à reconstruire complètement les quarks top, la précision sur la mesure de ses propriétés dépend en premier lieu de notre capacité à sélectionner les jets issus de sa désintégration. On appelera les événements mal reconstruits *bruit de fond combinatoire* car dus au mauvais choix des jets parmi tous ceux enregistrés à chaque événement. Dans la simulation, les jets recontruits sont appariés au parton initiateur par proximité topologique.

Différentes méthodes de sélection des jets et de reconstruction de la paire de quarks top existent. Elles sont basées sur les critères topologiques ou cinématiques de la désintégration semileptonique d'une paire $t\bar{t}$. Ces critères permettent de discriminer les bonnes reconstructions de quark top, c'est à dire la bonne sélection

des quatre jets issus de la désintégration semileptonique, de toutes les mauvaises combinaisons possibles. Des analyses ont été développées permettant d'améliorer la probabilité de bien sélectionner les jets issus des quarks top en utilisant simultanément la capacité discriminante de plusieurs variables. Cette probabilité sera le premier critère de comparaison des méthodes de reconstruction. Un deuxième critère porte sur le biais pouvant être induit par la reconstruction en particulier sur les spectres de masse du boson W et du quark top.

Dans ce chapitre, nous détaillerons le principe et les performances de plusieurs méthodes de sélection des jets issus de la désintégration semileptonique et nous présenterons une méthode spécifique basée sur l'utilisation simultanée de plusieurs variables discriminantes au travers d'une analyse multivariables, les *arbres de décision boostés*.

6.2 Problématique de la combinatoire dans la reconstruction des quarks top

Après sélection des événements semileptoniques, comme décrit dans le Chapitre 5, on obtient un lot d'événements enrichis en paires $t\bar{t}$ semileptoniques. Cette désintégration donne quatres jets dans l'état final. La Figure 6.1 montre la distribution du nombre de jets enregistrés dans les événements sélectionnés des données enregistrées en 2011. On voit ainsi, qu'en moyenne, plus de 5 jets sont enregistrés par événement.

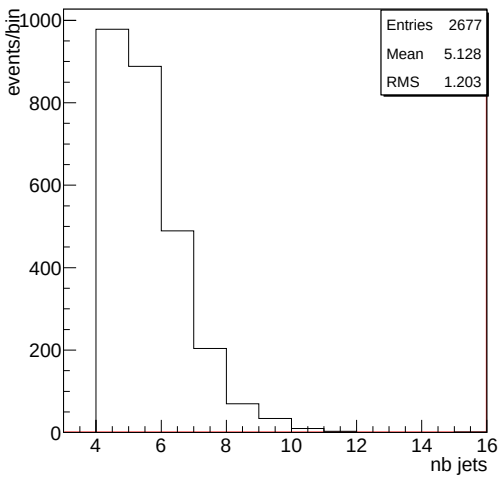


FIG. 6.1 – Nombre de jets dans les événements sélectionnés sur les données enregistrées en 2011.

Le quark top hadronique se désintègre en trois jets. La présence de jets supplé-

mentaires enregistrés dans l'événement augmente le nombre de combinaisons de jets possible pour le reconstruire, c'est ce que l'on appelle la combinatoire par événement. Pour une paire de quarks top, on définit la combinatoire du $t\bar{t}$ comme étant le nombre de combinaisons de quatre jets, trois pour le quark top hadronique et un pour le top leptonique, permettant de reconstruire la paire $t\bar{t}$. On peut définir selon le même principe la combinatoire du quark top hadronique et celle du boson W hadronique.

6.2.1 Diminution de la combinatoire par l'utilisation de l'étiquetage des jets de b

Les jets qui nous intéressent peuvent être produits par les cinq quarks les plus légers. Le quark b étant beaucoup plus massif que les autres, il apporte des caractéristiques spécifiques aux jets qu'il induit. Son temps de vie lui permet de parcourir une distance de quelques millimètres avant de s'hadroniser ce qui fait que le jet formé aura un vertex de production déplacé par rapport au point de collision. Des algorithmes permettent d'utiliser cette caractéristique afin d'étiqueter les jets provenant de quarks b. L'*étiquetage de b* utilisé dans cette analyse, $SV0$, se base sur la différence de position entre le vertex initial et celui du jet de b (vertex secondaire) pour donner une probabilité à chaque jet de provenir d'un quark b. Dans cette analyse, le point de fonctionnement a été choisi pour donner une efficacité de 50 % sur la probabilité d'identifier un quark b. Le facteur de réjection des quarks légers est de 200 [91]. On demande pour chaque événement la présence d'au moins un jet étiqueté comme jet de b dans la collection de jets.

Lors de la préselection, la présence d'au moins un jet de b permet de réduire considérablement le bruit de fond physique et donc de définir un lot d'événements top plus pur. L'algorithme d'étiquetage de b est également utilisé pour réduire la combinatoire de chaque événement. Dans le cas où deux jets ont été étiquetés b dans l'événement, ils seront systématiquement considérés comme issus de la désintégration d'un quark top. Dans le cas où un seul jet est étiqueté b, il sera demandé à ce qu'il corresponde à l'un ou l'autre des quarks b de l'événement top.

6.2.2 Notion d'événement reconstructible

Pour chaque événement, parmi toutes les combinaisons de jets existantes, il est possible qu'aucune ne corresponde à une bonne sélection des jets issus de la paire de quarks top. Cela peut être dû à un jet qui a été mal reconstruit par l'algorithme de jet[1] utilisé ou à un jet issu du quark top qui ait été émis hors de la zone d'acceptance ($|\eta| > 2.5$ ou $p_T < 20$ GeV). Quand au moins un jet est manquant, la 'vraie' combinaison n'existe pas et on dit que l'événement est

[1]Ceci peut arriver du fait d'une mauvaise association des dépôts d'énergie ou de la présence d'un large dépôt dans une zone non instrumentée du détecteur.

non reconstructible. Un événement reconstructible est donc un événement dont la collection de jets contient les 4 jets issus de la désintégration semileptonique. Cette notion de reconstructibilité n'est bien sûr disponible qu'avec la simulation.

Un événement bien reconstruit est un événement reconstructible (dont la bonne combinaison existe) pour lequel la bonne combinaison de jets a été sélectionnée par l'algorithme de reconstruction, i.e. les quatre jets sélectionnés proviennent bien de la désintégration de la paire de quarks top. Les performances des algorithmes de reconstruction seront donc basées sur le nombre d'événements reconstructibles bien reconstruits. En utilisant la sélection des événements semileptoniques présentée dans le Chapitre 5, la fraction d'événements reconstructibles est estimée à 58% selon la simulation.

6.3 Reconstruction du boson W leptonique

Nous avons vu dans le chapitre sur la sélection des événements que seuls les événements contenant un seul lepton (électron ou muon) isolé étaient sélectionnés pour cette analyse. Ce lepton est directement associé au lepton issu de la désintégration du boson W leptonique.

Comme nous l'avons détaillé dans le Chapitre 5, la quantité $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ représente l'impulsion transverse de toutes les particules non interagissantes dans le détecteur. Cette mesure est associée au neutrino produit par le boson W leptonique et la reconstruction des paramètres du neutrino a été démontrée à partir de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et de l'hypothèse sur la masse du boson W.

Dans cette analyse, il n'existe qu'une seule reconstruction possible pour le boson W leptonique puisqu'un seul lepton est sélectionné et le neutrino totalement reconstruit. Il n'est donc soumis à aucune combinatoire. Le boson W leptonique est donc reconstruit à partir de ces deux objets. Le quark top leptonique est ensuite reconstruit à partir du boson W leptonique et du jet de b sélectionné. La sélection de ce jet est détaillée dans la section suivante.

6.4 Reconstruction du quark top hadronique et sélection du jet de b leptonique

Dans cette section, plusieurs méthodes de sélection des jets issus de la désintégration semileptonique sont présentées. Nous développerons pour chacune d'elles le principe de fonctionnement et ses performances en terme d'efficacité de reconstruction des quarks top hadronique et leptonique et de taux d'erreurs dans les associations.

6.4.1 Reconstruction par critère de proximité

6.4.1.1 Définition de la méthode

La reconstruction du quark top hadronique par critère de proximité se base sur la grande énergie initiale de la paire $t\bar{t}$, favorisée par les critères appliqués lors de la préselection. Cette énergie influe directement sur les angles d'émission des produits de désintégration des quarks top et des bosons W. L'angle entre le jet de b et le boson W sera plus petit que l'angle moyen entre les jets de même que celle entre les deux jets produits par la désintégration du boson W.

Pour reconstruire le boson W hadronique, on sélectionnera donc parmi les jets enregistrés dans l'événement, les deux jets légers les plus proches topologiquement dans le détecteur. Le critère de proximité est quantifié par la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Le quark top hadronique est reconstruit en sélectionnant le jet le plus proche topologiquement du boson W hadronique précédemment reconstruit. Dans le cas particulier où deux jets identifiés jet de b sont présents dans l'événement, c'est le jet de b le plus proche du W hadronique qui sera sélectionné. Si un seul jet de b est présent et qu'il n'est pas sélectionné comme étant le jet le plus proche, il sera connecté à la reconstruction du quark top leptonique. Si le seul jet de b de l'événement a été associé au quark top hadronique, le jet de b leptonique est sélectionné comme étant le plus proche topologiquement du lepton sélectionné. D'après la simulation, la résolution sur la mesure de la masse invariante des deux jets issus d'un boson W est de 10 GeV. On utilise cette caractéristique pour augmenter la probabilité de choisir la bonne paire de jets provenant du boson W. On choisit donc la paire de jets comme celle pour laquelle les deux jets sont les plus proches parmi celles qui ont une masse invariante comprise dans une fenêtre de 2.5 fois la résolution sur la masse du boson W. Ceci correspond à un intervalle de $[60, 110]$ GeV/c^2. Seuls 5 % des événements sont rejetés par cette coupure.

Il arrive que l'angle d'émission devienne si petit que les deux jets ne sont plus discernables par les algorithmes de reconstruction des jets. Un seul jet de haute énergie sera, par exemple, reconstruit à la place de la paire de jets légers provenant du boson W hadronique. Cette formation de *monojets* est observable sur la distribution en masse des jets puisqu'induisant un pic à la masse invariante du boson W. Le même phénomène peut être observé pour des quarks top très boostés dans l'angle entre le boson W et le jet de b. Dans ce cas, un seul jet sera reconstruit dont la masse invariante correspondra à celle du quark top. Ces événements très, marginaux dans les données jusqu'à présent, ne sont pas considérés ici.

La proportion de jets fusionnés augmente avec l'énergie dans le centre de masse de la collision, la méthode de reconstruction par critère de proximité perd alors en efficacité puisqu'elle ne peut plus distinguer les produits de la désintégration de la paire de quarks top.

6.4.1.2 Performances de la méthode

Les performances de la méthode de proximité topologique sont étudiées en fonction de deux paramètres :

- L'**efficacité de sélection des combinaisons** correspond au nombre de fois où les bons jets sont sélectionnés par la méthode parmi tous les combinaisons de jets possibles dans l'événement. L'efficacité de sélection des combinaisons de cette méthode est présentée dans le Tableau 6.1. Ce paramètre n'est pas suffisant. Il est possible que bien que les bons jets aient été sélectionnés, ils ne soit pas appariés au parton initiateur correspondant. Des inversions entre un jet léger et un jet de b sont possibles, de même qu'une inversion entre les deux jets de b. Un deuxième paramètre est donc nécessaire pour définir les performances d'une méthode.
- **La qualité d'appariement** indique la fraction des événements pour lesquels la bonne combinaison de jets a été choisie et chaque jet correctement assigné au bon quark de la signature semileptonique. Pour le quark top hadronique, la qualité d'appariement est de 90.8 %.

Afin de définir les faiblesses et les avantages de chaque méthode, les mauvaises combinaisons de jets renvoyées par la méthode sont aussi étudiées. Le Tableau 6.2 présente la population de jets mal sélectionnés pour le quark top hadronique et leptonique.

Efficacité de sélection des jets	j_1, j_2 et b_h	j_1 ou j_2	j_1 et j_2 (W)	b_h	b_l
Proximité topologique	35.5 ± 0.2 %	92.6 ± 0.1 %	57.5 ± 0.3 %	77.7 ± 0.2 %	40 ± 0.2 %
Maximisation p_T	33.7 ± 0.3 %	90.7 ± 0.1%	55.9 ± 0.3 %	58.3 ± 0.5 %	39.2 ± 0.2 %
`BDT`	53.4 ± 0.2 %	94.4 ± 0.1 %	67.6 ± 0.2 %	77.44 ± 0.1 %	57.2 ± 0.2 %

TAB. 6.1 – Performances des différentes méthodes de reconstruction évaluées à partir d'événements reconstructibles. L'efficacité de sélection est données pour chaque type de jet.

Configuration de jets perdus	Aucun	Tous	j_1 ou j_2	j_1 et j_2	b_h	b_h et $j_1/2$	b_l
Proximité topologique	35.5 ± 0.2 %	3.31 ± 0.07 %	22.7 ± 0.1 %	4.1 ± 0.1 %	22 ± 0.2 %	12.4 ± 0.2 %	60 ± 0.2 %
Maximisation p_T	33.7 ± 0.3 %	5.1 ± 0.1 %	34.8 ± 0.2 %	9.3 ± 0.1 %	27.3 ± 0.1 %	14.4 ± 0.1 %	60.8 ± 0.2 %
`BDT`	53.4 ± 0.2 %	1.77 ± 0.05 %	20.3 ± 0.1 %	3.83 ± 0.07 %	13.6 ± 0.1 %	7.22 ± 0.08 %	42.8 ± 0.2 %

TAB. 6.2 – Fraction d'événements selon le type de jets perdus lors de la reconstruction de la paire de quarks top par les trois méthodes de reconstruction présentées.

6.4.2 Reconstruction par maximisation d'impulsion transverse totale du système

6.4.2.1 Definition de la méthode

La reconstruction du quark top hadronique par maximisation d'impulsion transverse est basée, de la même façon que la méthode par critère de proximité, sur la grande énergie initiale de la paire $t\bar{t}$. Cette énergie se transfère à ses produits de désintégration en leur donnant une grande impulsion transverse du fait de la collision frontale des protons. Cette impulsion transverse fournie est supérieure à celles obtenues en moyenne par les interactions de quarks et de gluons, elle peut donc être utilisée pour caractériser les produits de désintégration de la paire de quarks top.

Le quark top hadronique se reconstruit en sélectionnant les trois jets formant l'objet de plus haute impulsion transverse. Cette reconstruction sélectionne les trois jets issus du quark top hadronique mais ne désigne pas les jets issus du boson W. La méthode présentée ici base la reconstruction du W hadronique sur la maximisation d'impulsion transverse. Les deux jets légers issus du W hadronique sont donc sélectionnés comme ceux reconstruisant la paire de jets de plus haut p_T, parmi les trois jets sélectionnés. De même que précédemment, la masse invariante de la paire choisie doit être dans la fenêtre de masse $[60, 110]$ GeV/c^2. Si aucune paire ne satisfait ce critère, l'événement est rejeté. Le jet issu du quark b est ensuite sélectionné en prenant le jet qui maximise l'impulsion transverse du quark top reconstruit. Le jet issu du quark b leptonique est sélectionné par critère de proximité avec le lepton sélectionné.

6.4.2.2 Performance de la méthode

Les performances de la méthode de maximisation d'impulsion transverse sont estimées sur les mêmes critères que pour la méthode de proximité topologique. Nous évaluons donc l'efficacité de sélection de la méthode et sa capacité à coupler les jets au bon objet. Le Tableau 6.1 présente les efficacités de sélection et d'identification et le Tableau 6.2, la fraction de jets perdus. La qualité d'appariement du quark top hadronique, présentée dans la section précédente, est de 92.2 %.

6.4.3 Reconstruction par analyse multivariable

6.4.3.1 Définition de la méthode

Les deux méthodes de reconstruction détaillées dans les sections précédentes se basent sur l'utilisation consécutive d'une à deux variables discriminantes de la signature $t\bar{t}$. Il existe plusieurs autres variables caractérisant l'événement qui peuvent discriminer les bonnes combinaisons de jets des autres. On peut citer, par exemple, l'énergie des jets, la distance angulaire entre le lepton sélectionné et le jet de b associé au quark b hadronique ainsi que la masse invariante des bosons W et

des quarks top reconstruits.

On peut utiliser des coupures successives utilisant ces variables discriminantes pour améliorer le choix de la bonne combinaison pour un lot donné. Il existe des méthodes qui utilisent simultanément le pouvoir discriminant de plusieurs variables afin de séparer deux lots d'événements. Ce sont les analyses multivariables. La méthode présentée dans cette section utilise les *arbres de décision boostés* (`BDT`), qui donne les meilleurs résultats parmi d'autres analyses multivariables [97].

Le principe est de définir pour chaque événement, toutes les combinaisons de quatre jets reconstruisants la paire de quarks top. La bonne combinaison, quand elle existe, est appelée *signal* et les mauvaises *bruit de fond combinatoire*. Le but est d'optimiser l'analyse `BDT` pour qu'à chaque événement elle sélectionne la bonne combinaison de jets et rejette les mauvaises.

6.4.3.2 Arbre de décision et arbres de décision boostés

Un arbre de décision est un système de classification binaire à arborescence. Sur le lot initial d'événements, la *racine*, une coupure discriminante est appliquée produisant deux branches, soit un lot d'événements satisfaisant la coupure et l'autre non. Une nouvelle coupure est appliquée à chacune de ces deux branches et la réponse oui/non induit une structure arborescente. Cette succession de coupures discriminantes est appliquée jusqu'à satisfaire un critère d'arrêt. Il peut s'agir d'une pureté minimale en signal ou en bruit de fond ou un nombre d'événements minimal. Les ramifications se terminent donc par des *feuilles*, c'est à dire des lots d'événements plus ou moins enrichis en signal. La Figure 6.2 illustre la structure arborescente obtenue par un arbre de décision.

Chaque feuille de l'arbre de décision est composée d'un lot d'événements ayant une pureté spécifique en signal. Plus la pureté d'une feuille est grande et plus l'analyse est discriminante. Afin d'améliorer les performances d'un arbre de décision, il existe une méthode permettant d'améliorer la pureté de chaque feuille en sortie d'analyse. Il s'agit de l'utilisation d'*arbres de décision boostés*. En poursuivant l'analogie de l'arbre, la méthode de l'arbre de décision boosté s'identifierait à une forêt d'arbres de décision. Le principe consiste à repondérer les événements mal classés par un seul arbre de décision. Par exemple, une *feuille* ayant une pureté en signal de 70 % verrait un poids spécifique appliqué aux 30 % de bruit de fond présent. Le lot d'événement total, ainsi repondéré, devient l'entrée d'un nouvel arbre de décision. La procédure est itérée jusqu'à obtenir une pureté seuil définie par l'utilisateur. L'utilisation de cette méthode permet d'améliorer grandement les performances de sélection des arbres de décision, ainsi que leur stabilité.

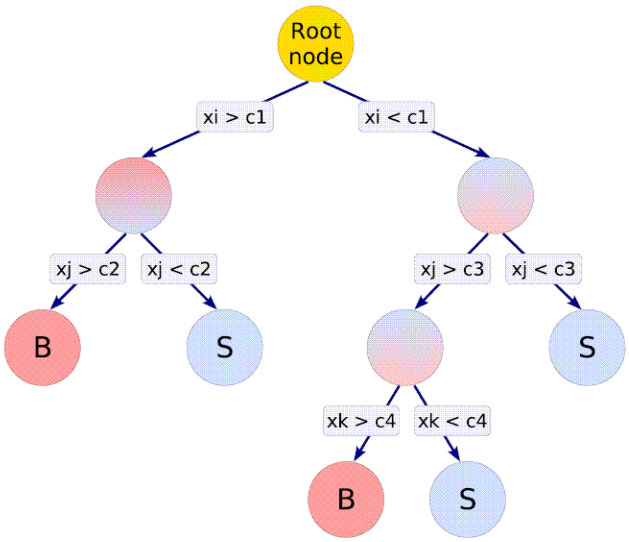


FIG. 6.2 – Structure arborescente des coupures successives obtenues en sortie d'analyse d'arbre de décision.

6.4.3.3 Principe de fonctionnement

Les analyses multivariables combinent le pouvoir discriminant de plusieurs variables caractéristiques. Afin d'être maîtrisées, elles nécessitent une utilisation rigoureuse.

La première étape consiste à sélectionner les variables discriminantes qui seront utilisées dans l'analyse `BDT`. Le nombre de variables utilisées dépend du nombre d'évenements étudiés. En effet, pour la description simultanée d'événements par trois variables discriminantes, il faut que chaque intervalle de cet espace à trois dimensions possède une statistique suffisante. Il est aussi nécessaire d'étudier la corrélation entre les différentes variables discriminantes. Les performances d'une analyse multivariable seront optimales si elles utilisent des variables non corrélées puisqu'aucune information ne sera redondante à travers deux variables.

Pour être applicable sur les événements de données, l'analyse d'arbres de décision boostés (`BDT`) nécessite une phase d'apprentissage sur simulation, les distributions des variables observées sur les données devant être bien reproduites par la simulation. Cette étape utilise les informations de la simulation pour déterminer quelles sont les bonnes et mauvaises combinaisons. Après la sélection par le premier arbre de décision, les événements mal reconstruits sont repondérés et le lot complet est injecté dans un nouvel arbre de décision. La taille de la forêt de décision permet de stabiliser le pouvoir discriminant des coupures développées et des poids à appliquer en fonction des propriétés cinématiques et topologiques de chaque combinaison étudiée. En fin d'apprentissage, l'analyse `BDT` renvoie la liste

des coupures consécutives à appliquer pour discriminer le signal du bruit de fond, il renvoie aussi la liste des poids à appliquer à chaque combinaison en fonction de ses propriétés. Cette étape s'effectue sur un lot d'événements de simulation dédié. Les poids de l'analyse étant développé sur cet échantillon, il ne pourra plus être utilisé dans la suite de l'étude, les performances obtenues étant artificiellement bonnes.

Les performances de l'analyse `BDT` se déterminent après entraînement, sur un lot de validation. Il s'agit d'un lot d'événements de simulation, différent du lot d'apprentissage, sur lesquels les poids et les coupures issus de l'apprentissage sont appliqués. L'analyse renvoie une *fonction de séparation* (f_s) qui correspond à la probabilité que chaque combinaison soit un signal ou un bruit de fond. La validation utilise les informations de la simulation uniquement pour déterminer les performances de l'analyse, c'est à dire le pouvoir discriminant de la fonction de séparation, à travers son efficacité à sélectionner la bonne combinaison par rapport au bruit de fond combinatoire.

Une fois les performances de l'analyse connues sur simulation, les poids peuvent être appliqués sur tout lot d'événements, données ou simulation, afin d'en sélectionner les bonnes combinaisons de jets reconstruisant la paire de quarks top. Cette analyse repose sur le fait que la simulation décrit bien les données physiques. Si un biais apparaît entre les deux, les performances de l'analyse `BDT` ne pourront être que dégradées.

6.4.3.4 Choix des variables discriminantes

Les variables présentant un pouvoir discriminant entre bonnes et mauvaises combinaisons sont listées ci-dessous, elles sont classées en 3 familles selon qu'elles concernent la partie hadronique du système $t\bar{t}$, la partie leptonique ou, en dernier cas, un mélange de produits de désintégration des deux quarks top. Elles ont été sélectionnées pour leur pouvoir discriminant et leur faible corrélation.

- ΔR_{jj} : Ouverture angulaire des deux jets légers reconstruisant le boson W hadronique.
- ΔR_{jjb} : Ouverture angulaire entre le boson W reconstruit et le jet de b hadronique.
- m_{jj} : Masse invariante des deux jets légers reconstruisant le boson W hadronique.
- m_{jjbl} : Masse invariante des deux jets légers reconstruisant le boson W hadronique et du jet de b leptonique.
- m_{lbl} : Masse invariante du lepton sélectionné et du jet de b leptonique.
- p_{Tjj} : Impulsion transverse des deux jets reconstruisant le boson W hadronique.
- p_{Ttop} : Impulsion transverse des trois jets reconstruisant le quark top hadronique.

- $p_{Tt\bar{t}}$: Impulsion transverse du système $t\bar{t}$ reconstruit.
- E_b : Energie du jet de b hadronique.
- $\mathtt{Rm_{top}}$: Rapport entre la masse invariante du top hadronique et du top leptonique reconstruites.
- `IsInTopHad` : Paramètre binaire indiquant si la masse invariante du quark top hadronique reconstruit est dans une fenêtre de masse de 5 fois la résolution sur la masse du top, centrée sur la moyenne mondiale de la mesure de m_{top}.

Le pouvoir discriminant de plusieurs variables peut être conjugué en une seule en utilisant par exemple le rapport entre deux des paramètres cités. Les variables combinées utilisées dans notre analyse sont listées ici : $\Delta R_{jj}/p_{Tjj}$, $\Delta R_{jjb}/p_{Ttop}$, m_{jj}, m_{jjbl}, m_{lbl}, E_b, $\mathtt{Rm_{top}}$, $p_{Tt\bar{t}}$ et `IsInTopHad`.

Ces paramètres sont calculés pour chaque combinaison de jets possible par événement et chaque combinaison correspond à une entrée dans l'analyse `BDT`. Le pouvoir discriminant des variables décrites est présenté dans les Figures 6.3 à 6.7. La corrélation entre ces variables est présentée dans la Figure 6.11.

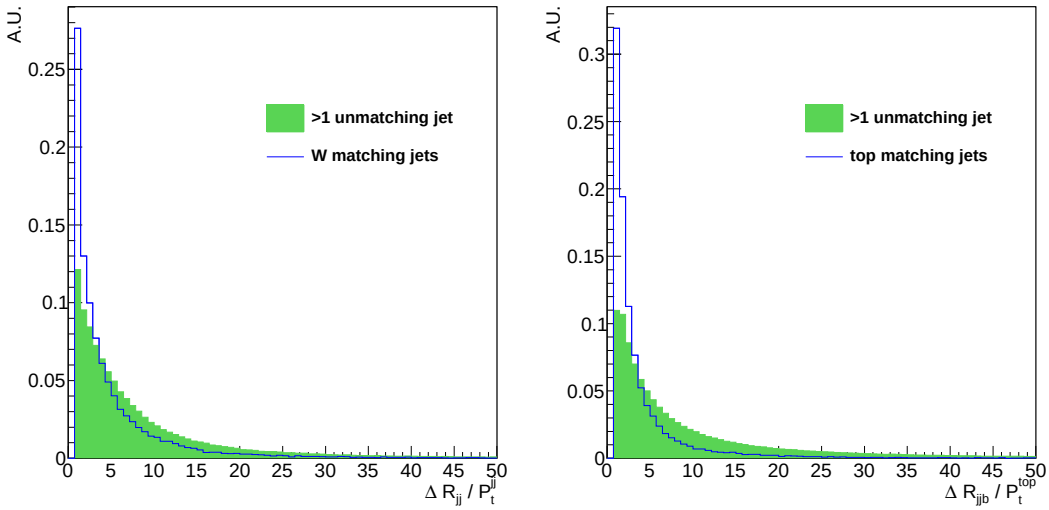


FIG. 6.3 – A gauche : Rapport de la distance angulaire entre les deux jets issus du boson W hadronique et l'impulsion transverse de ces deux jets, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises. A droite : Rapport de la distance angulaire entre le boson W reconstruit et le jet de b issu du quark top hadronique et l'impulsion transverse des trois jets issus du quark top hadronique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises.

Les Figures 6.8 à 6.10 présentent les comparaisons entre simulation et données des variables discriminantes utilisées en entrée des arbres de décision boostés après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation.

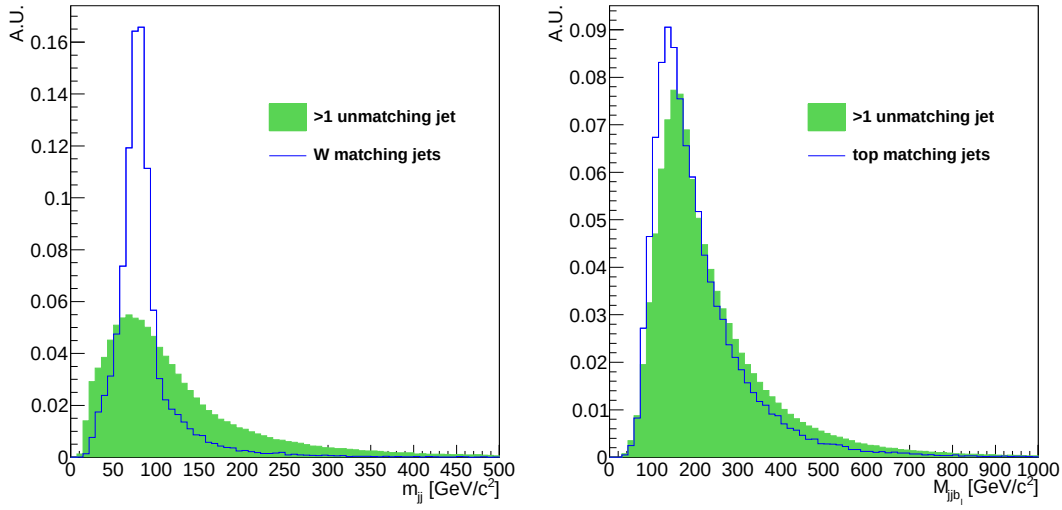


FIG. 6.4 – A gauche : Masse invariante des deux jets issus du boson W hadronique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises. A droite : Masse invariante des deux jets issus du boson W hadronique et du jet de b issu du quark top leptonique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises.

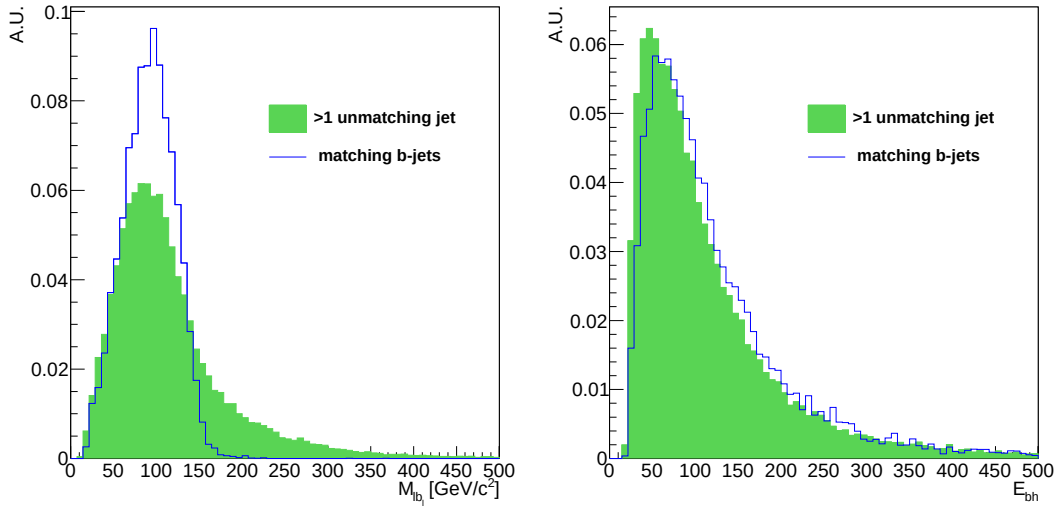


FIG. 6.5 – A gauche : Masse invariante du lepton et du jet de b issus du quark top leptonique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises. A droite : Energie du jet de b issu du quark top hadronique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises.

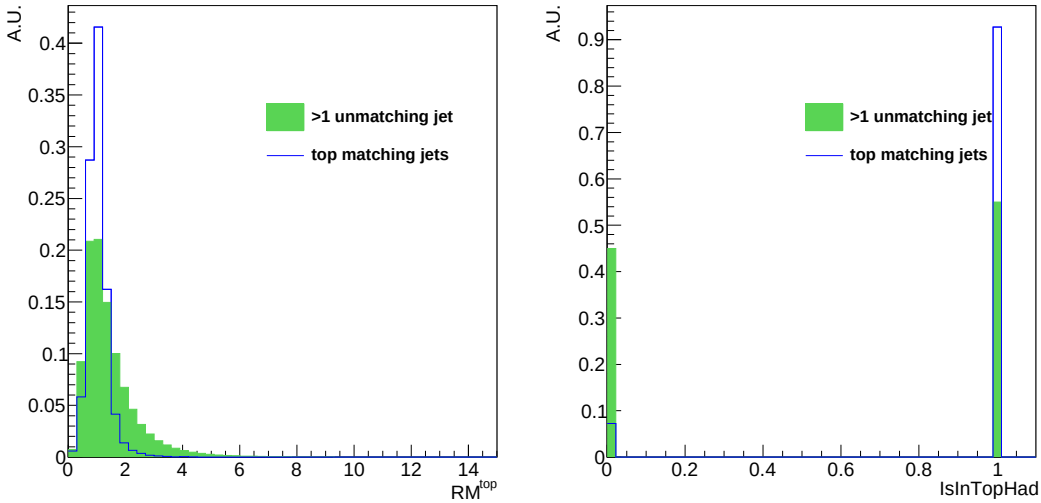


FIG. 6.6 – A gauche : Rapport des masses invariantes du quark top hadronique et du quark top leptonique, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises. A droite : Paramètre binaire indiquant si la masse invariante du quark top hadronique reconstruit est dans une fenêtre de masse de 5 fois la résolution sur la masse du top, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises.

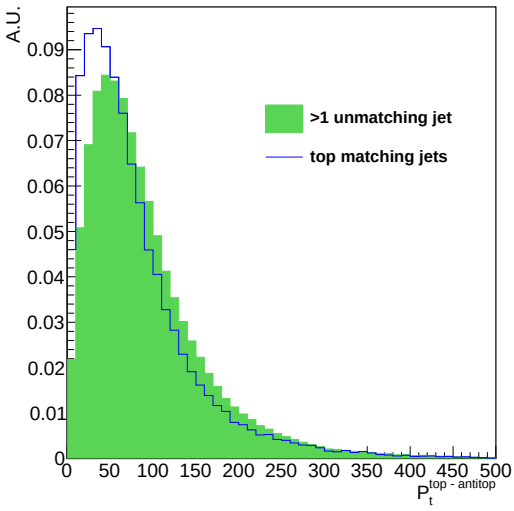


FIG. 6.7 – Impulsion transverse du système $t\bar{t}$ reconstruit, en blanc pour les bonnes combinaisons et en vert pour les mauvaises.

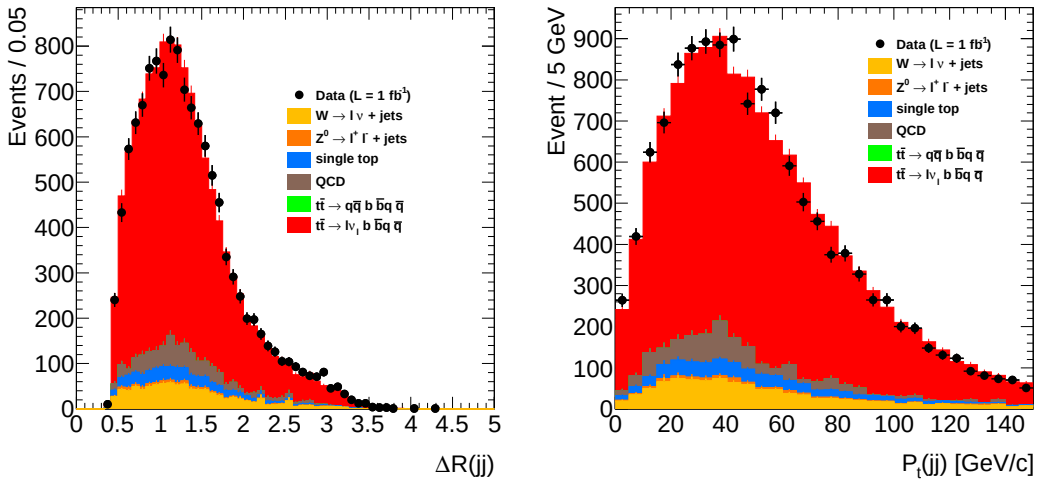


FIG. 6.8 – A gauche : Distance angulaire entre les deux jets reconstruisant le boson W après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation. A droite : Impulsion transverse du boson W hadronique reconstruit après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation.

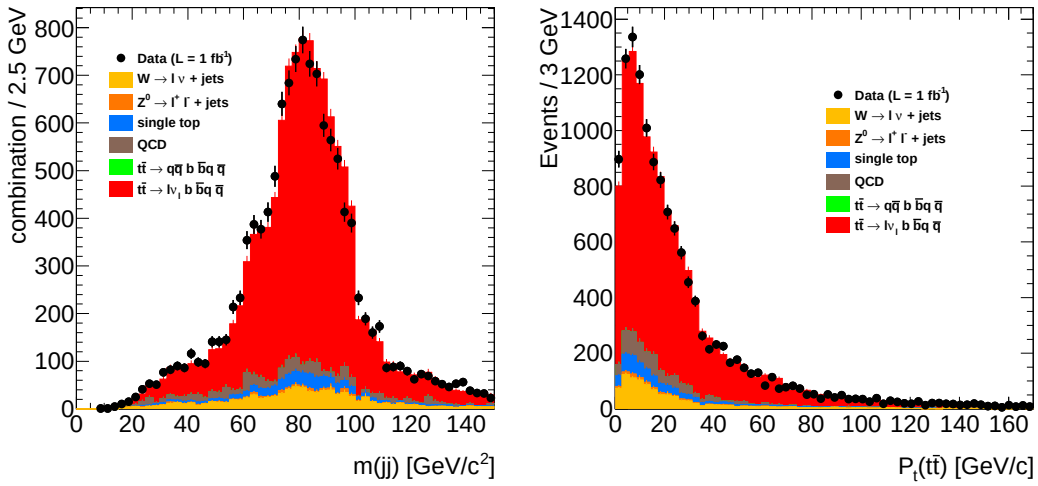


FIG. 6.9 – A gauche : Masse invariante du boson W hadronique reconstruit après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation. A droite : Impulsion transverse du système $t\bar{t}$ après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation

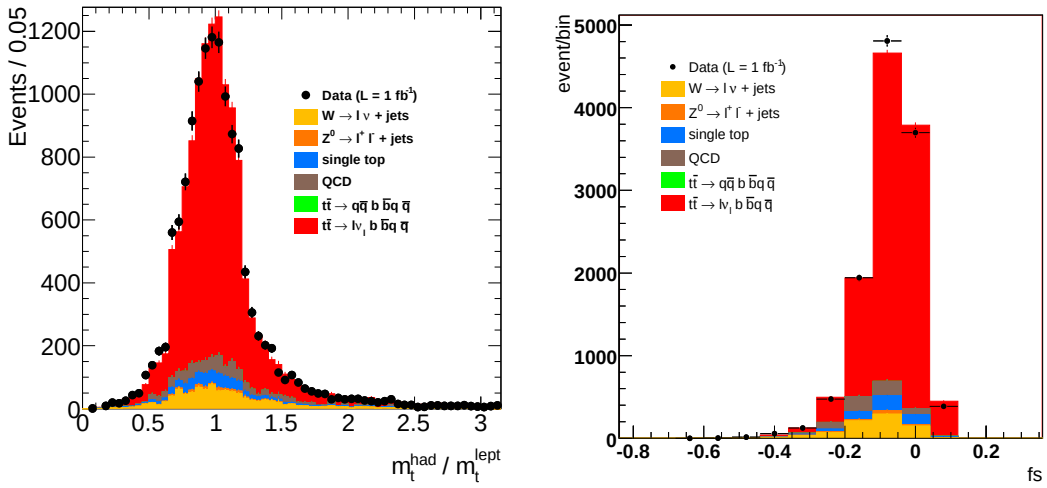


FIG. 6.10 – A gauche : Rapport des masses invariantes du quark top hadronique et du quark top leptonique après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation. A droite : Distribution de la fonction de séparation après sélection de la meilleure combinaison par la fonction de séparation

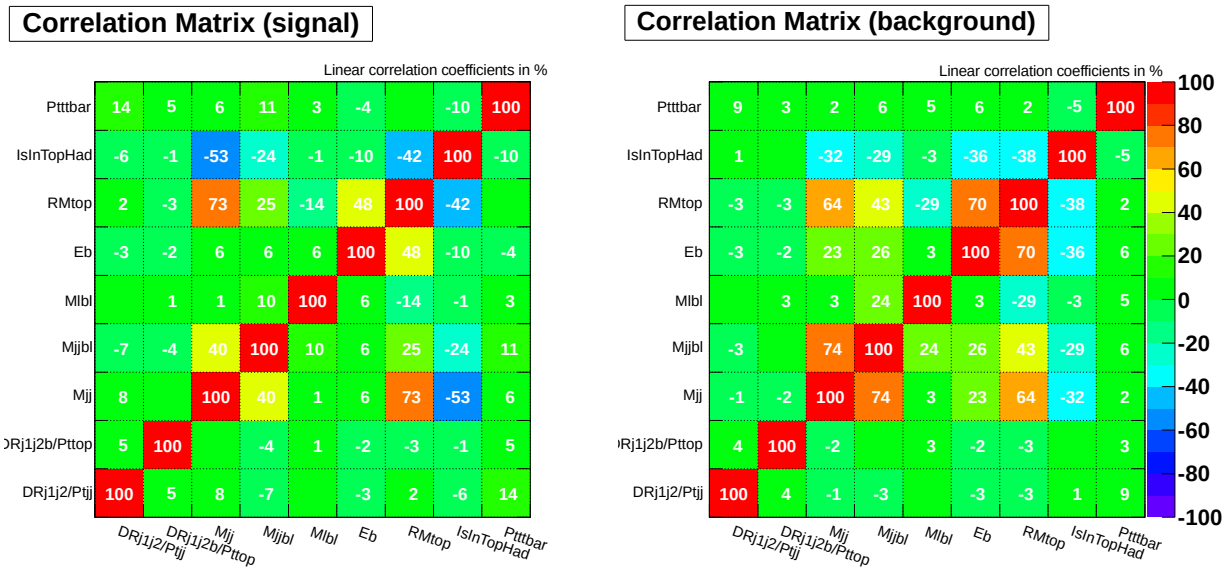


FIG. 6.11 – Corrélations entre les variables discriminantes utilisées par la méthode BDT, à gauche pour les bonnes combinaisons de jets et à droite pour les mauvaises.

6.4.3.5 Apprentissage de l'analyse BDT

La topologie et la cinématique de chaque événement top peut changer en fonction de l'hypothèse de masse du quark top. Pour que l'analyse BDT puisse discriminer les bonnes reconstructions sur tout une gamme de masse de quarks top, le lot d'apprentissage a été développé en utilisant des événements simulés à différentes hypothèses de m_{top} dans une gamme : $[160, 190]$ GeV/c^2. Pour chaque événement, toutes les combinaisons de jets possibles sont évaluées. Les variables discriminantes sont calculées et l'apprentissage du BDT est lancé. Le nombre d'arbre dans la forêt est imposé à 400 pour assurer une bonne convergence de l'analyse et la pureté minimale en signal demandée dans chaque feuille est de 60 %.

L'étape de validation détermine les performances de l'analyse BDT, la fonction de séparation, f_s, obtenue est présentée dans la Figure 6.12. Elle présente également le pouvoir discriminant de la fonction entre signal et bruit de fond combinatoire.

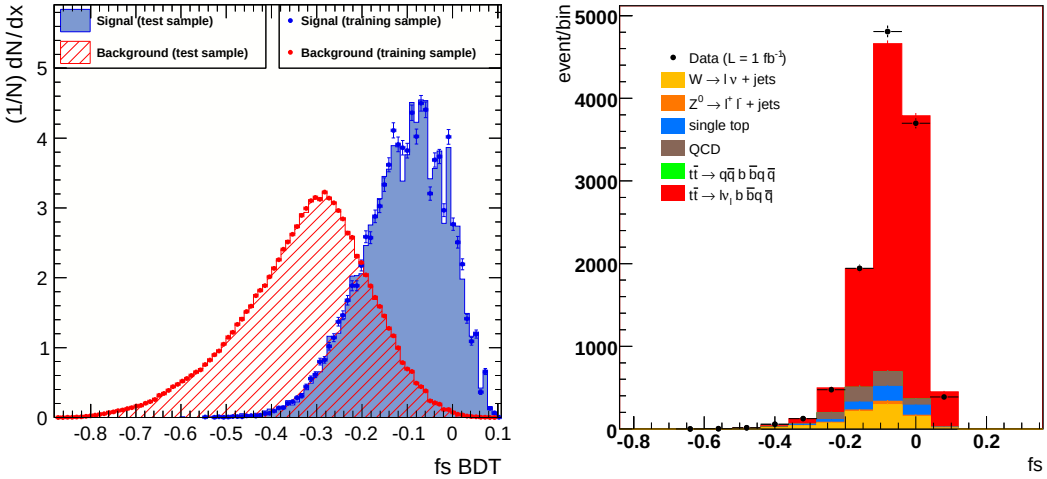


FIG. 6.12 – A gauche : Fonction de séparation obtenue en sortie d'apprentissage et de validation. Les bonnes combinaisons sont représentées en bleu et les mauvaises en rouge. A droite : Comparaison de la fonction de séparation entre les données et la simulation après sélection de la meilleure combinaison par événement.

6.4.3.6 Application aux données et sélection de la meilleure reconstruction

L'analyse BDT est ensuite appliquée aux données enregistrées par ATLAS. Pour chaque événement, chaque combinaison de quatre jets se voit attribuer un poids, issu de la fonction de séparation.

La meilleure combinaison de jets par événement est sélectionnée comme étant celle ayant la valeur de f_s la plus grande, c'est à dire la plus compatible avec les propriétés d'une combinaison signal. La Figure 6.12 présente la comparaison entre la fonction de séparation observée après validation de la méthode et celle observée sur les données après sélection de la meilleure combinaison. On observe un bon accord entre les deux montrant que les performances de l'analyse BDT ont été correctement estimées. Les distributions de masse du quark top hadronique et leptonique obtenues sont présentées dans la Figure 6.13.

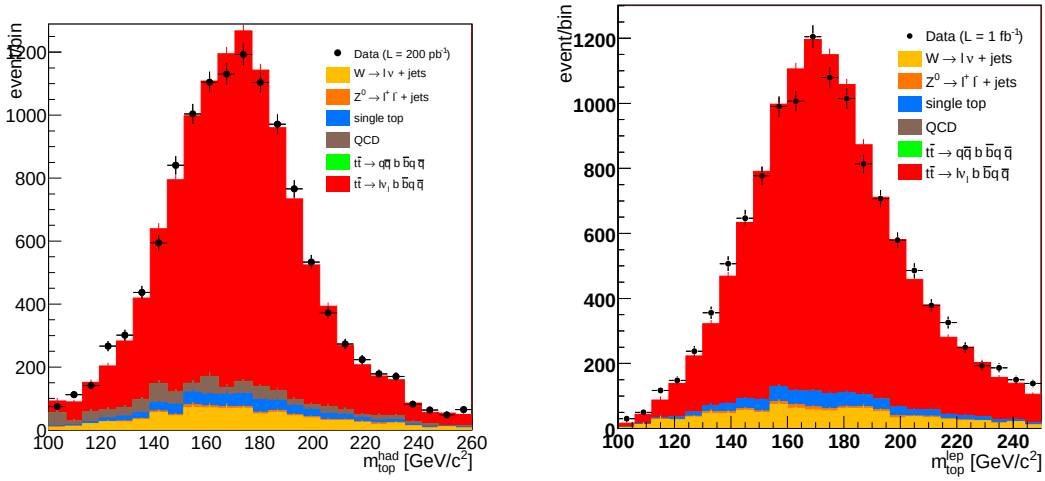


FIG. 6.13 – Distribution de la masse invariante du quark top hadronique calibrée au jets légers, pour la méthode de reconstruction BDT, à gauche et pour le quark top leptonique à droite.

6.4.3.7 Performance de la reconstruction par analyse BDT

La performance de la reconstruction sera quantifiée par :

- l'efficacité de la reconstruction,
- la stabilité de l'efficacité de la reconstruction en fonction de la masse du quark top,
- la forme du bruit de fond combinatoire et du bruit de fond physique sur le spectre en masse invariante du triplet de jets reconstruisant le quark top hadronique. Cette forme aura un impact sur la résolution et les systématiques associées. Cet aspect est traité dans les chapitres 8 et 9.

L'efficacité de reconstruction du top hadronique, c'est à dire la fraction d'événements reconstructibles pour lesquels les trois jets associés au quark top hadronique ont été sélectionnés indépendamment de leur ordre, est donnée dans le Tableau 6.1. L'efficacité de sélection des jets en fonction de leur saveur y est également donnée.

Le Tableau 6.2 présente la configuration des jets perdus par la méthode de reconstruction. On observe que les jets sont correctement appariés du côté hadronique dans 43.6 % des cas et 46.7 % du côté leptonique. Tous les jets sont mal appariés du côté hadronique dans 2.11 % des cas. Quand tous les jets du côté hadronique ont été bien sélectionnés, la qualité d'appariement est de 92 %

La Figure 6.14, gauche, présente l'évolution de l'efficacité de sélection des jets du quark top hadronique en fonction de la l'hypothèse de masse. On voit que l'efficacité reste stable autour d'une valeur de 50.5 %. L'utilisation d'événements générés aux différents points de masses du quark top a permis de rendre l'analyse indépendante de l'hypothèse de masse et maintient ses performances pour toute la gamme de masse de quarks top envisagée. La Figure présente également l'évolution de l'efficacité de sélection des jets par la méthode de proximité topologique. Les deux évolutions suivent la même tendance et la méthode `BDT` a systématiquement une efficacité de sélection 15 % supérieure à la méthode de proximité topologique. La Figure 6.14, droite, présente la différence entre l'efficacité de sélection des jets pour les canaux électron et muon. Pour tous les points de masses, la différence est compatible avec 0, l'efficacité de sélection est donc la même pour les deux canaux d'étude.

6.5 Conclusion

Deux méthodes de reconstruction simples de quark top ont été testées. L'une utilisant uniquement des critères topologiques, l'autre se basant les impulsions des produits de désintégration. Pour chaque méthode, l'efficacité de reconstruction des quarks top hadroniques et leptoniques est d'environ 35 %.

La reconstruction par analyse multivariable tire partie de multiples informations pour sélectionner les jets qui serviront à la reconstruction du système $t\bar{t}$: distributions angulaires, énergies, masses invariantes.

Cette reconstruction permet d'augmenter l'efficacité de reconstruction de manière significative. Celle-ci est de 52% avec une méthode optimisée sur un grand intervalle de masse du quark top. Ce critère assure que la reconstruction par `BDT` ne biaisera pas ou ne dégradera pas la précision sur la mesure du quark top en sélectionnant des jets de masse invariante proche de la masse de référence du `BDT`.

L'optimisation du `BDT` sur une hypothèse unique de masse de quark top, est possible pour des analyses de données où cette masse est supposée connue. Dans une telle configuration, l'efficacité de reconstruction de cet outil est supérieure à 65%.

La reconstruction `BDT` sera exploitée dans les chapitres suivants.

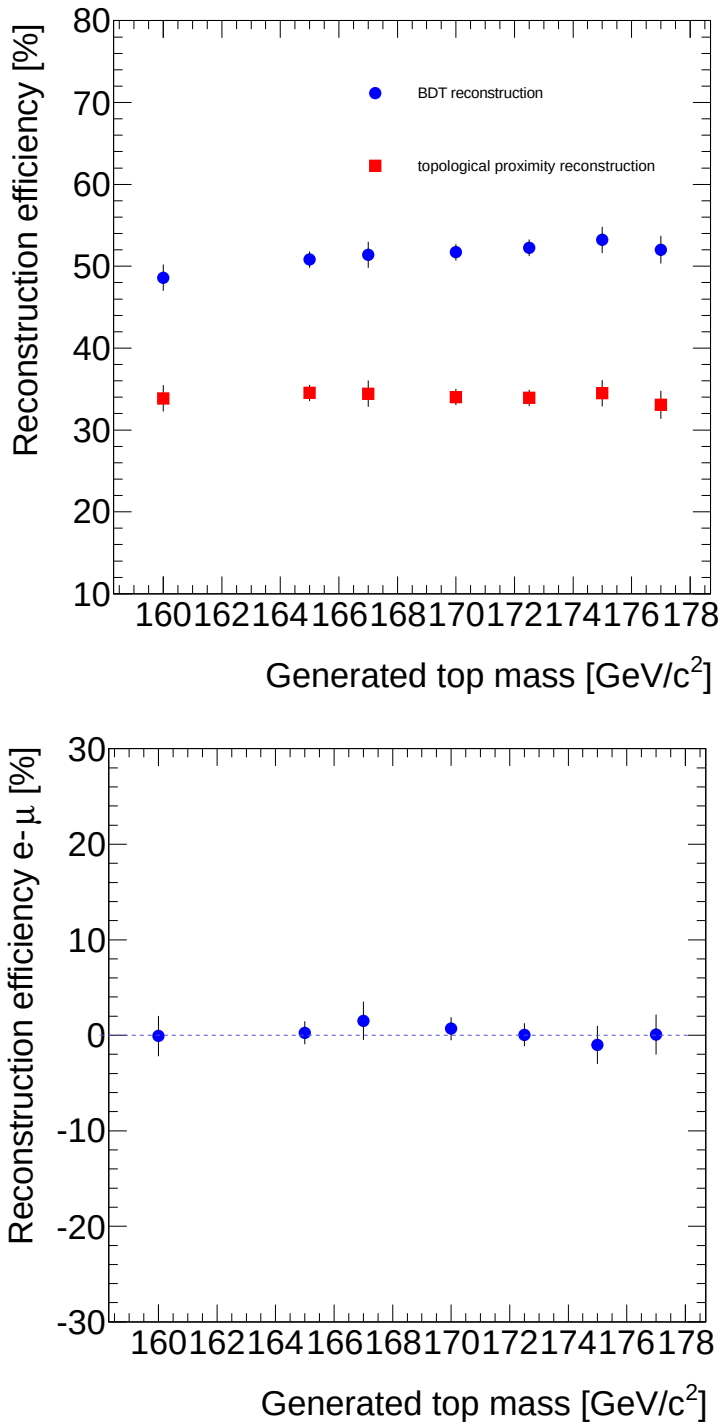


FIG. 6.14 – En haut : Stabilité de la reconstruction BDT pour différentes hypothèses de masses de quark top. En bas : Différence des efficacités de reconstruction de BDT entre les canaux électron et muon.

Chapitre 7

Calibration des jets légers à l'échelle partonique

7.1 Introduction

La masse du quark top est mesurée en calculant la masse invariante de ses produits de désintégration. Les jets issus de cette désintégration, mesurés dans le détecteur, doivent avoir un quadri-moment mesuré équivalent à celui du parton initiateur. L'incertitude sur ce quadri-moment mesuré dépend de la résolution du détecteur sur les mesures de l'angle d'émission et de l'énergie, l'incertitude dominante étant celle liée à la mesure de l'énergie.

Les calorimètres doivent être étalonnés en énergie. Le coefficient global de l'étalonnage est appelé échelle en énergie des jets. Il est fonction de l'énergie du jet et de sa direction (essentiellement en η). Ce coefficient est a priori différent de 1. Ceci est dû au fait que, premièrement, l'algorithme de reconstruction des jets, peut ne pas associer correctement les dépôts d'énergie d'un parton à un jet. Une deuxième cause peut être la présence de zones non instrumentées, de bruit électronique, d'une non linéarité ou d'une non compensation du détecteur.

Dans ATLAS, l'étalonnage a pour but de rendre l'énergie des jets *calorimétriques* en moyenne égale à celles des jets de particules [98]. Les jets de particules sont des objets définis uniquement au niveau de la simulation, où l'algorithme de jet est exécuté avec comme point de départ les particules issues de la fragmentation du jet. Pour remonter au parton initiateur, il faut en plus tenir compte des effets d'empilement, des événements sous-jacents et des radiations dans l'état final. Cet étalonnage ne peut se réaliser qu'à partir des données elles-mêmes.

La Figure 7.1 montre l'évolution de la différence entre l'énergie reconstruite des jets légers et celle du parton en fonction de l'énergie reconstruite. La déviation observée correspond au facteur à appliquer sur les jets reconstruits pour remonter à l'énergie partonique. Pour déterminer l'étalonnage des jets légers, nous allons utiliser le fait que la masse du boson W est connue avec une très grande précision, de l'ordre de 30 MeV/c^2 [99]. Si l'on considère la désintégration hadronique de ce boson W en deux quarks, la masse invariante des deux jets issus de cette désintégration doit piquer sur la valeur de la masse `PDG`[1] du boson W. L'étalonnage

[1] La mesure `PDG` correspond à la moyenne mondiale enregistrée par le `Particle Data Group`

que nous allons faire est un étalonnage des partons aux jets, noté $\alpha_l = \frac{m_W^{PDG}}{m_W^{reco}}$. Il incluera les effets non pris en compte lors de l'étalonnage aux jets de particules mais aussi les possibles biais dans l'étalonnage aux jets de particules. Il est nécessaire de disposer d'un lot très pur de désintégrations hadroniques de bosons W et d'un algorithme qui permette de coupler correctement les deux jets issus du boson W parmi tous les jets présents dans l'événement.

Nous allons réaliser une mesure *in situ* du rapport entre $\alpha_l^{data} = \frac{m_W^{PDG}}{m_W^{data}}$, mesuré sur les données, et $\alpha_l^{MC} = \frac{m_W^{PDG}}{m_W^{MC}}$, estimé sur simulation, en comparant la distribution de masse invariante du boson W observée sur les données à celle attendue sur simulation. Le lot de bosons W sera sélectionné à partir du lot d'événements top semileptoniques de notre étude. Le rapport $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ permet de quantifier la qualité de la simulation et donne le facteur à appliquer aux jets simulés pour rendre compte des données. La Figure 7.2 illustre le lien qui existe entre α_l^{MC}, α_l^{data} et $\alpha_l^{MC} - \alpha_l^{data}$.

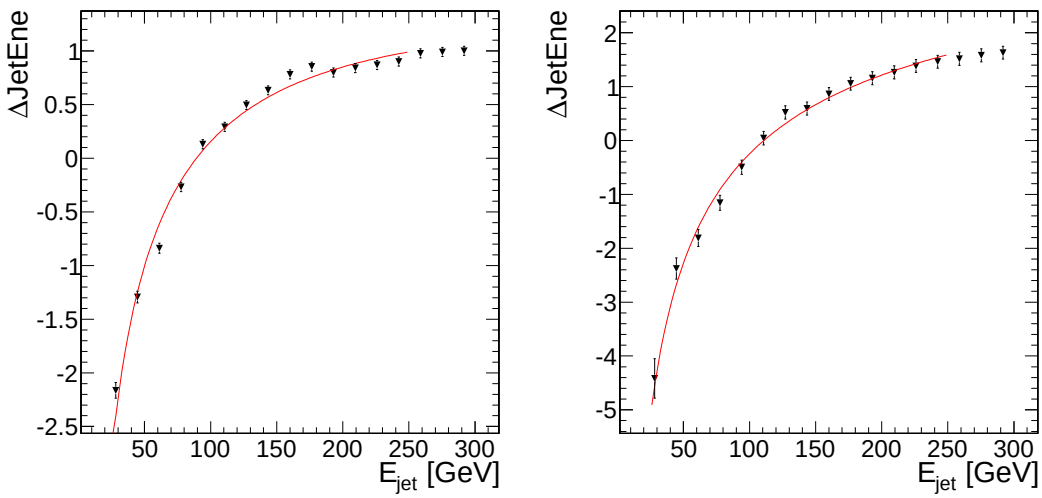


FIG. 7.1 – Différence en GeV entre l'énergie reconstruite des jets légers dans la zone $\eta < 0.9$ (gauche) et $0.9 < \eta < 1.6$ (droite) et l'énergie des quarks associés issus de la désintégration du W dans les événements top. La différence est exprimée en fonction de l'énergie reconstruite.

7.2 Reconstruction du boson W

Dans cette étape, nous allons isoler un échantillon d'événements enrichi en bosons W. L'algorithme de reconstruction a été développé pour maximiser l'efficacité de sélection des paires de jets issus de bosons W. D'autre part, l'algorithme choisi ne doit pas induire artificiellement une structure sous le pic en masse du boson W dans la distribution de masse invariante des bruits de fond. Une distribution

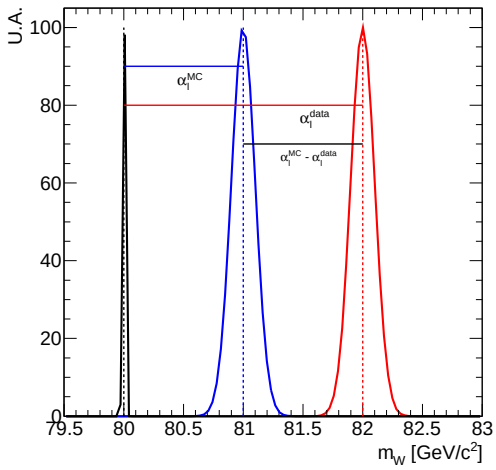


FIG. 7.2 – Relation entre α_l^{MC}, α_l^{data} et $\alpha_l^{MC} - \alpha_l^{data}$, en fonction de la masse du boson W.

de bruit de fond linéaire sera favorisée car permettant une meilleure estimation de la masse reconstruite du boson W. La méthode de proximité topologique est utilisée pour sélectionner les deux jets issus du boson W. Pour chaque événement, on reconstruit les candidats W à partir de la paire de jets ayant la plus petite distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta + \Delta\phi^2}$ et vérifiant $|m_{jj} - m_W^{MC}| < 4\sigma_W$ où m_W^{MC} et σ_W sont respectivement la masse et la résolution attendues. Elles sont extraites de la simulation. Cette large fenêtre en masse n'affecte pas le pic de masse reconstruit et seuls 3 % des W sont éliminés par cette coupure. Pour purifier notre échantillon, une coupure supplémentaire est appliquée sur la multiplicité de jets demandant qu'un événement ne contienne pas plus de 6 jets ayant un $p_T > 20$ GeV.

La simulation est utilisée pour vérifier la qualité avec laquelle l'algorithme est capable d'associer en paires les jets provenants d'un même boson W. Un boson W est dit reconstructible si la collection de jets de l'événement contient les deux jets associés à ce W d'après la simulation. Une bonne combinaison correspond à une paire de jets dont chacun des jets est issu du même boson W. L'efficacité de reconstruction est définie comme la fraction de W reconstructibles pour lesquels les jets associés sont bien sélectionnés par la méthode de reconstruction.

Les deux meilleures combinaisons de jets par événement sont utilisées dans cette analyse. Ceci permet d'augmenter la fraction de W bien reconstruits de 42.2 % à 60.2 %. Il a été vérifié que l'utilisation de deux masses par événement ne biaise pas la précision statistique du fait de la corrélation existante entre ces deux masses (puisqu'utilisant des jets communs). Cette corrélation a été évaluée sur simulation Monte Carlo à une valeur inférieure à 2 %. Ce résultat était attendu puisque, pour chaque événement, une seule combinaison peut correspondre au vrai boson W. La

bonne reconstruction du boson W n'est donc utilisée, au mieux, qu'une seule fois par événement dans l'analyse.

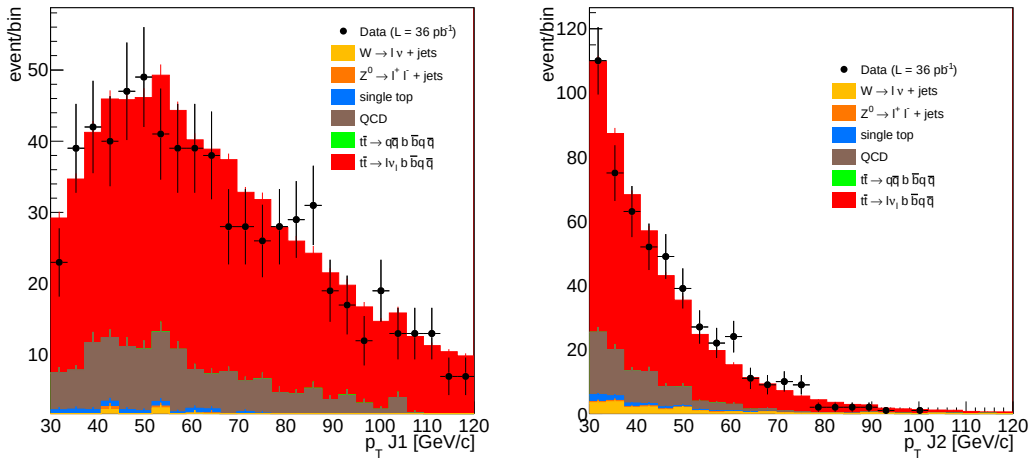


FIG. 7.3 – Distribution de l'impulsion transverse du premier jet sélectionné (gauche) et du deuxième jet sélectionné (droite) en utilisant la reconstruction dédiée pour le boson W pour les données enregistrées en 2010. Les contributions de la simulation sont montrées en différentes couleurs.

Le spectre de l'impulsion transverse des jets sélectionnés est montré sur les Figures 7.3 et 7.4, respectivement pour les données enregistrées en 2010 et 2011 et comparé à la simulation. La collection de jets étant ordonnée en p_T, les distributions du premier et deuxième jets sont différentes. La valeur absolue de la différence d'impulsion transverse entre les deux jets issus du boson W hadronique est montrée sur la Figure 7.5.
Les Figures 7.6 et 7.7 représentent la distribution du paramètre η des jets sélectionnés. Plus de 50 % des jets ont un $|\eta| < 1.5$. La différence de η entre les deux jets sélectionnés est représenté sur la Figure 7.5.
La distance ΔR entre les deux jets reconstruisants le boson W est illustrée en Figure 7.8, on voit que la distance moyenne entre deux jets est de 1.2.
La masse invariante des paires de jets sélectionnés est présentée sur la Figure 7.9, le pic gaussien du signal, événements bien reconstruits, se superpose aux bruits de fonds physiques et combinatoires. On note un bon accord entre la simulation et les données pour chacune de ces distributions.

7.3 Méthodes d'extraction de la calibration des jets légers à l'échelle partonique

L'échantillon de W reconstruits avec la méthode décrite précédemment est utilisé pour mesurer un rapport $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ moyen. Dans un premier temps, nous ne distinguerons

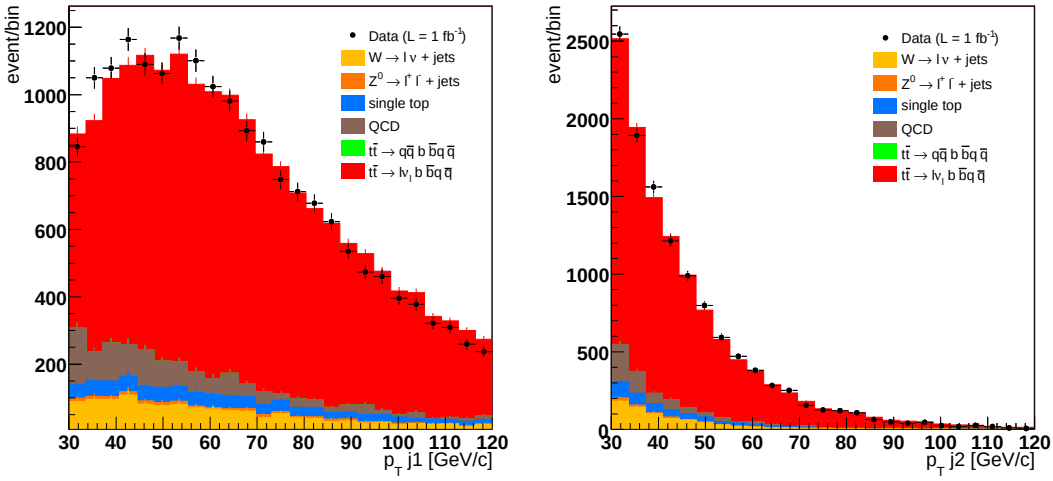


FIG. 7.4 – Distribution de l'impulsion transverse du premier jet sélectionné (gauche) et du deuxième jet sélectionné (droite) en utilisant la reconstruction dédiée pour le boson W pour les données enregistrées en 2011.

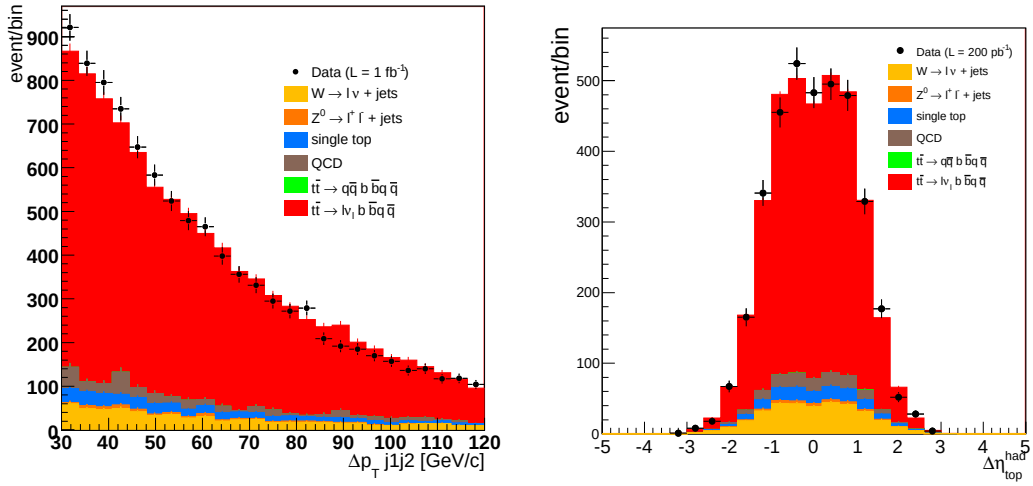


FIG. 7.5 – Distribution de la différence d'impulsion transverse entre les deux jets sélectionnés (gauche) et de la différence de η entre les deux jets sélectionnés (droite).

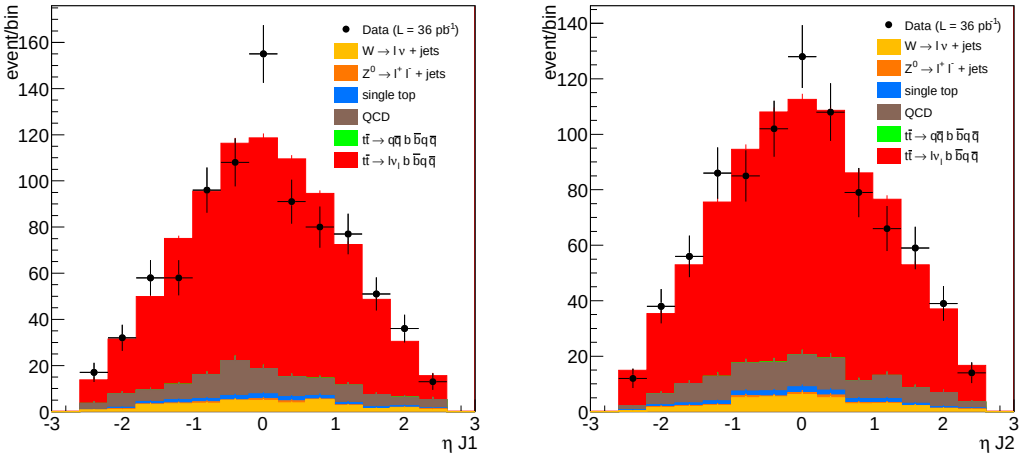


FIG. 7.6 – Distribution du paramètre η du premier jet sélectionné (gauche) et du deuxième jet sélectionné (droite) en utilisant la reconstruction dédiée pour le boson W pour les données enregistrées en 2010.

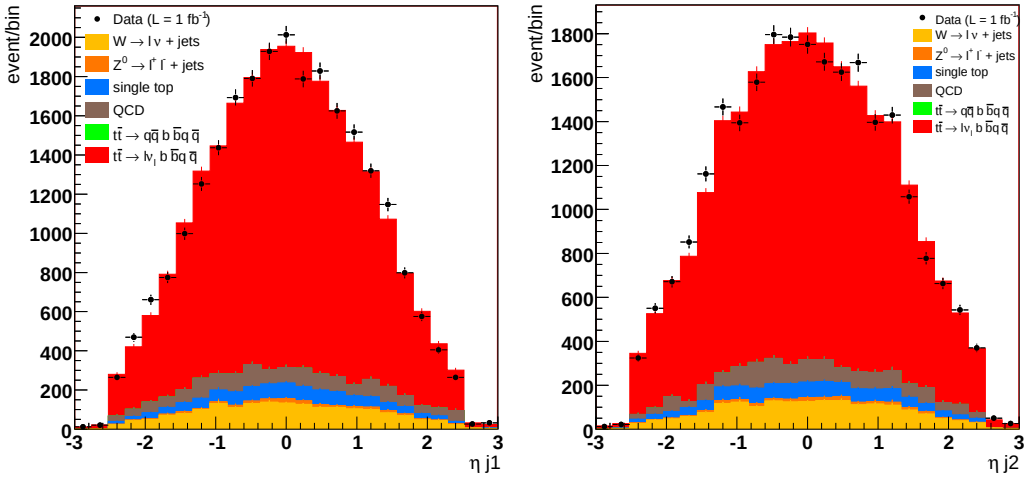


FIG. 7.7 – Distribution du paramètre η du premier jet sélectionné (gauche) et du deuxième jet sélectionné (droite) en utilisant la reconstruction dédiée pour le boson W pour les données enregistrées en 2011.

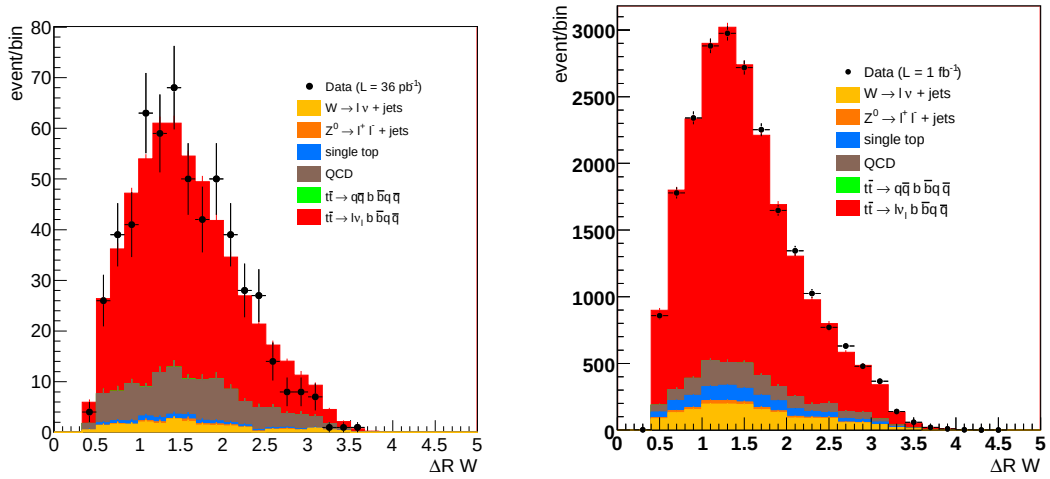


FIG. 7.8 – Distribution de la distance ΔR entre les deux jets sélectionnés pour les données et la simulation Monte Carlo, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011)

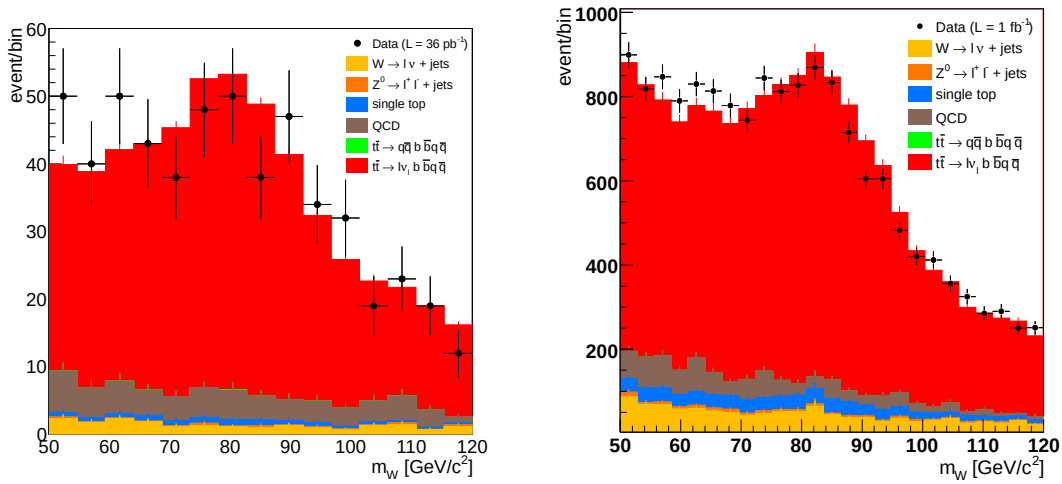


FIG. 7.9 – Distribution de la masse invariante des paires de jets sélectionnés pour les données et la simulation Monte Carlo, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011

pas les jets par leur η ou leur impulsion transverse.
Deux méthodes sont étudiées. La première méthode, dite du **pic de masse**, repose sur la mesure de la position du pic de masse du W et permet d'obtenir directement le paramètre α_l sur les données ou la simulation. La deuxième méthode, basée sur des **templates**, utilise les différentes distributions Monte Carlo obtenues en variant α_l^{MC}.

La principale différence entre ces deux approches est que, dans la première méthode, le bruit de fond et la largeur de la masse du W sont des paramètres libres alors que, dans la deuxième méthode, $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ est le seul paramètre libre.

Les deux prochaines sections vont détailler les principes de chaque méthode et la section suivante présentera les résultats.

7.3.1 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ moyen par la méthode du pic de masse

7.3.1.1 Modélisation du bruit de fond

Le bruit de fond a deux contributions : physique et combinatoire. Le bruit de fond physique est dominé par les processus $W+jets$, $Z+jets$, dibosons et multijet. La production de top célibataire et de paires de top tout hadronique contribuent à un degré moindre. Le bruit de fond combinatoire est formé de toutes les mauvaises combinaisons de jets dans les événements semileptoniques.

La Figure 7.10 montre les bruits de fond combinatoire et physique dans la simulation. Les deux distributions sont très semblables. Les deux types de bruits de fond seront donc modélisés ensemble par une fonction linéaire, $B(m_W)$ comme illustré sur la Figure 7.11. La fonction est définie dans une fenêtre en masse de boson W de 60 GeV/c^2 à 110 GeV/c^2. Les paramètres correspondants obtenus avec et sans les différents bruits de fond physiques sont donnés dans le Tableau 7.1.

Méthode	Echantillon	ordonnée à l'origine [evts]	pente [evts/GeV/c^2]
Monte Carlo vrai bruit de fond	Bdf combinatoire	0.102 ± 0.002	$-6.2\ 10^{-4} \pm 0.2\ 10^{-4}$
	Comb. + tout sauf QCD	0.100 ± 0.002	$-5.7\ 10^{-4} \pm 0.3\ 10^{-4}$
	Comb. + tout bdf	0.101 ± 0.002	$-5.6\ 10^{-4} \pm 0.3\ 10^{-4}$

TAB. 7.1 – Paramètres normalisés de la forme du bruit de fond modélisé par une fonction linéaire. Les paramètres sont normalisés afin d'obtenir une intégrale à un événement.

7.3.1.2 Méthode d'extraction

La méthode dite du pic de masse repose sur la mesure de la position du pic de masse du W. Elle permet d'obtenir directement le paramètre α_l sur données. La distribution de masse du W est paramétrée par la somme d'une gaussienne et d'une fonction linéaire, $B(m_W)$. Cette fonction est détaillée dans la Section 7.3.1.1. La fonction de modélisation est alors :

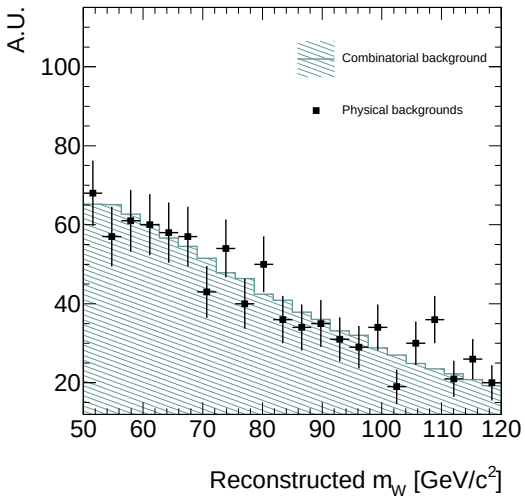


FIG. 7.10 – Distribution du bruit de fond combinatoire et bruit de fond physique montrant la compatibilité des deux types de bruit de fond par une même modélisation.

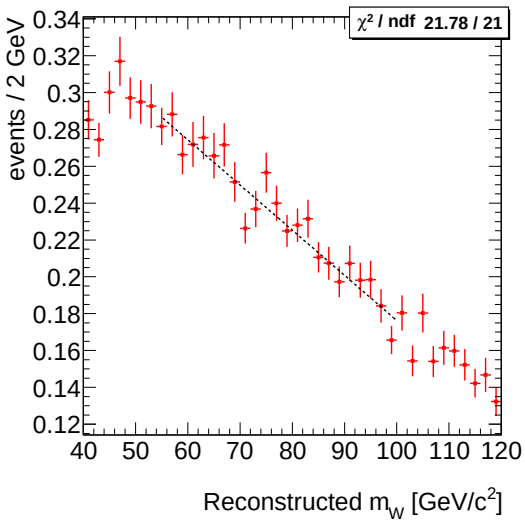


FIG. 7.11 – Modélisation du bruit de fond (combinatoire et physique) par une fonction linéaire

$$F(m_W) = N \times (f_s \times Gauss\,(\bar{m}_W, \sigma_W, m_W) + (1 - f_s) \times B(m_W)) \tag{7.1}$$

N est le nombre d'événements observés. La Gaussienne est une gaussienne normalisée paramétrisant la partie signal de la distribution. f_s est la fraction de signal dans les événements et $B(m_W)$ est la fonction linéaire paramétrée par la distribution du bruit de fond. Les trois paramètres libres sont f_s, m_W et σ_W.

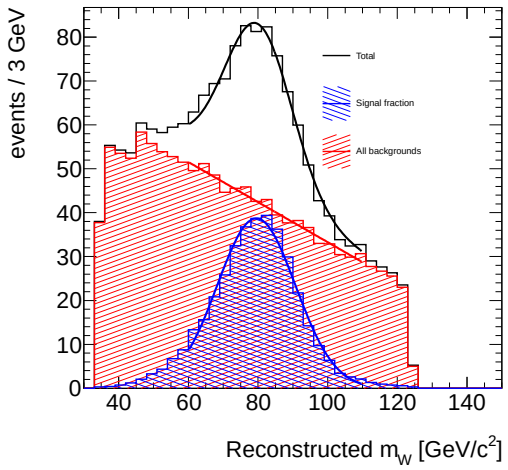


FIG. 7.12 – Modélisation de la distribution de m_W sur la simulation : la masse reconstruite du boson W est modélisée par la Fonction (7.1). L'histogramme bleu correspond au signal et le rouge est la somme des bruits de fond combinatoires et physiques. Les courbes correspondent au résultat de la modélisation.

La Figure 7.12 montre le résultat de la modélisation sur une pseudo expérience. Les résultats sont détaillés dans le Tableau 7.2. La fraction de bosons W bien reconstruits est de (29 ± 3) %, ce qui est compatible avec l'efficacité de reconstruction présentée dans le Chapitre 6.

	m_W	σ_W	f_s
Pseudo expérience sur simulation	(80.20 ± 0.24) GeV/c^2	(9.60 ± 0.41) GeV/c^2	0.29 ± 0.03

TAB. 7.2 – Paramètres ajustés de m_W, σ_W et f_s sur simulation pour la méthode du pic de masse. La modélisation est composée d'un pic gaussien de signal pur et d'une contribution des différents bruits de fond linéaire. f_s représente la contribution du signal d'après la simulation.

Cette méthode suppose que la distribution de bruits de fond simulés par le Monte Carlo est correcte. Une incertitude systématique liée à cette hypothèse sera prise en compte dans le résultat final. Une étude dédiée sur les données montre que cette hypothèse est qualitativement correcte. Il s'agit de la méthode dite d'*event mixing*.

Elle reprend les événements sélectionnés en remplaçant un jet de l'événement par un jet d'un autre événement [100]. Le spectre obtenu reproduit bien les données, comme présenté sur la Figure 7.13. Cet outil n'est pas utilisé dans cette analyse et n'est donc pas détaillé plus avant.

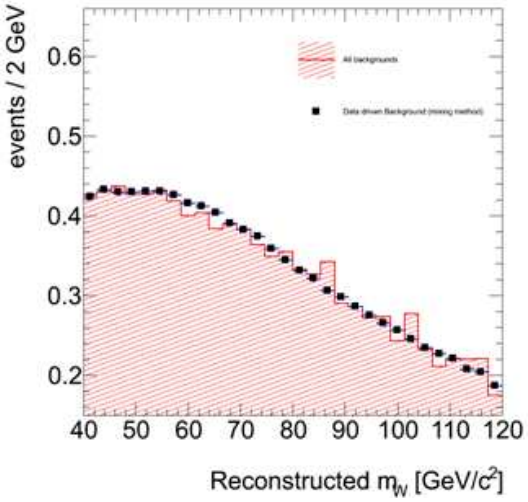


FIG. 7.13 – Distribution du bruit de fond (physique et combinatoire) de la masse reconstruite du boson W hadronique, en rouge et distribution obtenue par la méthode dite d'*event mixing* en points noirs. Les deux distributions sont compatibles.

7.3.2 Extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ moyen par la méthode des *templates*

Ici, la méthode utilisée pour l'extraction de l'échelle d'énergie des jets de légers est basée sur des *templates*. Elle utilise la dépendance attendue de la simulation de la distribution de la masse du boson W en fonction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$.

7.3.2.1 Description de la méthode des *templates*

La méthode des *templates* utilise la distribution d'une variable dépendante du paramètre que l'on souhaite étudier. Pour cette étude, nous utilisons la distribution de la masse du boson W et sa dépendance à $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$.

Plusieurs distributions de m_W sont définies pour différentes valeurs de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$, on les appelera des références. On effectue ensuite une maximisation de vraisemblance entre les différentes références et la distribution de m_W obtenue sur les données en interpolant les différents points d'étude. On obtient ainsi la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$.

7.3.2.2 Application de la méthode des *templates*

La mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ est extraite par une maximisation de vraisemblance entre les différentes hypothèses de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ et la distribution observée sur les données. La distribution est supposée poissonienne dans chaque intervalle de masse de boson W. La vraisemblance est définie comme :

$$\mathcal{L}\left(\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}\right) = \prod_{m_W^i}\left(\frac{e^{-\mu_i(\alpha_l)}\mu_i^{n_i(\alpha_l)}}{n_i!}\right) \tag{7.2}$$

où m_W^i est la masse du boson W pour chaque intervalle de masse, μ_i la valeur attendue du paramètre pour chaque intervalle et n_i la valeur mesurée pour chaque intervalle. La méthode des templates donne une mesure plus précise d'un point de vue statistique que celle du pic de masse puisqu'elle utilise la totalité de la distribution comme information et pas uniquement la position du pic. Cependant, elle suppose connue la forme du bruit du fond (à partir de la simulation) et son intégrale ce qui sera à considérer dans les incertitudes systématiques.

Les références de l'analyse ont été estimées de -15 % à $+15$ %. La Figure 7.14 montre l'évolution de ces références, les distributions m_W, pour différents exemples de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ allant de -5 % à $+5$ %.

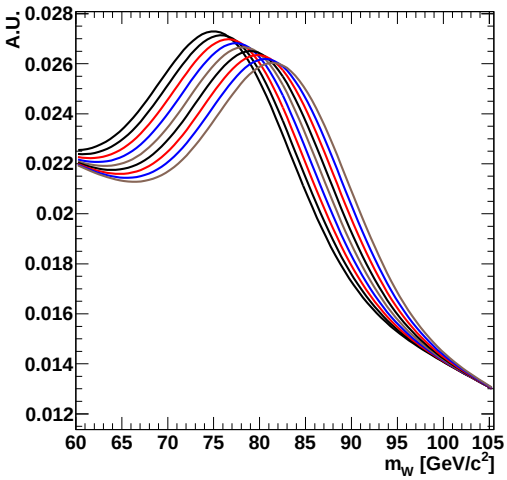


FIG. 7.14 – Distribution de m_W pour différentes valeurs de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ entre -5% et $+5\%$.

La Figure 7.15 présente la distribution du maximum de vraisemblance sur une pseudo expérience de taille arbitraire. La mesure obtenue est $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}} = 1.005 \pm 0.01$, elle est compatible avec 1 qui est le résultat attendu pour une application sur la simulation.

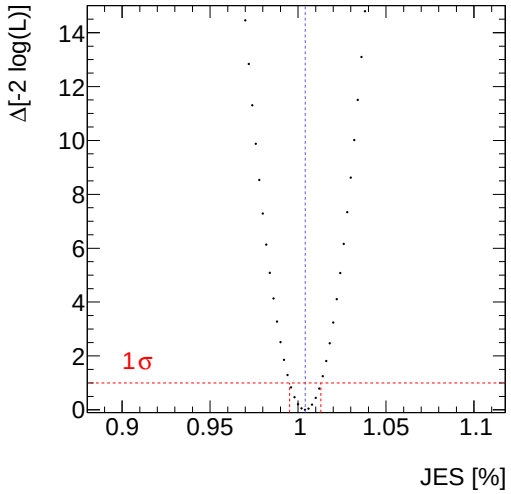


FIG. 7.15 – Courbe de maximum de vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sur la simulation à partir de la méthode des *templates*.

7.3.3 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse des jets légers par la méthode des templates

La luminosité accumulée en 2011 permet de raffiner la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de différents paramètres cinématiques des jets. Nous présentons ici une analyse de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse moyenne des deux jets légers issus du boson W hadronique.

La Figure 7.5 montre la valeur absolue de la différence d'impulsion transverse entre les deux jets issus du boson W. La valeur moyenne est de 20 GeV/c. Les différents intervalles de p_T pris en compte pour mesurer $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ seront donc de cet ordre de grandeur. Le nombre de bosons W reconstruits pour chaque intervalle est aussi pris en compte, il doit être au moins égal à 750. En prenant en compte ces deux contraintes, quatre intervalles sont considérés pour la distribution d'impulsion transverse moyenne des jets : [20, 37, 47, 58, 80] GeV/c.

Pour chaque intervalle d'impulsion transverse, des templates sont produits afin d'extraire la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ pour cet intervalle.

7.4 Performances des méthodes d'évaluation de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$

7.4.1 Contrôle des méthodes

Afin de vérifier la cohérence des deux méthodes d'évaluation de α_l et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$, on impose une échelle en énergie aux jets légers sélectionnés dans une pseudo expérience.

On compare ensuite l'échelle mesurée par les deux méthodes à l'échelle imposée. La Figure 7.16 montre l'évolution des échelles mesurées en fonction des différentes échelles appliquées. Les deux méthodes de reconstruction ont un comportement linéaire paramétré par une fonction linéaire de pente et d'origine compatibles avec 1 et 0 respectivement. Les méthodes de mesure de α_l et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sont donc non biaisées.

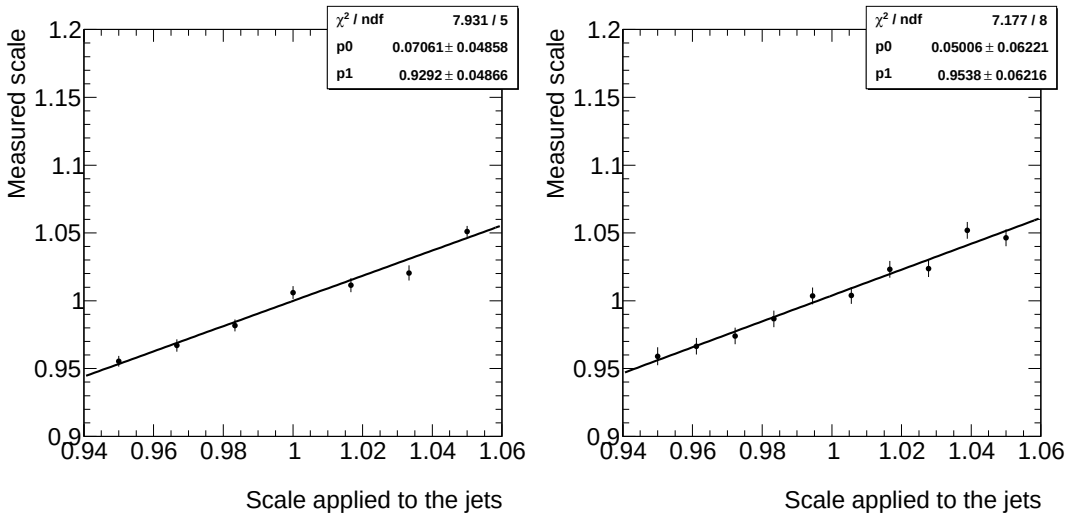


FIG. 7.16 – Evolution des échelles mesurées en fonction des échelles appliquées pour la méthode du pic de masse (gauche) et la méthode des *templates* (droite).

7.4.2 Précision attendue à partir de la simulation Monte Carlo

L'erreur statistique attendue sur $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ est déterminée à l'aide de pseudo expériences correspondant chacune à la luminosité des données enregistrées en 2011 (1 fb^{-1}). La Figure 7.17 montre les *pulls*[2] obtenus pour la méthode du pic de masse et pour la méthode des *templates*. La mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ est non biaisée puisque les pulls ont une valeur moyenne compatible avec 0 et un écart-type de 1. Les erreurs statistiques attendues sont prises comme étant la moyenne des erreurs des différentes pseudo expériences et sont notées dans le Tableau 7.3.

7.5 Résultats

7.5.1 Calibration globale

En utilisant la méthode du pic de masse sur la simulation et sur les données (cf. Figure 7.18), on peut extraire leur mesure de α_l. Les résultats sont résumés dans le Tableau 7.4. Le Tableau 7.5, quant à lui, résume la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sur les données.

[2]Un *pull* correspond à la distribution de la différence entre la mesure et sa valeur moyenne divisée par son erreur.

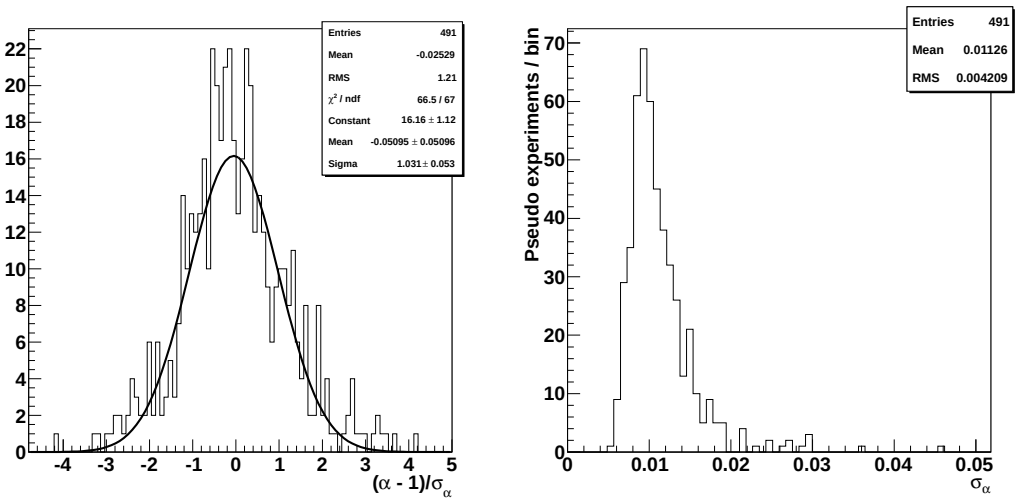


FIG. 7.17 – A gauche : distribution du *pull* pour la méthode des *templates* utilisant des pseudo expériences sur simulation Monte Carlo. A droite : Erreur attendue sur la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ par la méthode des *templates*.

En prenant en compte la précision statistique sur les mesures, les mesures de α_l^{data} et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ obtenues sont compatibles avec 1.

Méthode	Paramètre	Précision statistique attendue (%)	RMS
Pic de m_W	α_l	(0.577 ± 0.001) %	0.75 %
Templates	$\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$	(0.496 ± 0.002) %	0.46 %

TAB. 7.3 – Comparaison de la précision statistique attendue sur $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ determinée sur la simulation Monte Carlo à l'aide de pseudo expériences. La luminosité est $\mathcal{L} = 1$ fb^{-1}. L'incertitude sur ces valeurs est due à la taille finie des échantillons simulés. L'erreur RMS correspond à la variation observée sur la précision statistique sur toutes les pseudo expériences.

La Figure 7.19 illustre l'application de la méthode des templates sur les données, on voit la superposition de trois templates comparée à la distribution des données. La Figure 7.20 présente la courbe de maximum de vraisemblance sur les données. On en extrait la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ pour les canaux d'étude électron et muon ensemble, résumé dans le Tableau 7.5. Les résultats de la courbe de maximum de vraisemblance pour les canaux électron et muon sont présentés sur la Figure 7.21 et dans le Tableau 7.6.

La méthode du pic de masse nous donne une mesure directe de α_l^{data}, qui correspond au facteur de calibration à appliquer sur les données pour remonter à l'échelle partonique. La valeur mesurée est compatible avec 1, ceci montre que les données utilisées sont bien calibrées à l'échelle partonique. La méthode des *templates* donne

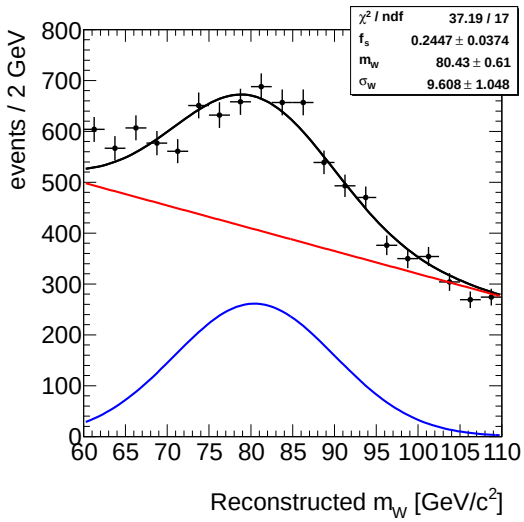


FIG. 7.18 – Modélisation de la distribution de la masse du boson W sur les données 2011 en utilisant la méthode du pic de masse.

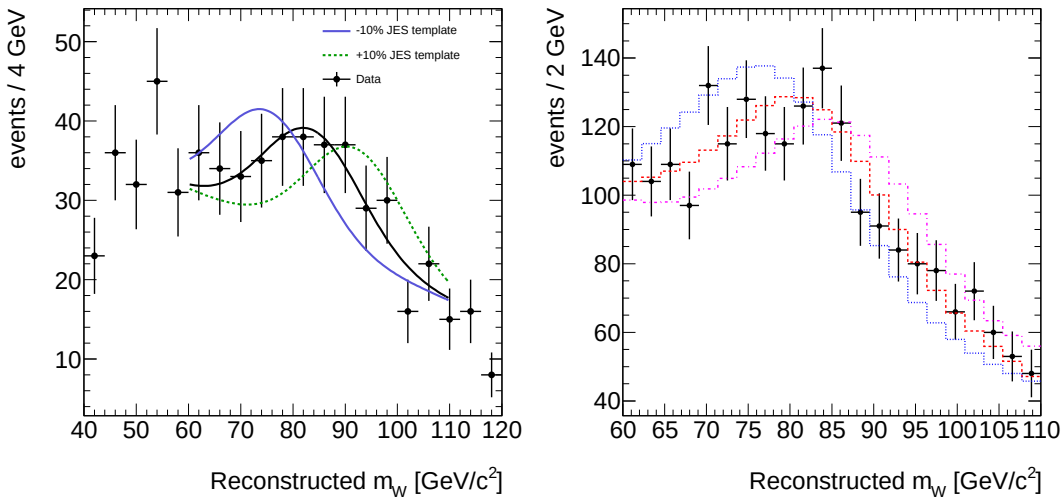


FIG. 7.19 – Comparaison de deux *templates*, de valeur de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ de -10% et $+10\%$, avec la distribution de masse observée. La courbe noire (rouge en 2011) représente le *template* le plus vraisemblable, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

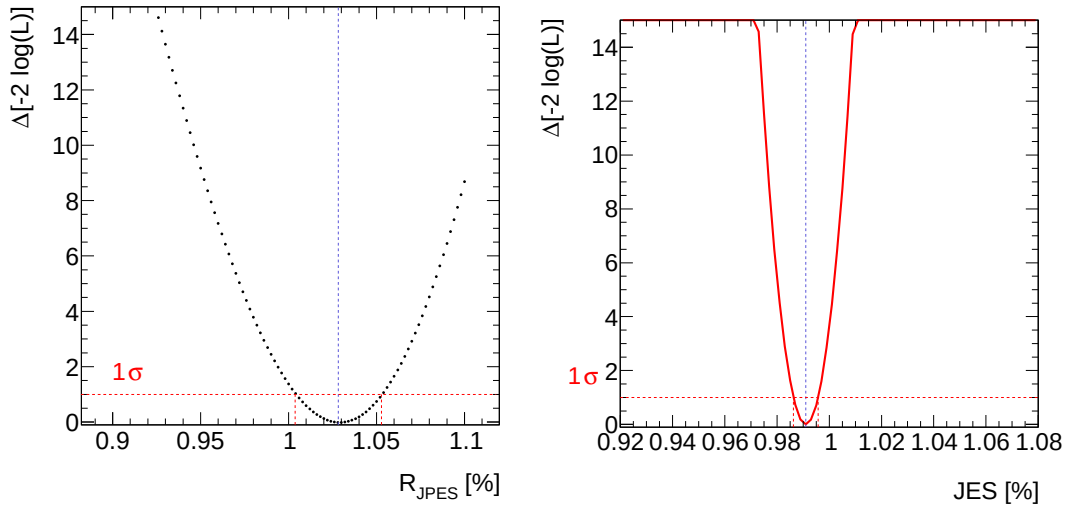


FIG. 7.20 – Vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des *templates*, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

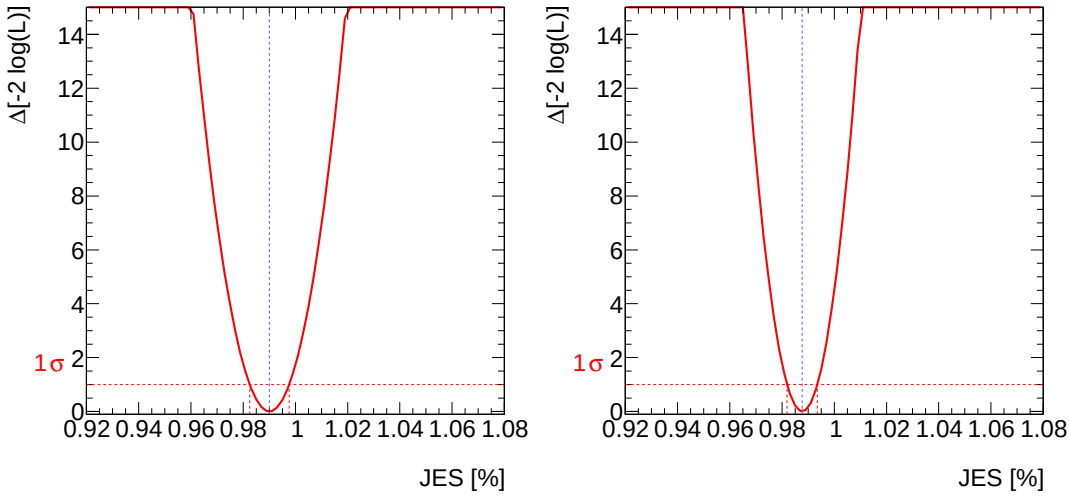


FIG. 7.21 – Vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des *templates*, à gauche pour le canal électron et à droite pour le canal muon. Les résultats sont présentés pour les données enregistrées en 2011 uniquement du fait de la luminosité accumulée.

Paramètres	Monte Carlo	Données
2010		
m_W	(80.20 ± 0.24) GeV/c^2	(83.38 ± 3.42) GeV/c^2
σ_W	(9.60 ± 0.41) GeV/c^2	(9.98 ± 5.1) GeV/c^2
f_s	0.29 ± 0.03	0.21 ± 0.17
α_l^{data}	0.997 ± 0.003 $_{stat}$	1.04 ± 0.04 $_{stat}$
2011		
m_W	(80.20 ± 0.24) GeV/c^2	(80.43 ± 0.61) GeV/c^2
σ_W	(9.60 ± 0.41) GeV/c^2	(9.61 ± 1.05) GeV/c^2
f_s	0.29 ± 0.03	0.25 ± 0.04
α_l^{data}	0.997 ± 0.003 $_{stat}$	1.0028 ± 0.0076 $_{stat}$

TAB. 7.4 – Paramètres ajustés du pic de masse de W sur Monte Carlo et données. La première partie du tableau correspond à l'étude des données 2010 et la deuxième à l'étude des données 2011.

Paramètres	Données
2010	
$\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$	1.040 ± 0.043 $_{stat}$
2011	
$\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$	0.991 ± 0.005 $_{stat}$

TAB. 7.5 – Mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ par la méthode des *templates*. La première partie du tableau correspond à l'étude des données 2010 et la deuxième à l'étude des données 2011.

	Canal e	Canal μ	Canaux e + μ
$\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$	0.990 ± 0.008	0.988 ± 0.006	0.991 ± 0.005

TAB. 7.6 – Mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ par la méthode des *templates*, pour les canaux électron, muon et les deux canaux fusionnés sur les données 2011.

une mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ qui caractérise la différence d'échelle entre simulation et données. La mesure obtenue est également compatible avec 1. La simulation représente donc bien les données.

7.5.2 Calibration en fonction de l'impulsion transverse des jets issus du boson W

En appliquant la méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$, par *templates* en fonction de l'impulsion transverse moyenne des jets légers, on obtient la Figure 7.22. Les points de mesure sont centrés sur la valeur moyenne de la distribution pour chaque

intervalle d'impulsion transverse.

Le Tableau 7.7 résume les mesures de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse moyenne des jets légers reconstruisant le boson W hadronique. Il présente également le nombre de bosons W hadroniques reconstruits ainsi que l'efficacité de reconstruction associée à l'algorithme utilisé, c'est à dire le nombre de bosons W bien reconstruits dans chaque intervalle. Pour chaque intervalle de p_T, les mesures de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ sont compatibles avec 1. Une mesure raffinée de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ démontre que pour toute la gamme d'impulsion transverse couverte par les jets, l'échelle d'énergie de la simulation est compatible avec les données et reproduit donc bien son comportement.

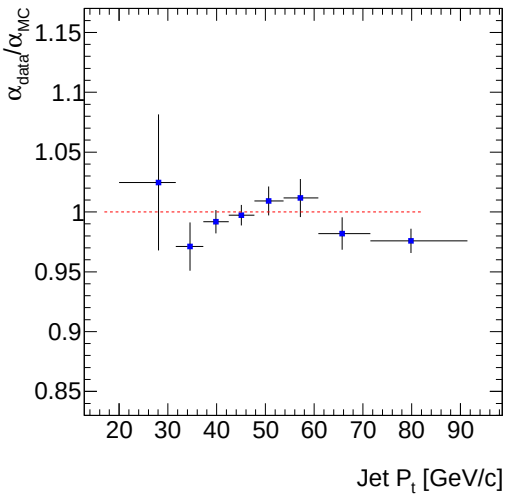


FIG. 7.22 – Mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ à partir de la méthode des *templates* en fonction de l'impulsion transverse moyenne des jets légers.

Intervalle p_T	nombre de W	ε_{reco}	$\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$
[20, 32]	1995	(22.44 ± 0.75) %	1.025 ± 0.057
[32, 37]	2008	(44.17 ± 0.82) %	0.971 ± 0.020
[37, 42]	2007	(61.44 ± 0.74) %	0.992 ± 0.010
[42, 48]	2009	(70.52 ± 0.65) %	0.997 ± 0.009
[48, 54]	2008	(73.01 ± 0.60) %	1.009 ± 0.012
[54, 60]	1998	(73.78 ± 0.57) %	1.012 ± 0.016
[60, 71]	2003	(74.12 ± 0.54) %	0.982 ± 0.014
[71, 91]	2003	(74.67 ± 0.52) %	0.976 ± 0.010
[91, 130]	1064	(76.93 ± 0.64) %	1.006 ± 0.009

TAB. 7.7 – Evaluation de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ pour différents intervalles d'impulsion transverse moyenne des jets légers. Dans chaque intervalle est détaillé le nombre de bosons W hadroniques bien reconstruits et l'efficacité de reconstruction associée.

7.6 Etude des effets systématiques

Il existe différentes sources de biais systématiques sur les mesures de α_l et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$. Les sous-sections suivantes décrivent la méthode d'estimation de différents effets systématiques specifiques à cette analyse. D'autres effets communs aux analyses suivantes sont décrits dans le Chapitre 10. Leurs valeurs sont reportées dans le Tableau 7.9.

7.6.1 Forme du bruit de fond

Le bruit de fond est paramétré par deux paramètres, comme cela est décrit dans la Section 7.3.1.1. Dans le cas d'une étude Monte Carlo, cette forme est estimée à partir de la simulation et sa précision est gouvernée par la taille de l'échantillon étudié. Afin de quantifier le possible biais dû à l'estimation de ses paramètres, ils ont été biaisés simultanément entre $-1\ \sigma$ et $+1\ \sigma$. La variation maximale observée sur une pseudo expérience est alors prise comme estimation de l'erreur systématique due à la forme du bruit de fond.

7.6.2 Normalisation du bruit de fond (uniquement pour la méthode des templates)

Contrairement à la méthode du pic de masse, la méthode des *templates* requiert une hypothèse sur l'intégrale du bruit de fond. Une incertitude de ± 50 % est prise sur cette intégrale et appliquée à la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$.

7.6.3 α_l^{MC} (uniquement pour la méthode des templates)

Il est possible de mesurer la valeur absolue de α_l^{data} avec la méthode des *templates*. Il faut pour cela multiplier $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ par le facteur α_l^{MC}. Il est alors nécessaire de déterminer une incertitude systématique sur cette valeur du fait de la taille finie de la simulation. Par la méthode du pic de masse, ce paramètre est déterminé avec une précision de 0.293 %[3] qui se propage directement à la mesure de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$.

7.6.4 Radiations multi-jets dans l'état initial et final (*Initial State Radiation, ISR* and *Final State Radiation, FSR*)

Différents taux d'ISR et de FSR peuvent altérer la multiplicité des jets des événements avec pour conséquence d'introduire des distorsions dans la distribution de m_W^{reco}. Cet effet est évalué à l'aide de pseudo expériences utilisant différents taux d'ISR et de FSR avec le générateur `ACERMC` [101, 102]. Les paramètres Pythia qui contrôlent la fragmentation sont variés dans 7 lots d'événements différents. Pour les taux d'ISR, ce sont les paramètres `PARP(64)` et `PARP(67)` qui sont variés. `PARP(64)`

[3] d'après le Tableau 7.5 $\frac{\Delta\alpha_l^{MC}}{\alpha_l^{MC}}$

est un facteur multiplicatif de l'échelle α_s de ISR, son effet est proportionnel à $\frac{1}{\Lambda_{ISR}^2}$. `PARP(67)` est un facteur multiplicatif de l'échelle de diffusion dure Q^2 et contrôle la virtualité maximale autorisée au parton. Pour les taux de FSR, ce sont les paramètres `PARP(72)` et `PARJ(82)` qui sont variés. `PARP(72)` correspond à l'échelle Λ_{FSR} utilisée dans le calcul de α_S. Le paramètre `PARJ(82)` correspond à la masse invariante seuil, m_{min}, de la fragmentation partonique en dessous de laquelle les partons ne rayonnent plus. Le Tableau 7.8 présente les modifications appliquées aux paramètres pour chaque échantillon. L'incertitude systématique est prise comme étant la moitié de la plus grande différence entre deux échantillons.

Lot d'événements	`PARP(64)`	`PARP(67)`	`PARP(72)`	`PARJ(82)`
Défaut ISR	1.0	4.0	-	-
Défaut FSR	-	-	0.192	1.0
117249	3.0	1.0	-	-
117250	2.0	2.0	-	-
117251	0.5	5.0	-	-
117252	0.75	4.5	-	-
117253	-	-	0.144	2.0
117254	-	-	0.234	0.5
117255	4.0	0.5	-	-
117256	0.25	6.0	-	-
117257	-	-	0.096	2.0
117258	-	-	0.384	0.5
117259	4.0	0.5	0.096	2.0
117260	0.25	6.0	0.384	0.5

TAB. 7.8 – Variation des paramètres Pythia contrôlant la fragmentation dans les lots utilisés pour mesurer l'incertitude systématique sur les taux d'ISR et de FSR.

L'incertitude systématique principale porte sur le rayonnement de FSR. La méthode de reconstruction des bosons W est basée sur la proximité topologique, c'est une méthode particulièrement sensible aux FSR qui sont émis très proches topologiquement du parton initiateur. L'utilisation d'une méthode de reconstruction moins sensible aux FSR permettrait de diminuer significativement l'incertitude systématique globale de cette analyse.

7.7 Conclusion

Nous avons démontré que les événements $t\bar{t}$ représentent une source de bosons W se désintégrant en paires de quarks utilisables pour extraire l'échelle d'énergie des jets légers, connaissant la masse du boson W précisément.

Une reconstruction du boson W a été optimisée afin de minimiser la composante combinatoire tout en optimisant sa forme.

Effets		Méthode du pic de masse	Méthode des *templates*
Forme du bruit de fond		±0.5	±0.8
Normalisation du bruit du fond	±50%	–	±0.58
α_l^{MC}	0.293%	–	±0.293
Echelle Energie Electron		±0.006	±0.004
Resolution Energie Electron		±0.004	±0.002
Resolution p_T Muon		±0.010	±0.003
Resolution Energie Jets		±0.351	±0.442
Efficacité Reco. Jets		±0.011	±0.005
Biais $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$		±0.003	±0.005
Impact Zone Morte LArg		±0.023	±0.013
Ajustement FSR		±3.148	±2.373
Ajustement ISR		±0.065	±0.212
Total		±3.220	±2.617

TAB. 7.9 – Effets systématiques sur la mesure de α_l^{data} et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$. Les effets inférieurs a 0.001% ne sont pas listés.

Deux méthodes ont été développées afin d'exploiter ce spectre. La première méthode dite du pic de masse consiste à employer une fonction *ad hoc* afin d'extraire une mesure moyenne de m_W avec une précision de $\simeq 0.6$ GeV/c^2 (pour 1 fb^{-1}) et enfin un étalonnage moyen en énergie des jets légers avec une précision de 3.2 %.

La seconde méthode exploite l'identification du spectre simulé au spectre observé afin d'extraire un facteur d'échelle entre simulation et données. La précision atteinte sur ce facteur est de $\simeq 2.6$ %. Ce facteur relatif permet également de déduire un étalonnage du jet reconstruit au parton grâce aux informations de la simulation combinée à ce facteur correctif.

La luminosité accumulée permet de raffiner l'estimation des facteurs d'étalonnage en fonction de l'impulsion transverse des jets. Cette segmentation en énergie n'est néanmoins possible qu'avec la seconde méthode.

Cette mesure a permis de montrer que cette échelle d'énergie entre le parton et le jet reconstruit est compatible entre simulation et données à l'échelle du pourcent. Un facteur correctif mesuré ici, peut être appliqué ultérieurement aux jet de saveurs lourde comme nous le montrerons dans le Chapitre 8.

Chapitre 8

Calibration des jets de b à l'échelle partonique

La science consiste à passer d'un étonnement à un autre.
Aristote

8.1 Introduction

Le Chapitre 7 a détaillé le principe et la mesure de l'échelle d'énergie entre les jets légers issus du boson W hadronique et le parton initiateur. La précision de la mesure des propriétés des quarks top hadronique et leptonique est également dépendante de la précision obtenue sur l'échelle d'énergie des jets de b. Ceux-ci sont aussi soumis aux phénomènes de fragmentation, hadronisation et rayonnement ainsi qu'aux algorithmes de jets utilisés pour leur reconstruction et par conséquent nécessitent d'être *calibrés aux partons initiateurs*. De plus, un quark b peut se désintégrer leptoniquement. Un ou deux neutrinos et leptons peuvent être créés dans la cascade de désintégrations. L'énergie emportée par les neutrinos n'est pas comptabilisée dans l'énergie du jet de b. De même, lorsque la désintégration leptonique conduit à un muon, son énergie n'est pas compatibilisée car il ne dépose que peu d'énergie dans les calorimètres.

Les méthodes d'analyse développées pour la mesure de l'échelle d'énergie des jets légers aux partons sont directement applicables à l'étude de l'échelle en énergie des jets de b. La référence ici ne sera donc prise comme étant la mesure de la masse du quark top donnée par le `PDG`. Nous appelerons α_b^{MC}, l'échelle en énergie entre la simulation et le parton et α_b^{data}, l'échelle d'énergie entre les données et le parton. Les bruits de fond combinatoire et physique ne sont pas modélisables par une fonction simple, seule l'étude par la méthode des templates sera présentée dans ce chapitre. La Figure 8.1 présente l'évolution de la différence entre l'énergie reconstruite du jet de b et celle du parton initiateur en fonction de l'énergie reconstruite d'après la simulation. La déviation montre le facteur absolu à appliquer pour remonter à l'information partonique.

Le quark b est présent dans la désintégration des quarks top hadronique et leptonique. La mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sera présentée pour les deux désintégrations du quark top séparément et de manière combinée. Elle sera également présentée en fonction de différentes hypothèses de masse de quark top.

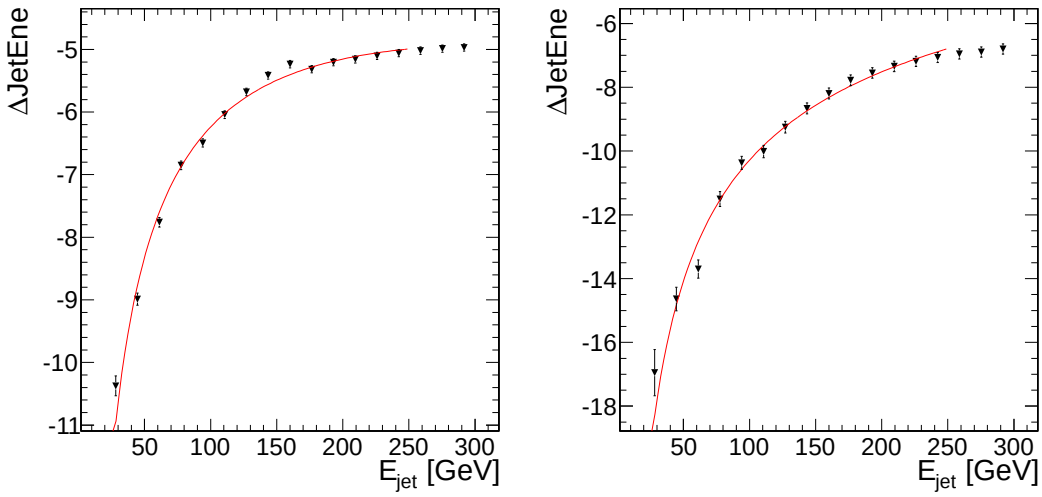


FIG. 8.1 – Différence en GeV entre l'énergie reconstruite des jets de b dans la zone $\eta < 0.9$ (gauche) et $0.9 < \eta < 1.6$ (droite) et l'énergie des quarks associés issus de la désintégration du top. La différence est exprimée en fonction de l'énergie reconstruite.

8.2 Reconstruction de la masse du top

La reconstruction du quark top dans ses désintégrations leptonique et hadronique est détaillée dans le Chapitre 5. C'est la méthode de proximité topologique qui sera utilisée pour reconstruire le quark top hadronique, néanmoins, les performances seront comparées à celles obtenues avec la reconstruction par `BDT` décrite dans le même chapitre. La variation de l'échelle en énergie des jets de b ne peut pas être directement extraite de la distribution de m_{top} dans sa désintégration hadronique du fait du facteur d'échelle induit par les jets légers.

Pour extraire uniquement la dépendance des jets de b, nous utilisons une expression stabilisée de la masse du top. Elle se base sur la correction de chaque jet léger reconstruisant le boson W hadronique, événement par événement, d'un facteur $\alpha_l = m_W^{PDG}/m_{j1j2}$. Le paramètre m_W^{PDG} correspond à la mesure officielle de la masse du boson W donnée par le `Particle Data Group` et m_{j1j2} est la masse invariante des deux jets légers reconstruisant le boson W hadronique. La masse invariante du quark top voit aussi sa résolution améliorée, l'impact de la résolution sur m_W étant réduite avec cette calibration *in-situ*.

La masse du quark top hadronique, dont les jets légers ont été corrigés de l'échelle α_l est donc uniquement dépendante de l'échelle d'énergie des jets de b, $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$:

$$m_{top}^{cal\ j} = m\left(j1 \times \alpha_l, j2 \times \alpha_l, b\right)$$

On appelera cette expression de masse, $m_{top}^{cal\ j}$, masse calibrée aux jets légers.

L'impulsion transverse du quark top hadronique reconstruit est présentée en Figure 8.2, elle est en moyenne de 110 GeV/c. La Figure 8.3 représente la distribution en η du top hadronique reconstruit. Les Figures 8.4 et 8.5 présentent respectivement la distribution de masse du quark top hadronique non calibrée aux partons et celle de la masse du quark top leptonique. La Figure 8.6 compare les distributions de la masse du top hadronique calibrée aux jets légers et de la masse du quark top leptonique.

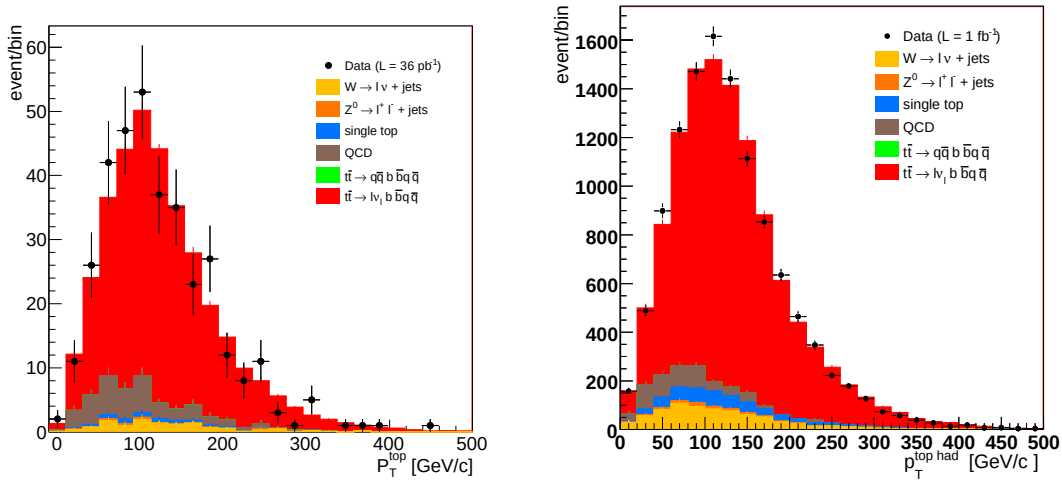


FIG. 8.2 – Distribution de l'impulsion transverse du jet de b sélectionné, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

8.3 Extraction de la calibration des jets de b à l'échelle partonique

La méthode utilisée pour extraire le facteur d'étalonnage en énergie des jets de b utilise le même principe que pour la détermination de l'échelle en énergie des jets légers. La référence absolue est donnée par la masse du quark top telle que donnée par le `PDG`. Une fois l'échelle en énergie des jets légers connue et appliquée aux jets issus du boson W, la masse invariante du triplet de jets associé au quark top doit, lorsque la bonne combinaison est choisie, être centrée sur la valeur `PDG`. Toute déviation par rapport à cette valeur est considérée comme provenant d'un facteur de calibration des jets de b. L'échantillon sélectionné par la méthode décrite précédemment va être utilisé pour déterminer un $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ moyen à partir de la distribution de masse stabilisée du quark top hadronique et leptonique.

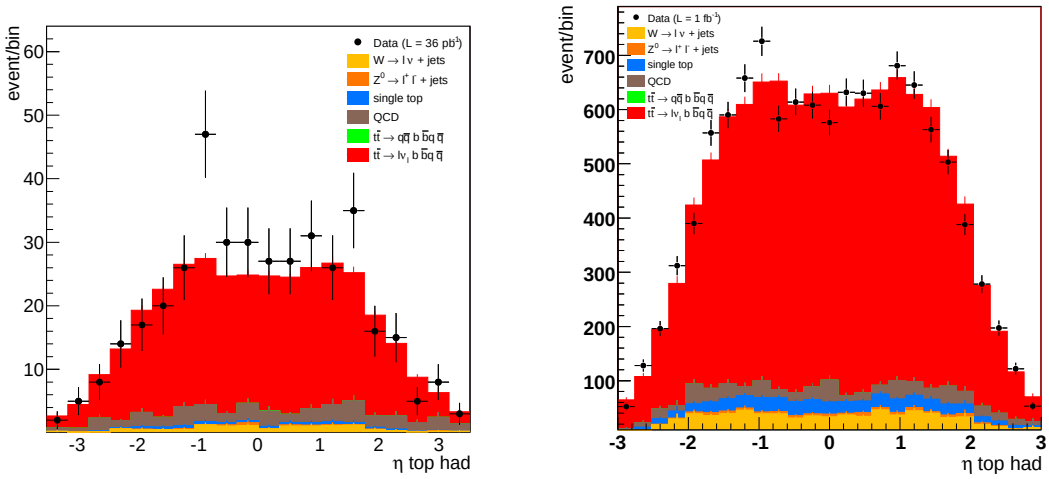


FIG. 8.3 – Distribution de η du top hadronique reconstruit, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

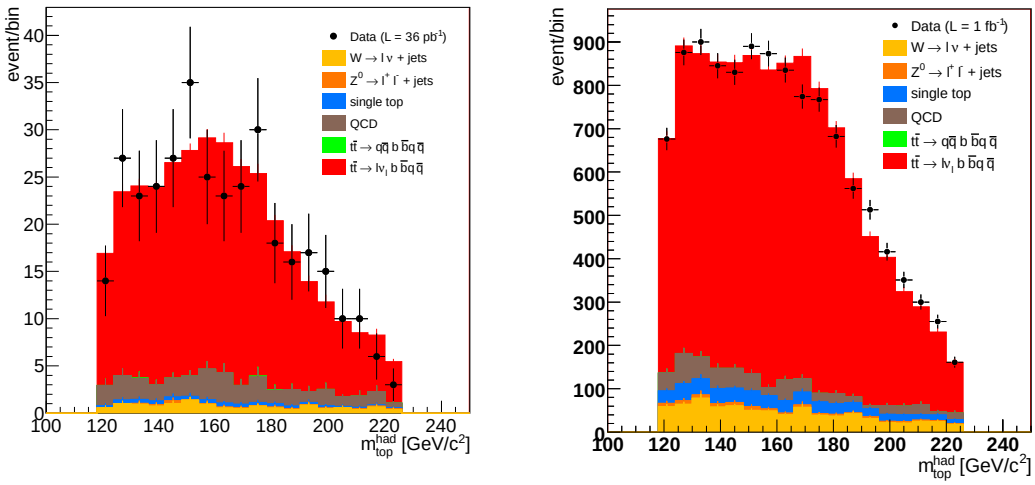


FIG. 8.4 – Distribution de la masse invariante du quark top hadronique non calibrée aux partons, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

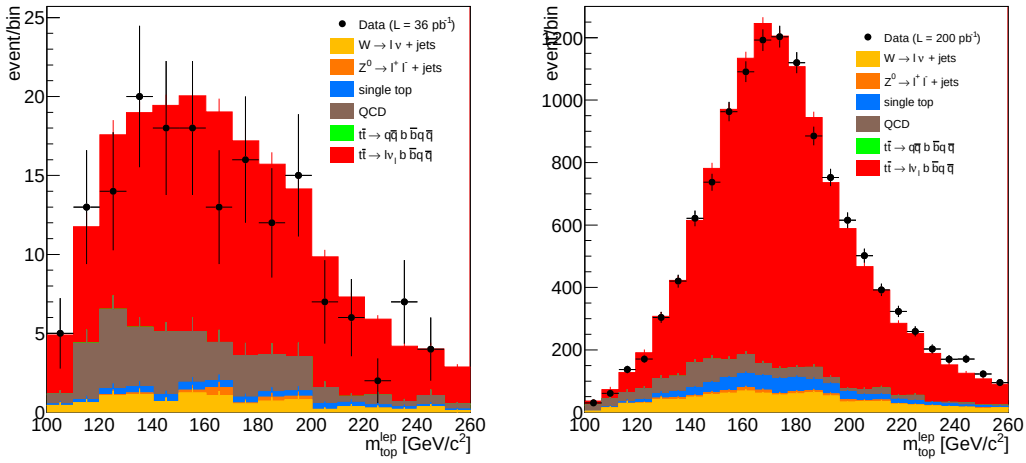


FIG. 8.5 – Distribution de la masse invariante du quarks top leptonique reconstruit, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

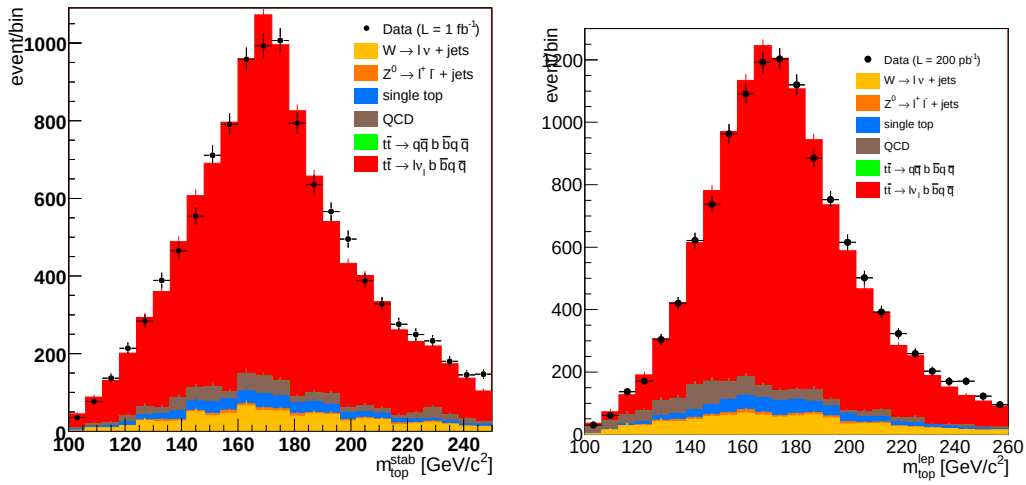


FIG. 8.6 – Distribution de la masse invariante du quark top hadronique calibrée au jets légers, à gauche et pour le quark top leptonique à droite.

8.3.1 Méthode d'extraction du $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ moyen par la méthode des templates

Dans un premier temps, nous ne distinguerons pas les jets de b par leur η ou leur p_T.

La méthode des templates utilise la totalité de la distribution de masse de top comme information. Les templates sont générés avec différents facteurs de calibration en fixant $m_{top} = 172.5$ GeV/c^2. Pour cette étude, nous utiliserons la distribution de la masse stabilisée du top hadronique et celle du top leptonique afin de minimiser l'incertitude statistique. La maximisation de vraisemblance se fera alors simultanément pour les deux quarks top. La vraisemblance s'écrit comme :

$$\mathcal{L}\left(\frac{\alpha^{data}}{\alpha^{MC}}\right) = \prod_{m^i_{tophad}} \left(\frac{e^{-\mu_i(\alpha_b)} n_i^{\mu_i(\alpha_b)}}{n_i!}\right) \times \prod_{m^i_{toplep}} \left(\frac{e^{-\mu_i(\alpha_b)} n_i^{\mu_i(\alpha_b)}}{n_i!}\right)$$

m^i_{tophad} est la masse stabilisée du quark top hadronique dans chaque intervalle de masse, m^i_{toplep} celle du top leptonique, μ_i la valeur attendue du paramètre et n_i la valeur mesurée dans chaque intervalle. La Figure 8.7 montre l'évolution des références pour différents facteurs d'échelle appliqués au jets de b. La Figure présente des facteurs allant de -5 % à $+5$ % tandis que les références complètes de cette analyse sont faites de -15 % à $+15$ %. Les résultats seront présentés pour une reconstruction des quarks top par proximité topologique et par la méthode des `BDT`.

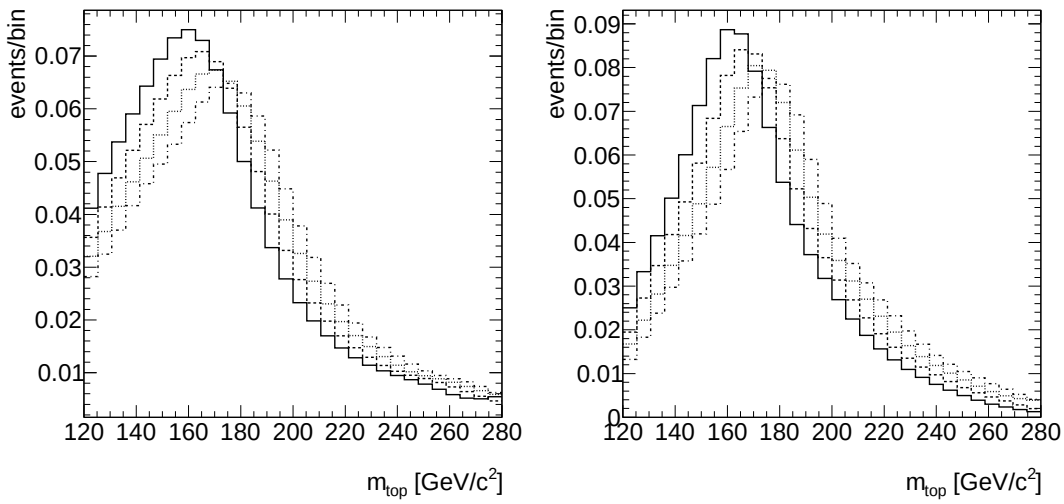


FIG. 8.7 – Distributions de m_{top} pour différentes valeurs de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ entre -15% and $+15\%$, à gauche pour le top leptonique et à droite pour le top hadronique après stabilisation.

8.3.2 Méthode d'extraction de $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ en fonction de l'impulsion transverse des jets légers par la méthode des templates

La luminosité accumulée en 2011 ainsi que l'utilisation des distributions de masse stabilisée de quark top hadronique et de quark top leptonique permettent de raffiner la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de différents paramètres des jets de b. Elle sera présenté dans un premier temps en fonction de l'impulsion transverse des jets de b reconstruisant les top hadronique et leptonique.

L'étude de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ se fera dans 9 intervalles distincts : [20, 35, 41, 47, 52, 58, 66, 76, 94, 176]. La mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est ensuite extraite pour chaque intervalle de p_T par la méthode des templates. Elle sera présentée dans un premier temps pour le quark top hadronique et le quark top leptonique puis pour une maximisation simultanée des deux distributions dans chaque intervalle.

8.4 Performances de la méthode d'extraction de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$

8.4.1 Contrôle de la méthode

Une première méthode permettant de contrôler la méthode d'extraction est d'appliquer la méthode sur un lot d'événements connu. La Figure 8.8 présente la vraisemblance sur simulation pour une pseudo-expérience. La maximisation est faite simultanément pour le quark top hadronique et le quark top leptonique. La mesure obtenue de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est 0.99 ± 0.02, elle est compatible avec 1 comme attendue lorsque la méthode est appliquée sur une pseudo-expérience de simulation.

Pour contrôler la cohérence de la méthode des templates pour l'extraction de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$, on impose une échelle en énergie aux jets de b sélectionnés dans une pseudo expérience. L'échelle mesurée est ensuite comparée à celle imposée. La Figure 8.9 montre l'évolution des échelles mesurées en fonction de différentes échelles appliquées. La méthode d'extraction a une évolution linéaire compatible avec une fonction linéaire de pente égale à 1 et d'origine nulle. La méthode de mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est donc démontrée non biaisée.

8.4.2 Précision attendue à partir de la simulation Monte Carlo

L'erreur statistique attendue pour l'étude sur $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ peut être déterminée par des pseudo expériences correspondant chacune à la luminosité enregistrée dans les données. La Figure 8.10 présente le *pull* obtenu pour la méthode des templates en utilisant 500 pseudo expériences. La méthode est démontrée non biaisée puisque le pull a une valeur moyenne compatible avec 0 et un écart type de 1. L'erreur statistique attendue est prise comme étant la moyenne des erreurs des différentes

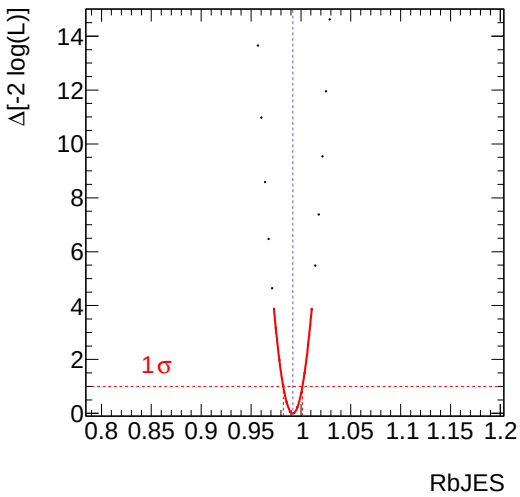


FIG. 8.8 – Distribution de maximum de vraisemblance simultané des quarks top hadronique et leptonique utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur la simulation à partir de la méthode des templates.

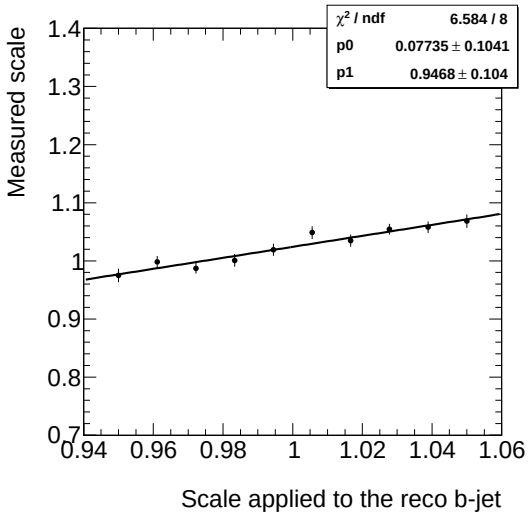


FIG. 8.9 – Evolution de l'échelle mesurée en fonction de l'échelle appliquée pour une reconstruction par la méthode des templates dans l'extraction de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$. Un facteur d'échelle est appliqué aux jets de b sélectionnés et est comparé à l'échelle mesurée.

pseudo expériences et est présentée dans le Tableau 8.1 et la Figure 8.11. Le pull et l'erreur statistique attendue pour une maximisation simultanée des distributions de masse stabilisée de quark top hadronique et de top leptonique sont montrés dans la Figure 8.12.

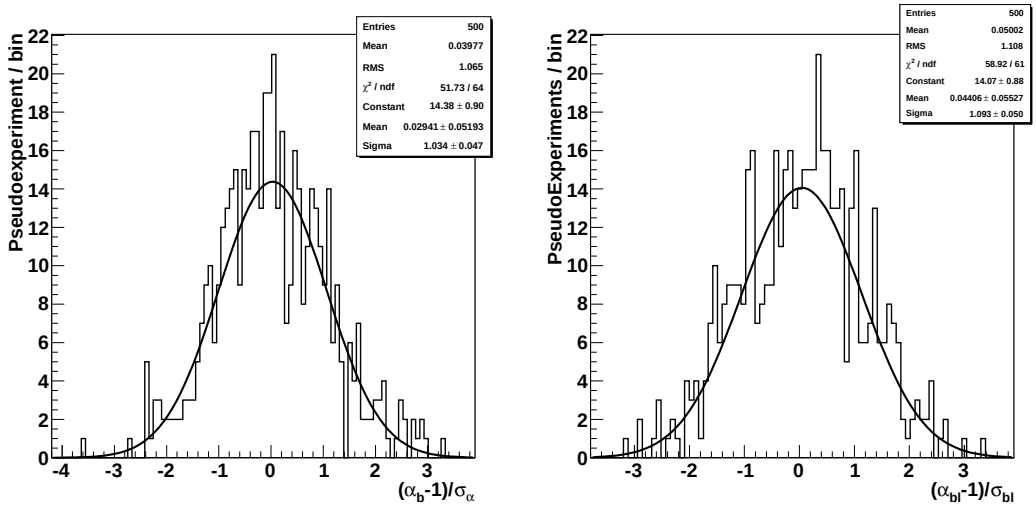


FIG. 8.10 – Pull de la méthode des templates utilisant 500 pseudo expériences sur simulation Monte Carlo, à gauche pour le quark top hadronique et à droite pour le quark top leptonique.

	Reco. par proximité topologique		Reco. par BDT	
Méthode	Précision stat. attendue	RMS	Précision stat. attendue	RMS
Canal hadronique	0.24 %	0,1 %	0.38 %	0,1 %
Canal leptonique	0.77 %	0,1 %	0.49 %	0,1 %
Had. + lept.	0.46 %	0,1 %	0.31 %	0,1 %

TAB. 8.1 – Comparaison de la précision statistique attendue sur $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ determinée sur simulation Monte Carlo à l'aide de pseudo expériences correspondant à $\mathcal{L} = 1\ fb^{-1}$. L'écart type (RMS) correspond à la variation de la précision statistique sur toutes les pseudo expériences.

8.5 Résultats

8.5.1 Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ moyen pour une hypothèse de masse du quark top sur les données 2010 et 2011

En utilisant la méthode des templates sur les données à partir des deux méthodes de reconstruction présentées, on peut extraire la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ à partir

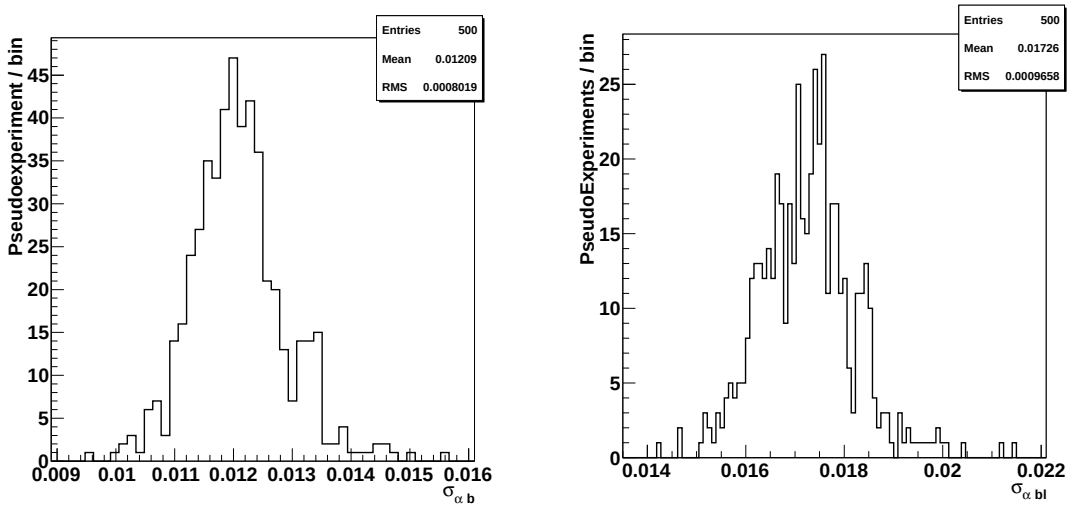


FIG. 8.11 – Distribution des erreurs mesurées pour 500 pseudo expériences sur simulation Monte Carlo, à gauche pour le quark top hadronique et à droite pour le quark top leptonique.

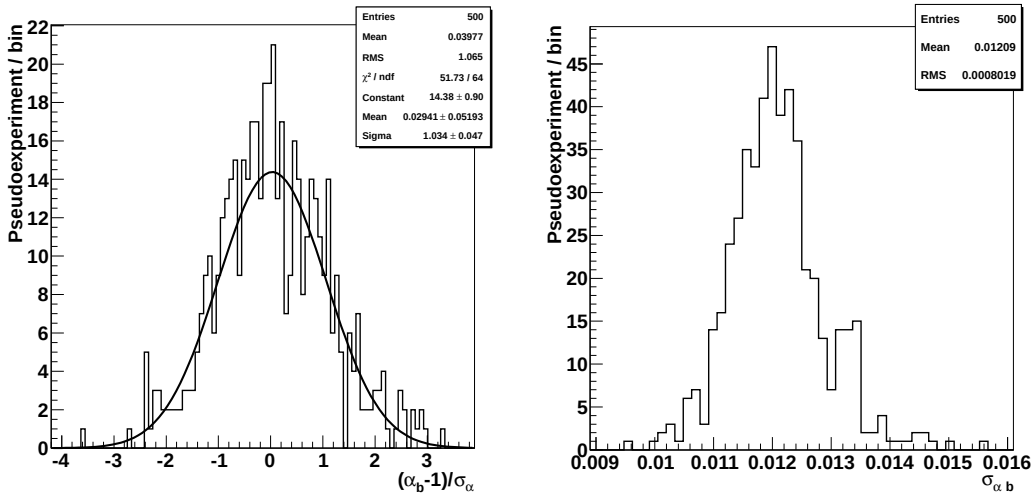


FIG. 8.12 – A gauche : Pull de la méthode des templates utilisant 500 pseudo expériences sur simulation Monte Carlo. A droite : Erreur statistique attendue. Les deux figures présentent les résultats pour une maximisation simultanée des distributions de quarks top hadronique et leptonique.

des distributions de quarks top hadronique et leptonique en procédant à une maximisation de vraisemblance simultanée sur les deux. Le résultat est presenté dans le Tableau 8.2. Ces mesures sont faites pour une hypothèse de masse de quark top $m_{top} = 172.5\ \mathrm{GeV/c^2}$. En prenant en compte la précision statistique observée de 2 %, la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est compatible avec 1. Les Figures 8.13 et 8.15 présentent la distribution de maximum de vraisemblance pour une application de la méthode sur les données 2010 et 2011, avec une maximisation simultanée des distributions de quarks top hadronique et leptonique. Les distributions de maximum de vraisemblance sur données pour la distribution de la masse stabilisée du quark top hadronique (leptonique) est montrée sur les Figures 8.14 et 8.16. Les mesures présentées sont toutes compatibles avec 1 ne montrant pas d'écart significatif entre l'échelle en énergie des jets de b des données et celle de la simulation.

	2010	2011
Proxi. topo.		
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ had.	$0.99 \pm 0.01\ _{stat}$	1.006 ± 0.006
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ lep.	–	0.993 ± 0.008
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ had + lep	$0.99 \pm 0.01\ _{stat}$	1.000 ± 0.004
BDT		
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ had.	–	1.018 ± 0.004
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ lep.	–	1.021 ± 0.005
$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ had + lep	–	1.019 ± 0.002

TAB. 8.2 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ par la méthode des templates pour toutes les reconstructions étudiées. La partie gauche du tableau correspond à l'étude des données 2010 et la droite à l'étude des données 2011.

8.5.2 Mesure raffinée de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ pour une hypothèse de masse du quark top

En appliquant cette méthode d'extraction pour les différents intervalles de p_T qui ont été définis précédemment, on extrait la mesure raffinée de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données 2011. Elle est présentée dans les Figure 8.17 et 8.18 ainsi que dans le Tableau 8.3. Le Tableau 8.4 présente le nombre de quarks top hadroniques reconstruits par intervalle de p_T et l'efficacité de reconstruction du quark top hadronique associée à notre algorithme. La mesure raffinée de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est compatible pour chaque intervalle de p_T et pour chaque référence avec l'unité. L'échelle en énergie des jets de b pour la simulation est compatible avec celle observée sur les données.

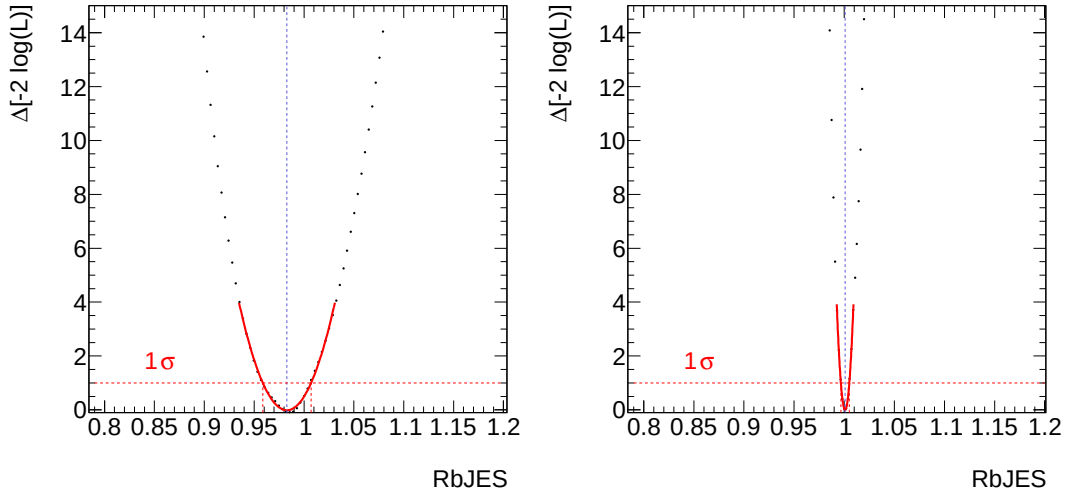


FIG. 8.13 – Maximisation de vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par proximité topologique, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011. Pour 2011, le résultat est présenté pour la mesure combinée des quarks top hadronique et leptonique.

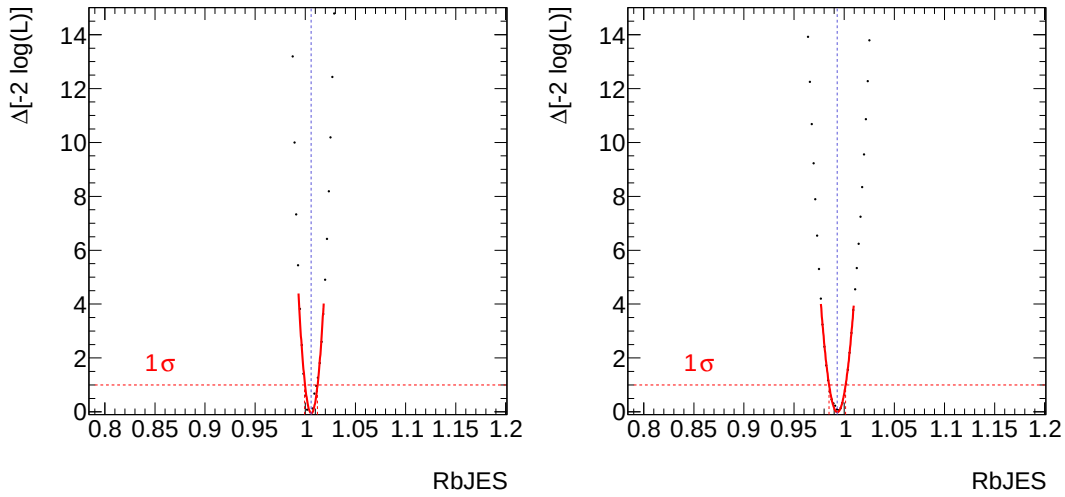


FIG. 8.14 – Maximisation de vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par proximité topologique à partir des données enregistrées en 2011, à gauche en utilisant le top hadronique et à droite en utilisant le top leptonique.

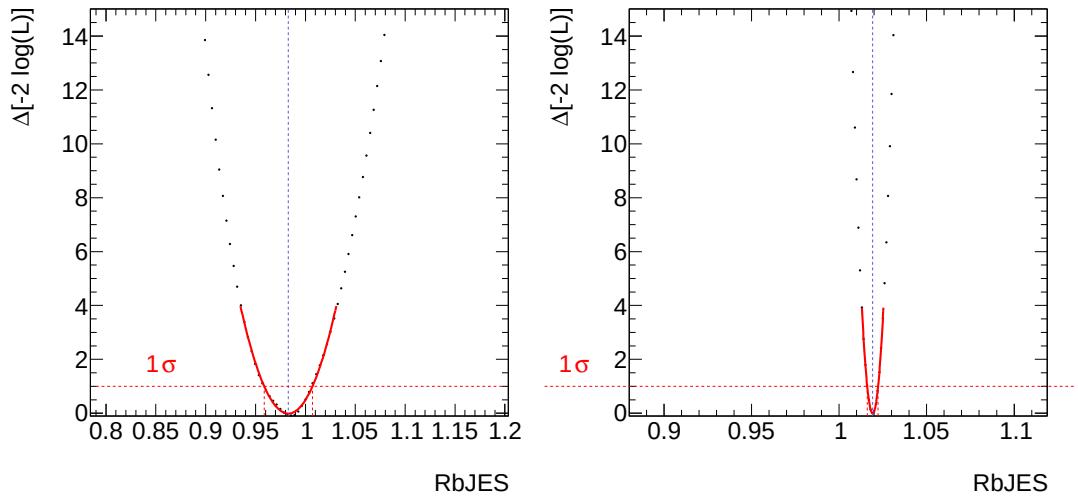


FIG. 8.15 – Maximisation de vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par BDT,, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011. Pour 2011, le résultat est présenté pour la mesure combinée des top hadronique et leptonique.

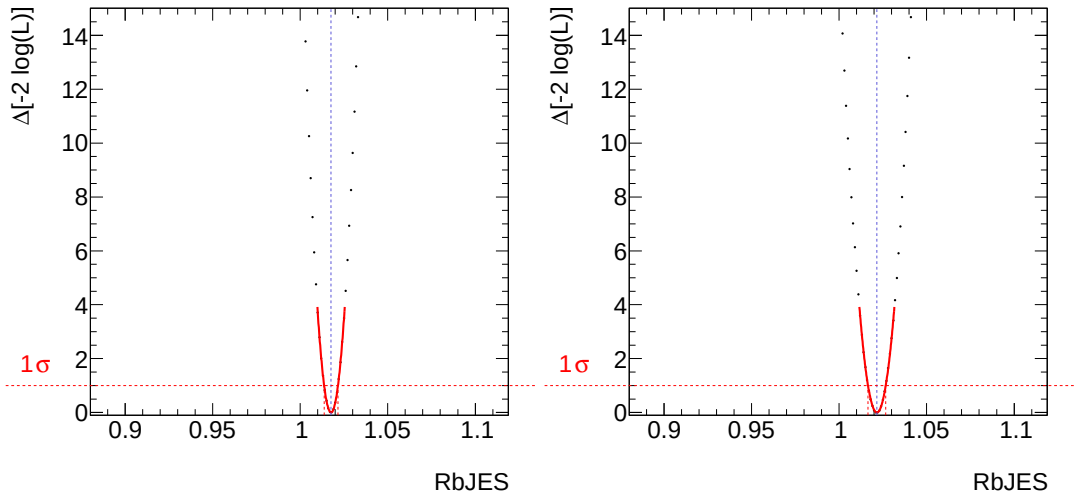


FIG. 8.16 – Maximisation de vraisemblance utilisée pour mesurer $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par BDT, à partir des données enregistrées en 2011, à gauche en utilisant le top hadronique et à droite en utilisant le top leptonique.

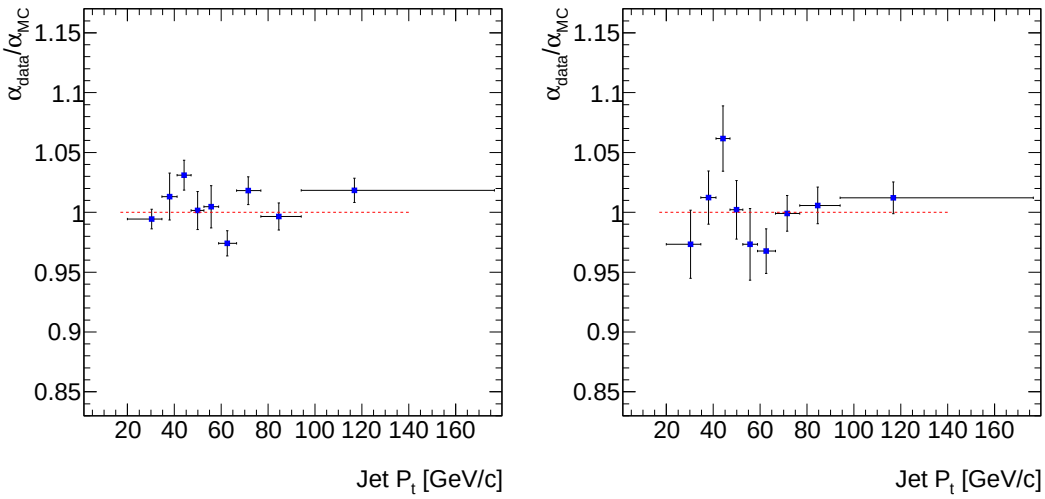


FIG. 8.17 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ à partir de la méthode des templates en fonction de l'impulsion transverse moyenne des jets de b. Les références ont été évaluées pour la distribution du quark top hadronique à gauche et du quark top leptonique à droite.

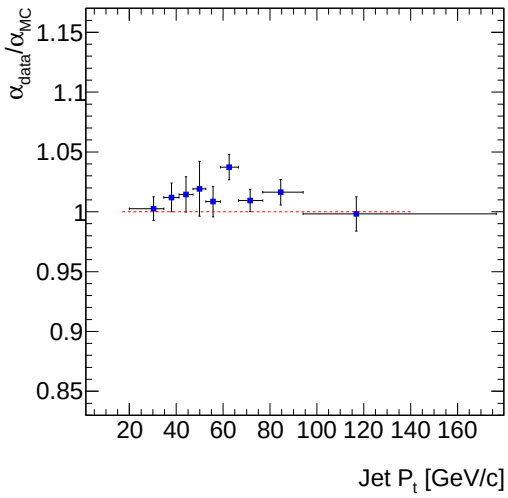


FIG. 8.18 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ à partir de la méthode des templates en fonction de l'impulsion transverse moyenne des jets de b. Les références ont été évaluées pour le quark top hadronique et le quark top leptonique. La maximisation de vraisemblance a ensuite été faite pour les deux distributions simultanément.

Intervalle p_T	$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ par top^{had}	$\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ par top^{lept}	Mesure combinée
[20, 35]	0.994 ± 0.008	0.973 ± 0.028	1.003 ± 0.010
[35, 41]	1.013 ± 0.019	1.012 ± 0.022	1.012 ± 0.012
[41, 47]	1.031 ± 0.012	1.062 ± 0.027	1.014 ± 0.015
[47, 52]	1.001 ± 0.016	1.002 ± 0.024	1.019 ± 0.023
[52, 58]	1.005 ± 0.018	0.973 ± 0.029	1.008 ± 0.013
[58, 66]	0.974 ± 0.010	0.968 ± 0.019	1.037 ± 0.010
[66, 76]	1.018 ± 0.012	0.999 ± 0.015	1.009 ± 0.009
[76, 94]	0.996 ± 0.011	1.006 ± 0.015	1.016 ± 0.011
[94, 176]	1.018 ± 0.010	1.012 ± 0.013	0.998 ± 0.014

TAB. 8.3 – Pour chaque intervalle de p_T moyen, la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ est détaillée, respectivement, pour une maximisation de la distribution de la masse stabilisée du quark top hadronique, de la masse du quark top leptonique et la maximisation simultanée des deux.

Intervalle p_T	nombre de top hadroniques	$\varepsilon_{reco}(\%)$
[20, 35]	1001	32.49 ± 0.51
[35, 41]	1001	39.52 ± 0.75
[41, 47]	1002	40.63 ± 0.79
[47, 52]	1000	39.85 ± 0.84
[52, 58]	1001	39.26 ± 0.81
[58, 66]	1001	39.38 ± 0.77
[66, 76]	1001	39.03 ± 0.74
[76, 94]	1000	42.70 ± 0.70
[94, 176]	1000	52.87 ± 0.63

TAB. 8.4 – Pour chaque intervalle de p_T moyen, le nombre de quarks top hadroniques reconstruits et l'efficacité de reconstruction associée sont détaillés.

8.6 Etude des effets systématiques

Plusieurs effets peuvent induire des incertitudes systématiques sur l'analyse. Leur description et méthode d'estimation sont développées dans les sous-sections suivantes et résumées dans le Tableau 8.5.

8.6.1 Dépendance de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de la masse du quark top

Les résultats présentés sont dépendants des références, nécessaires à la méthode des templates, qui ont été développées sur simulation. Elles sont basées sur une hypothèse de $m_{top} = 172.5$ GeV/c^2.

On peut développer le résultat précédent en appliquant différentes hypothèses de masse dans une fenêtre dépendante de la précision actuelle de la mesure de la masse du quark top.

En construisant de nouvelles références pour différentes hypothèses de masse de

quark top et en procédant à une maximisation de vraisemblance sur les données, on peut définir la valeur de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de la masse supposée du quark top. Les Figures 8.19 et 8.21 montrent l'évolution de la mesure en fonction de différentes hypothèses de m_{top} pour les différentes références utilisées dans cette analyse, ceci pour les deux méthodes de reconstruction utilisées. Le résultat est présenté pour une maximisation séparée des distributions de masse stabilisée de quark top hadronique et de quark top leptonique sur les Figures 8.20 et 8.22.

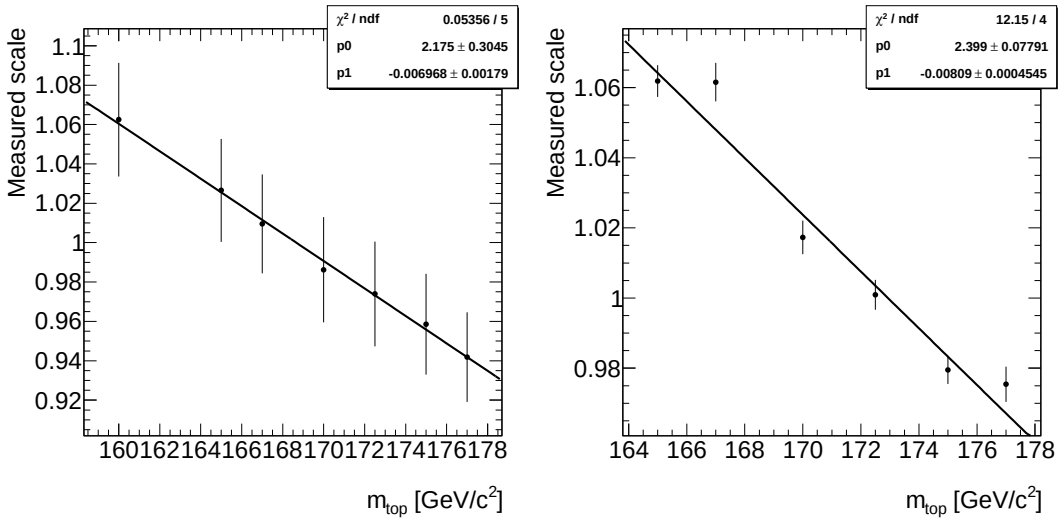


FIG. 8.19 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par proximité topologique, en utilisant différentes hypothèses de masse comme référence, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

A partir de la dépendance entre $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ et la masse du quark top, on extrait une incertitude systématique due à la précision sur l'hypothèse de masse du quark top. Cette précision est prise comme étant celle de la mesure `PDG`. L'erreur systématique pour les deux méthodes de reconstruction est évaluée à 0.62 % en utilisant la masse du quark top hadronique, 1.02 % pour le top leptonique et 0.77 % pour la mesure simultanée.

8.6.2 Autres effets systématiques

Les effets sytématiques dominants sont listés et quantifiés dans le Tableau 8.5. La méthode utilisée pour leur évaluation est décrite dans le Chapitre 10.

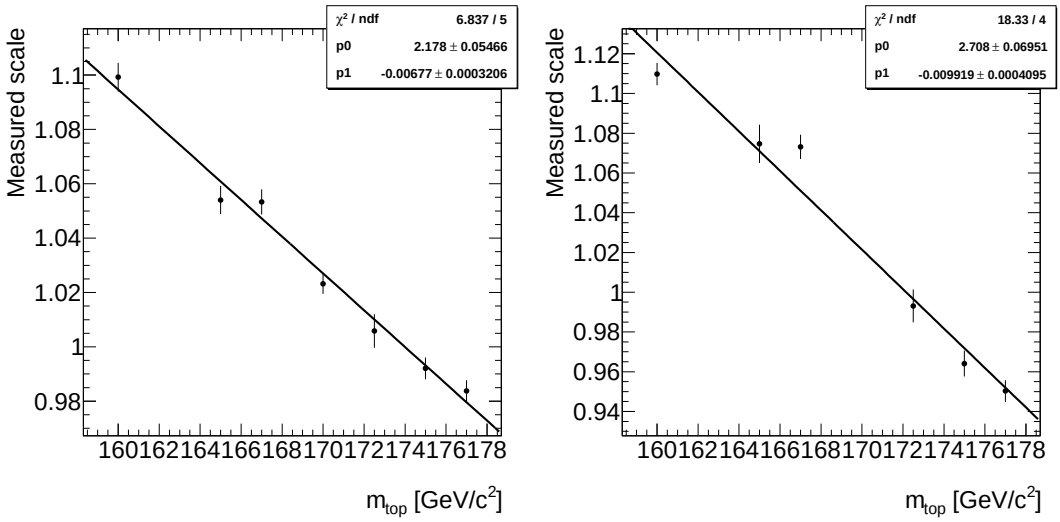


FIG. 8.20 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par proximité topologique, en utilisant différentes hypothèses de masse comme référence pour les données enregistrées en 2011. A gauche en utilisant la dépendance du top hadronique et à droite en utilisant la dépendance du top leptonique.

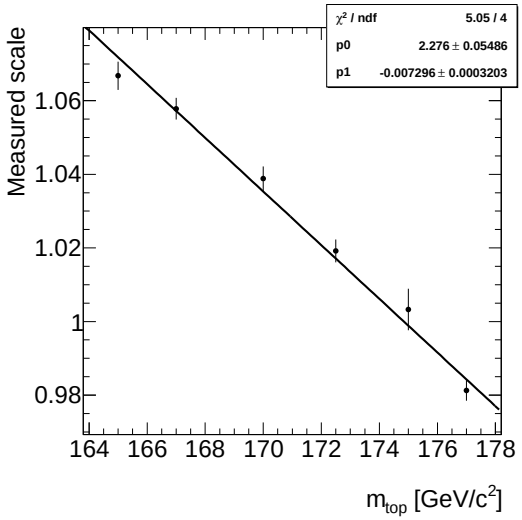


FIG. 8.21 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par BDT, en utilisant différentes hypothèses de masse comme référence, à gauche pour les données enregistrées en 2010 et à droite pour les données enregistrées en 2011.

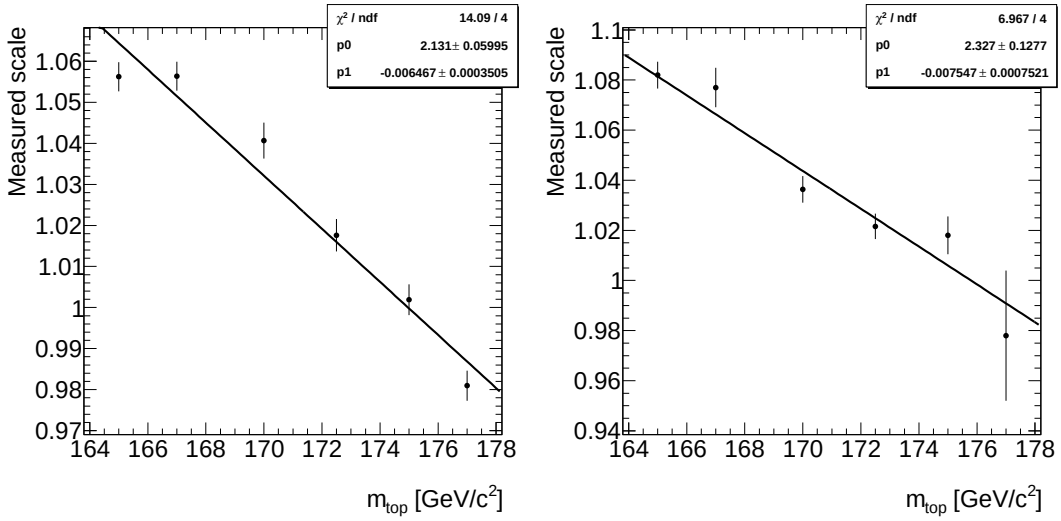


FIG. 8.22 – Mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sur les données à partir de la méthode des templates avec une reconstruction par BDT, en utilisant différentes hypothèses de masse comme référence pour les données enregistrées en 2011. A gauche en utilisant la dépendance du top hadronique et à droite en utilisant la dépendance du top leptonique.

Effets		Méthode de proximité topologique			Méthode des BDT		
		$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ h [%]	$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ l [%]	$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ [%]	$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ h [%]	$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ l [%]	$\Delta\ \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ [%]
Précision m_{top}		± 0.625	± 1.020	± 0.769	± 0.625	± 1.020	± 0.769
Forme du signal		$\pm 0,187$	$\pm 0,496$	$\pm 0,286$	$\pm 0,15$	$\pm 0,34$	$\pm 0,22$
Forme de la QCD		± 0.107	± 0.258	± 0.004	± 0.080	± 0.120	± 0.003
Normalisation de la QCD	$\pm 50\%$	± 0.137	± 0.409	± 0.061	± 0.475	± 0.845	± 0.668
Δm_{top}	1 GeV/c^2	± 0.6	± 1.03	± 0.75	± 0.6	± 1.03	± 0.75
Echelle Energie Electron		± 0.031	± 0.029	± 0.031	± 0.041	± 0.111	± 0.035
Resolution Energie Electron		± 0.016	± 0.037	± 0.023	± 0.024	± 0.034	± 0.026
Efficacité ID Electron		$< \pm 0.001$	± 0.005	± 0.004	± 0.007	± 0.011	± 0.008
Resolution Energie Muon		± 0.019	± 0.015	± 0.012	± 0.004	± 0.029	± 0.011
Efficacité Reco. Muon		$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$
Déclenchement Mu.		± 0.002	± 0.005	$< \pm 0.001$	± 0.003	± 0.003	$< \pm 0.001$
Resolution Energie Jets		± 0.229	± 0.608	± 0.348	± 0.111	± 0.251	± 0.161
Efficacité Reco. Jets		± 0.042	± 0.016	± 0.035	± 0.025	± 0.044	± 0.031
Biais $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$		± 0.015	± 0.007	± 0.017	± 0.075	± 0.079	± 0.077
Impact Zone Morte Larg		± 0.013	± 0.008	± 0.008	$< \pm 0.001$	± 0.03	± 0.013
Etiquetage de b		± 0.146	± 0.234	± 0.185	± 0.199	± 0.201	± 0.201
Saveurs lourdes W+jets		± 0.017	± 0.007	± 0.008	± 0.024	± 0.006	± 0.018
Forme et Norm. W+jets		± 0.038	± 0.086	± 0.049	± 0.048	± 0.101	± 0.029
Ajustement FSR		± 0.304	± 1.658	± 0.638	± 0.906	± 1.703	± 0.634
Ajustement ISR		± 0.772	± 0.641	± 0.723	± 0.647	± 0.377	± 0.274
Total (syst.)		± 1.258	± 3.319	± 1.762	± 1.519	± 3.060	± 1.715
Statistique attendues		± 0.006	± 0.008	± 0.004	± 0.004	± 0.005	± 0.002
Total (syst.$\oplus$ stat.)		± 1.258	± 3.319	± 1.762	± 1.519	± 3.060	± 1.715

TAB. 8.5 – Effets systématiques sur la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ par la méthode des *templates* exploitant les deux reconstructions de la paire $t\bar{t}$ présentées.

L'incertitude systématique principale porte sur la précision de m_{top} et la dépendance de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ à ce paramètre. Avec la luminosité fournie par le LHC, la masse du quark top pourra être mesurée avec une meilleure précision diminuant l'incertitude systématique de cette analyse.

8.7 Conclusion

Nous avons exploité le spectre de masse du quark top dont les jets légers sont étalonnés à l'échelle partonique. Seul un biais sur le jet de b peut alors affecter la masse. Dès lors, deux approches exclusives sont possibles : supposer la masse du quark top connue et mesurer un facteur d'échelle pour le jet de b ; ne pas corriger le jet de b (ou utiliser une correction obtenue d'une autre source) et mesurer la masse du quark top. Ce chapitre a traité la première approche.

Par une technique d'identification (de *templates*) nous avons mesuré un facteur d'échelle qui est la correction à appliquer aux jets de b reconstruits sur simulation afin d'assimiler le spectre de masse de quark simulé au spectre observé sur données. Ce facteur est mesuré avec une précision de $\simeq 1.7\%$ pour les deux méthodes de reconstruction utilisées (proximité topologique et `BDT`). Comme pour le facteur d'échelle mesuré sur les jets légers via le pic de masse du boson W, le facteur mesuré pour les jets de b est compatible avec 1.

Cette mesure a pu être exprimée en fonction du p_T des jets de b.

Cette étude a également illustré le rapport entre jet de b et masse du quark top. Cette relation servira lors de la propagation des effets systématiques dus à la calibration des jets à la mesure de masse.

Nous allons maintenant fixer une correction sur les jets de b à partir de la correction mesurée dans le chapitre précédent sur les jets légers et utiliser les événements $t\bar{t}$ pour mesurer la masse du quark top, objet du chapitre 10. Le Chapitre suivant, quant à lui, présente une méthode d'amélioration de reconstruction des événements à partir de l'utilisation d'un ajustement cinématique des objets utilisés. L'amélioration apportée aux mesures de physique sera illustrée dans le Chapitre 10 sur la mesure de masse du quark top.

Chapitre 9

Ajustement cinématique et masse stabilisée

9.1 Introduction

Les mesures précises de physique, comme la mesure de la masse du quark top, nécessitent d'avoir la meilleure résolution possible sur les objets étudiés. La discrimination des bruits de fond, l'efficacité de reconstruction et la calibration des objets sont des moyens pour optimiser la résolution de la mesure.

L'ajustement cinématique, présenté dans ce chapitre, permet d'améliorer la résolution sur les objets issus de la désintégration semileptonique en utilisant les propriétés cinématiques des événements $t\bar{t}$. De cette façon, la résolution sur la masse du quark top peut être améliorée. Ce chapitre présente la méthode d'ajustement cinématique et les gains qu'elle peut donner. Le chapitre suivant présentera la mesure de la masse du quark top, les mesures obtenues après calibration partonique des jets seront comparées à l'application directe de l'ajustement cinématique sur les objets sélectionnés.

9.2 Les contraintes cinématiques dans un événement $t\bar{t}$

Les contraintes pouvants être utilisées dans un événement $t\bar{t}$ sont les masses du boson W et du quark top. Néanmoins, dans le cadre de la mesure de m_t, seule l'égalité entre les masses reconstruites des deux quarks top pourra être imposée. La masse du neutrino sera également fixée à zéro lors du calcul du l'impulsion longitudinale décrit dans le Chapitre 6.

9.3 La masse rééchelonnée : un ajustement cinématique au premier ordre

Nous avons vu que la connaissance de la masse du boson W permet de corriger d'un éventuel biais l'échelle en énergie des jets légers via un facteur de correction, défini événement par événement, égal à $\frac{m_{\mathrm{W}}^{\mathrm{PDG}}}{m_W^{jj}}$. En réalité, en plus d'une correction sur le biais, ce rééchelonnement améliore la résolution sur la masse en compensant les fluctuations de la mesure sur la paire de jets. Néanmoins, une telle correction est

une correction moyenne, elle ne tient pas compte des spécificités de ces deux jets : leur énergie et leur position dans le détecteur.

Un ajustement cinématique plus élaboré est introduit. Celui-ci pondèrera les corrections par les résolutions attendues pour chaque jet. Il prendra en compte simultanément les contraintes sur la masse du boson W et sur la masse du quark top.

9.4 Ajustement cinématique du système $t\bar{t}$

9.4.1 Méthode

L'ajustement cinématique permet de calculer une correction sur chaque objet reconstruit : jets, lepton et neutrino de sorte que les objets corrigés vérifient un ensemble de contraintes. A cette fin, une minimisation de χ^2 est utilisée. Un χ^2 est défini pour chaque événement de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\chi^2 &= \sum_j \frac{\left(E_j{}'+\Delta E_j-E_j^0\right)^2}{\sigma_{Ej}^2} + \frac{\left(E_\ell{}'+\Delta E_\ell-E_\ell^0\right)^2}{\sigma_{E\ell}^2} + \sum_{x,y,z} \frac{\left(p_\nu{}'+\Delta p_\nu-p_\nu^0\right)^2}{\sigma_{p\nu}^2} \\ &+ \frac{\left(m_t^{h\prime}-m_t^{l\prime}\right)^2}{\Gamma_t^2} + \sum_{W_{h,l}} \frac{\left(m_W{}'-m_W^{\mathrm{PDG}}\right)^2}{\Gamma_W^2}\end{aligned}$$

Les paramètres libres de ce χ^2 sont les quantités modifiées : E_j' pour l'énergie des quatre jets de l'événement, E_ℓ', qui est l'énergie du lepton et $p_\nu^{x,y,z\prime}$, les trois composantes de l'impulsion du neutrino. p_ν^z est calculé à partir du lepton, de $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ et d'une hypothèse sur la masse du boson W.

E_j^0, E_ℓ^0 et $p_\nu^{0\ x,y,z}$ sont les énergies et impulsions mesurées correspondantes.

Les masses modifiées $m_t^{h\prime}$ et $m_t^{l\prime}$ pour les deux quark top et, $m_W{}'$, pour les deux bosons W, découlent des quadri-impulsions modifiées.

Les résolutions en énergie et impulsion (σ_E et σ_p) sont des résolutions attendues. Elles sont déterminées sur simulation Monte Carlo et quantifiées dans le paragraphe suivant. De même ΔE_j, ΔE_ℓ et Δp sont les biais moyens relevés sur simulation. Nous prendrons $\Delta E_\ell \simeq 0$.

Γ_t et Γ_W sont les contraintes, elles doivent être inférieures à la résolution. Leurs valeurs fixent un compromis entre gain en résolution et taux de convergence. Le χ^2 est minimisé pour chaque événement.

9.4.2 Définition des résolutions et des biais sur les objets

La résolution en énergie de chaque jet est déterminée sur simulation Monte Carlo de paires $t\bar{t}$. Seuls les jets associés à la paire $t\bar{t}$ sont considérés. Chaque jet est associé aux partons correspondants. La différence en énergie entre le parton généré et l'énergie reconstruite permet d'extraire un biais et une résolution. Le biais représente la différence moyenne d'énergie entre le parton et le jet reconstruit. Les deux chapitres précédents nous ont montré que cette différence est contrôlée à l'échelle du pourcent.

Le biais et la résolution vont dépendre de la saveur du jet, de sa position dans le détecteur et de son énergie. D'autres paramètres pourraient être considérés tels que la proximité d'un second jet, la présence d'un lepton, etc.

Nous pouvons montrer que dans le cas d'un jet léger ou lourd situé dans un intervalle donné suffisament petit en η et pour un intervalle en énergie donné, la différence d'énergie entre parton et jet est *gaussienne*. C'est donc une paramétrisation en énergie, en η et en saveur qui sera utilisée.

Les résolutions en énergie sont décrites sous forme analytique par une fonction ad hoc :

$$\sigma_E(\mathrm{fl}, \eta, E_j) = A(\mathrm{fl}, \eta) + B(\mathrm{fl}, \eta)\sqrt{E_j} - \frac{C(\mathrm{fl}, \eta)}{\sqrt{E_j}}$$

où fl représente la saveur du jet : léger ou jet de b tandis que quatre intervalles sont considérés pour η :

- zone tonneau $|\eta| < 0.8$;
- zone de recouvrement entre bouchons et tonneau $0.8 < |\eta| < 1.6$;
- zone bouchons $1.6 < |\eta| < 2.6$;
- zone bouchons $|\eta| > 2.6$.

Les valeurs des constantes $A(\mathrm{fl}, \eta)$, $B(\mathrm{fl}, \eta)$ et $C(\mathrm{fl}, \eta)$ sont données dans le Tableau 9.1.

De même, les biais moyens, premières corrections de l'ajustement cinématique sont décrits par le même type de fonction avec des constantes déterminée sur simulation :

$$\Delta E(\mathrm{fl}, \eta, E_j) = A_b(\mathrm{fl}, \eta) + B_b(\mathrm{fl}, \eta)\sqrt{E_j} - \frac{C_b(\mathrm{fl}, \eta)}{\sqrt{E_j}} \tag{9.1}$$

Les fonctions de biais (9.1) sont illustrées sur les Figures 9.1 et 9.2.

9.4.3 Performances de l'ajustement cinématique sur les jets

La Figure 9.3 représente les résolutions en énergie sur les jets légers et sur les jets de b avant et après ajustement cinématique. Il a été vérifié que les valeurs mesurées de la résolution des jets avant ajustement cinématique sont compatibles avec les résultats obtenus par des analyses dédiées dans la collaboration ATLAS [90]. La résolution en énergie est typiquement améliorée de 20 à 30% par rapport à la mesure brut. Néanmoins, dans le cas des jets légers, on peut voir que le rééchelonnement par la masse du W permet un gain en résolution significatif bien que moindre que l'ajustement cinématique. Ce rééchelonnement n'améliorera que la composante légère des événements $t\bar{t}$.

Un rééchelonnement des jets de b en utilisant la masse du quark top est possible mais ne peut être utilisée lors de la mesure de la masse. L'avantage de l'ajustement cinématique par rapport au rééchelonnement simple réside dans la correction des jets de b et également celle du neutrino.

Intervalle η	type de jet	Modélisation de la résolution		
		$\sigma_E = A + B\sqrt{E} + \frac{C}{\sqrt{E}}$		
		A	B	C
Tonneau	W	10.83	0.1379	24.994
	b	10.718	0.28395	11.368
Jonctions	W	12.722	0.21756	24.221
	b	16.642	0.22038	23.823
Bouchons	W	16.166	0.49526	37.051
	b	13.621	0.84478	0
Intervalle η	**type de jet**	**Modélisation du biais**		
		$\Delta E = A_c + B_c\sqrt{E} + \frac{C_c}{\sqrt{E}}$		
		A_c	B_c	C_c
Tonneau	W	3.981	0.06006	−32.248
	b	1.994	0.18759	−63.559
Jonctions	W	4.442	−0.01243	−48.122
	b	−1.834	−0.04153	−88.658
Bouchons	W	6.548	0.18596	−89.023
	b	−26.796	−0.74134	−19.850

TAB. 9.1 – Constantes utilisées pour la modélisation de la résolution et du biais en énergie des jets en fonction du type de jet (W ou b), de sa position en η et de son énergie.

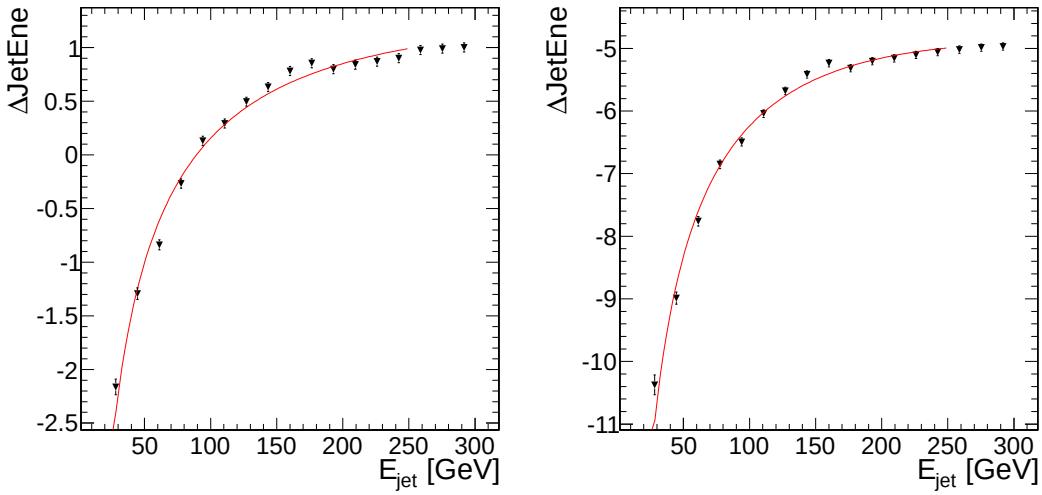


FIG. 9.1 – Biais en énergie des jets légers et des jets de b dans la zone $|\eta| < 0.8$.

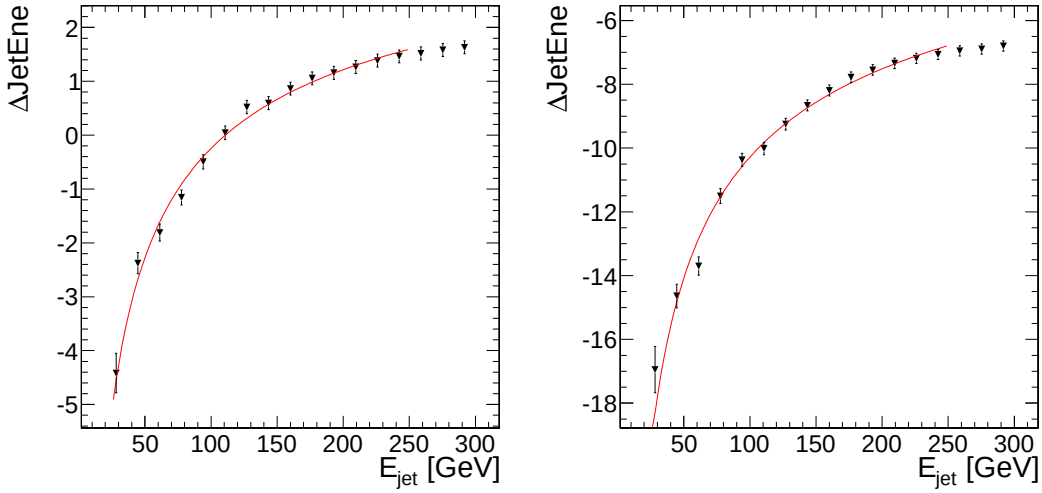


FIG. 9.2 – Biais en énergie des jets légers et des jets de b dans la zone $0.8 < |\eta| < 1.6$.

Il a été également vérifié que l'ajustement des directions des jets (ajustement de η et de ϕ) n'a pas d'impact significatif sur les résolution associées. Nous verrons que ce n'est pas le cas du neutrino.

9.4.4 Performances de l'ajustement cinématique sur la reconstruction du neutrino

Les Figures 9.4 et 9.5 représentent les résolutions angulaires et en énergie sur le neutrino, estimées sur simulation Monte Carlo. On y compare la résolution brute, obtenue à partir du neutrino reconstruit, à la résolution des quadri-impulsions ajustées. L'amélioration sur l'énergie et sur la direction du neutrino est significative.

9.4.5 Performances de l'ajustement cinématique sur les masses

Les masses invariantes des objets corrigés peuvent être comparées aux masses reconstruites sans ajustement. La Figure 9.6 illustre la correction effective apportée aux masses des deux quarks top dans la cas des événements correctement reconstruits par la méthode `BDT`. Les objets du côté leptonique sont moins modifiés par l'ajustement cinématique que les objets du côté hadronique. Ceci est dû à la plus faible combinatoire présente du côté leptonique. La Figure 9.7 montre la corrections sur ces masses dans le cas du bruit de fond combinatoire.

Le gain en résolution s'apprécie de manière qualitative sur la Figure 9.8 où les masses reconstruites avec et sans correction sont comparées. L'impact sur la précision sur la mesure de la masse du quark top sera quantifié dans le Chapitre 10. La Figure 9.9 montre que l'ajustement cinématique influe peu sur la forme du bruit de fond combinatoire.

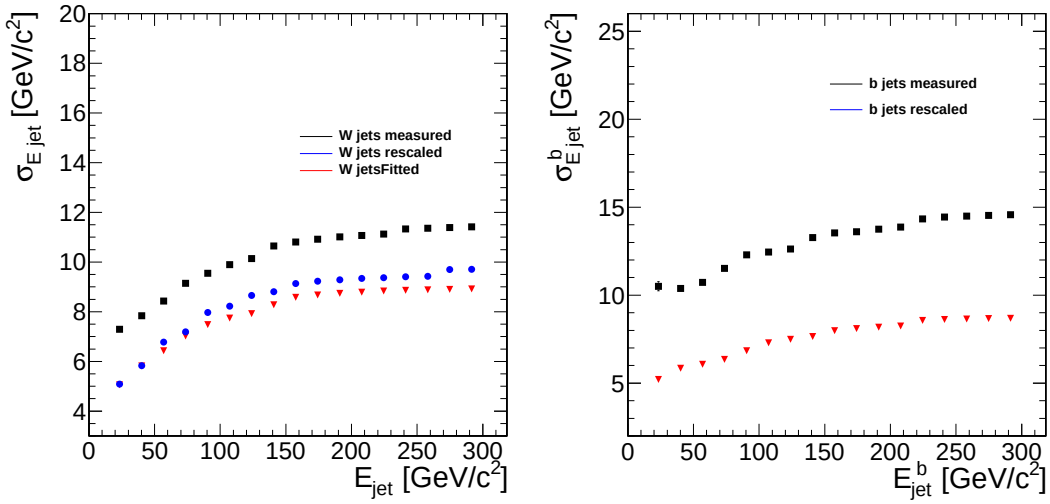


FIG. 9.3 – Résolution en énergie des jets avant et après ajustement cinématique dans la région $|\eta| < 0.8$ pour les jets légers (à gauche) et pour les jet de b (à droite).

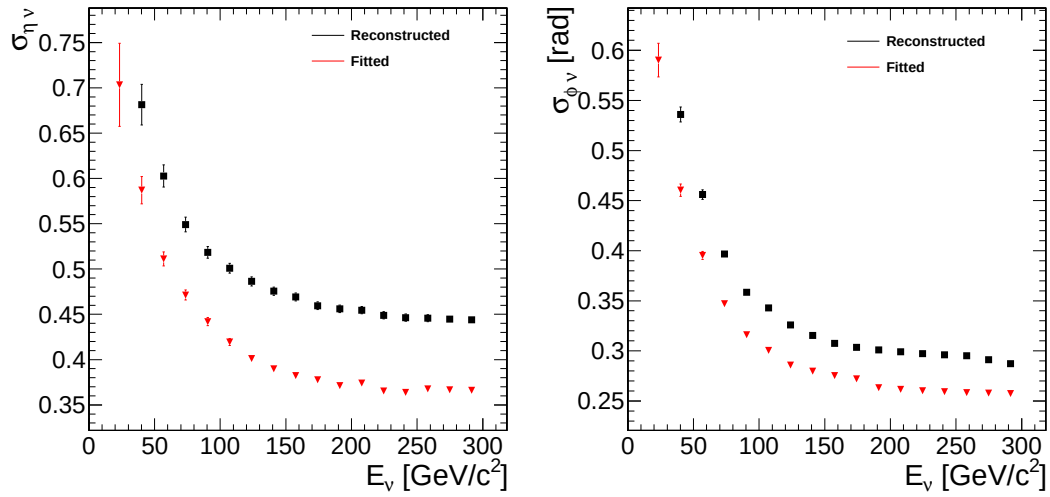


FIG. 9.4 – Résolutions en ϕ et η du neutrino avant et après ajustement cinématique.

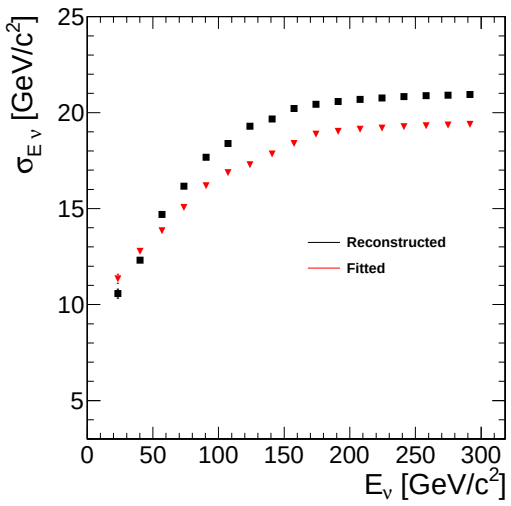


FIG. 9.5 – Résolution en énergie du neutrino avant et après ajustement cinématique.

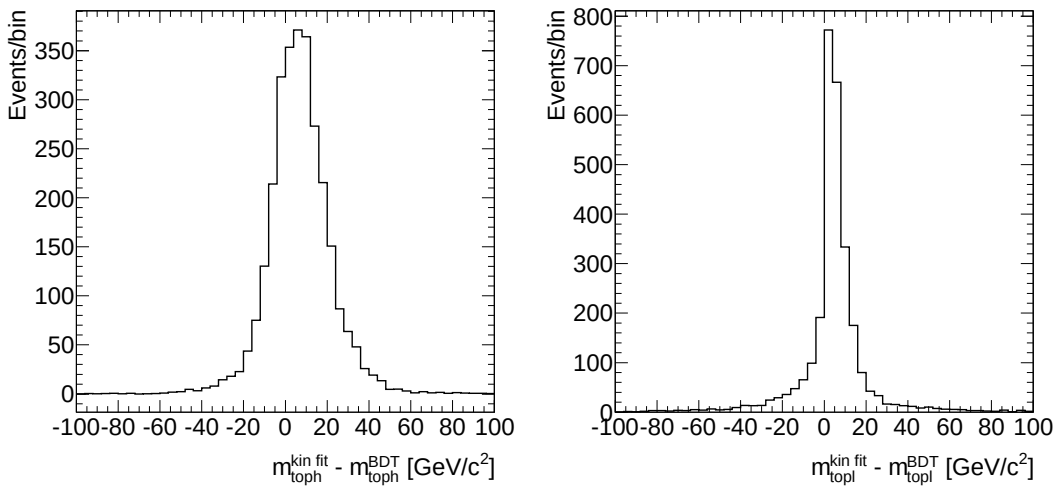


FIG. 9.6 – Variations sur la masse du quark top induite par l'ajustement cinématique en partant d'une reconstruction par BDT (signal) dans le cas de la masse hadronique (gauche) et leptonique (droite).

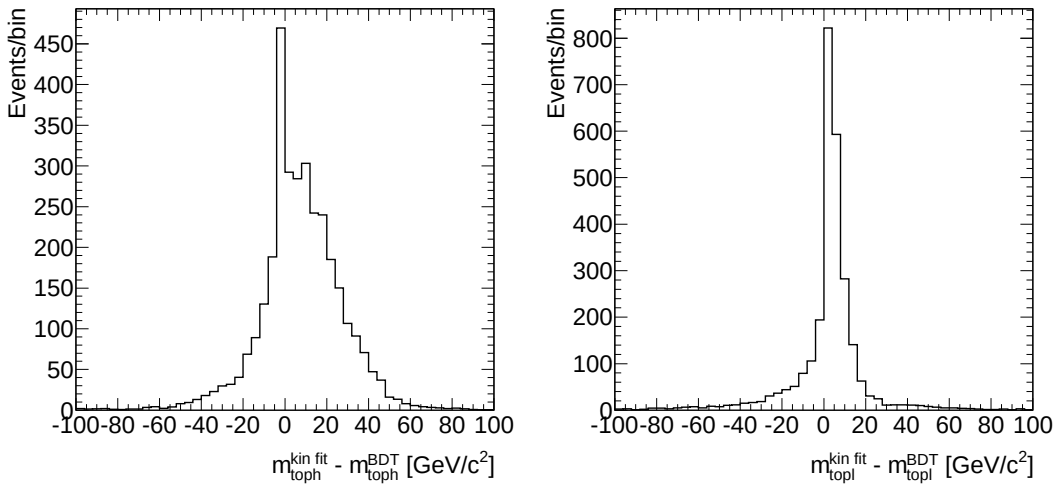


FIG. 9.7 – Variations sur la masse du quark top induite par l'ajustement cinématique en partant d'une reconstruction par BDT erronnée (bruit de fond combinatoire) dans le cas de la masse hadronique (gauche) et leptonique (droite).

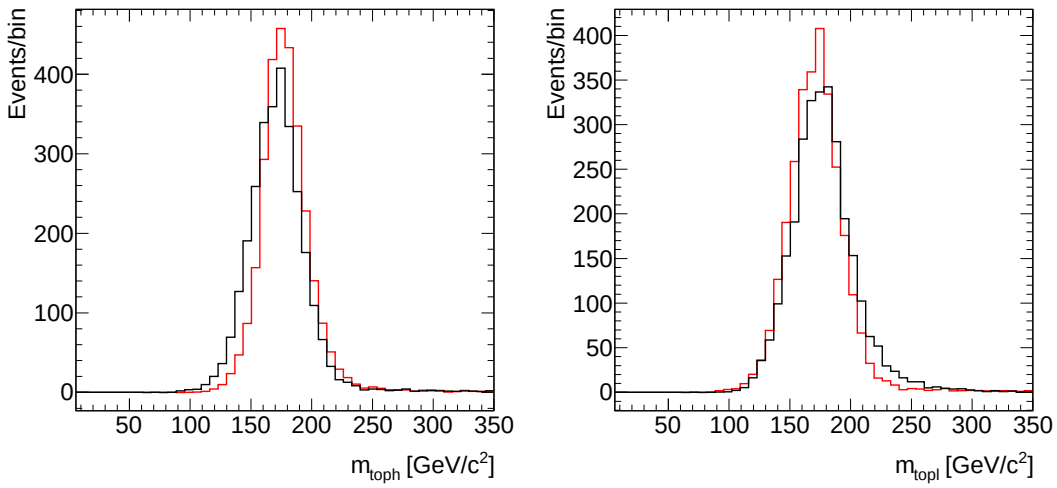


FIG. 9.8 – Comparaison de la masse invariante des quarks top après une reconstruction par BDT (en noir), dans le cas de la masse hadronique (gauche) et leptonique (droite) à la masse corrigée par ajustement cinématique (en rouge). Seules les bonnes combinaisons (sans bruit de fond combinatoire) sont considérées.

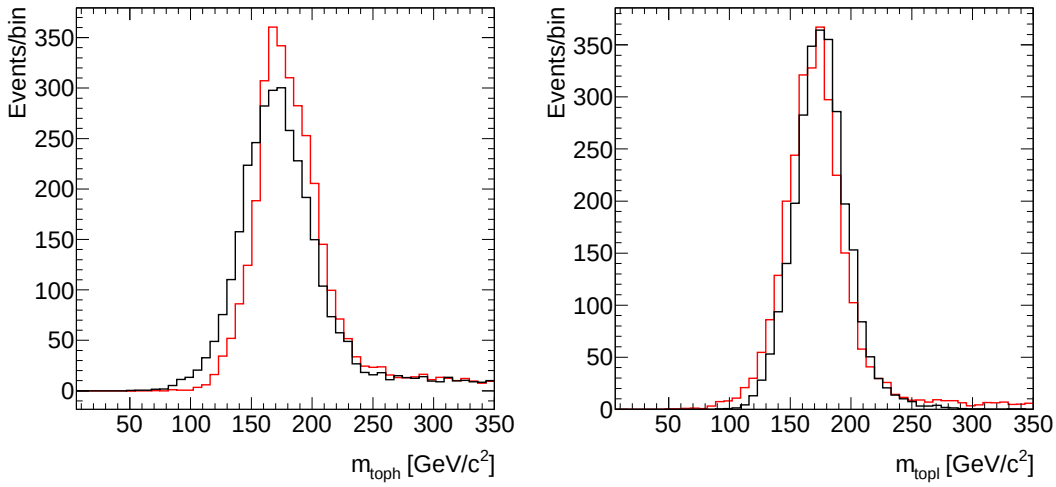


FIG. 9.9 – Comparaison de la masse invariante des quark top après une reconstruction par BDT (en noir) erronée (bruit de fond combinatoire) dans le cas de la masse hadronique (gauche) et leptonique (droite) à la masse corrigée par ajustement cinématique (en rouge)

9.5 Conclusion

L'ajustement cinématique est un outil efficace permettant d'améliorer la résolution sur les quantités mesurées ou reconstruites des jets, leptons et neutrinos. Ce gain se propage aux masses mesurées. L'impact en terme d'effet systématique devra être pris en compte lorsque la précision sur la mesure de la masse du top sera quantifiée dans le chapitre suivant. L'ajustement cinématique pourra compenser de faibles biais systématiques sur l'énergie des objets, en particulier sur les jets mais il sera inefficace face à un effet supérieur à l'ordre de grandeur de la résolution.

L'ajustement cinématique traite chaque événement individuellement. Une corrélation entre les corrections effectuées sur les jets d'événements différents indiquerait un biais systématique. Prendre en compte un tel biais par une procédure itérative serait possible et permettrait de déterminer à la fois un facteur d'échelle global et systématique mais également d'améliorer la résolution.

Chapitre 10

Extraction de la masse du quark top

L'esprit meut la masse.
Virgile

10.1 Introduction

La calibration des jets de b à l'échelle partonique a été présentée dans le Chapitre 8. Le Chapitre 9 a présenté une méthode d'ajustement cinématique des paramètres des objets utilisés permettant d'améliorer la résolution et donc la mesure de paramètres de la paire $t\bar{t}$. La calibration des jets de b utilise la dépendance de la masse du quark top au rapport $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$. La mesure a été présentée pour une hypothèse de masse du quark top $m_{top} = 172.5$ GeV/c^2. La calibration des jets de b peut être évaluée pour différentes hypothèses de masse de quark top. Ceci permet d'évaluer la dépendance de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de sa masse.

A l'inverse, en supposant $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ connu, on peut extraire de la dépendance obtenue, une mesure de la masse du quark top. La composante hadronique des jets de b a une échelle en énergie très semblable à celles des jets légers au premier ordre. L'hypothèse de cette analyse est l'égalité entre les rapports $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ et $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$. $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ a été mesuré par une analyse dédiée dans le Chapitre 6. Sa mesure est l'entrée nécessaire à la mesure de la masse du quark top.

A partir de la dépendance de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ en fonction de m_{top}, la mesure de la masse du quark top sera présentée pour une valeur définie de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}} = \frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$. Cette analyse sera présentée pour deux méthodes de reconstruction de la paire $t\bar{t}$. La première, utilisée dans le Chapitre 8, est basée sur la proximité topologique des jets issus du quark top et est optimisée pour réduire l'incertitude systématique sur l'échelle en énergie des jets à travers l'utilisation d'une masse de quark top calibrée aux jets légers. La deuxième méthode de reconstruction a été détaillée dans le Chapitre 5. Elle est basée sur l'utilisation d'*arbres de décision boostés*. En maximisant la fraction de quarks top bien reconstruits, cette méthode minimise l'erreur statistique. La calibration aux jets légers est également appliquée sur cette méthode. La mesure de masse du

quark top sera présentée dans les sections suivantes en utilisant ces deux méthodes. L'amélioration sur la mesure de masse par ajustement cinématique sera également présentée.

10.2 Méthodes d'extraction de la masse du quark top

Cette analyse compare la mesure de masse du quark top pour deux méthodes de reconstruction de la paire $t\bar{t}$. La première reconstruit les quarks top hadronique et leptonique avec la méthode de proximité topologique présentée dans le Chapitre 5 et utilisée dans la mesure de $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ dans le Chapitre 8. La deuxième méthode utilise des *arbres de décision boostés* pour sélectionner les jets issus de la désintégration de la paire $t\bar{t}$. Ses performances sont présentées dans le Chapitre 5.

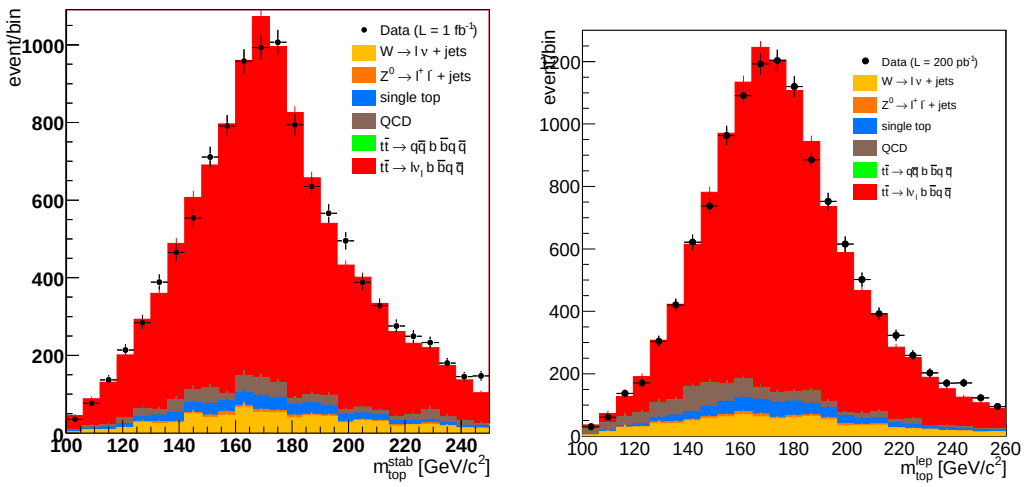


FIG. 10.1 – Distribution de la masse invariante du quark top hadronique calibrée au jets légers, pour la méthode de reconstruction par proximité topologique, à gauche et pour le quark top leptonique à droite.

Aprés cette étape de reconstruction de la paire $t\bar{t}$, le quark top hadronique est calibré aux jets légers afin de ne dépendre que de l'échelle en énergie des jets de b. La Figure 10.1 présente la distribution de la masse des quarks top hadroniques et leptoniques pour une reconstruction par proximité topologique et la Figure 10.2 ces distributions pour une reconstruction par `BDT`. Dans le cas de la reconstruction par *arbres de décision boostés*, la reconstruction du boson W hadronique est biaisée car un des paramètres d'entrée est la valeur `PDG` de la masse du boson W. Dans ce cas, la calibration aux partons sera moins efficace et une dépendance résiduelle à l'échelle en énergie des jets légers sera quantifiée comme une incertitude systématique.

La masse du quark top dépend également de l'échelle en énergie des jets de

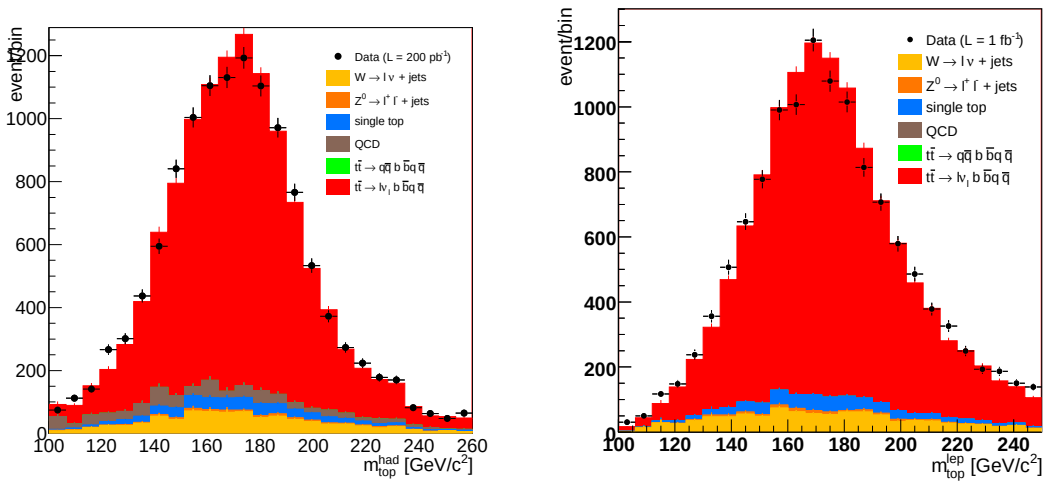


FIG. 10.2 – Distribution de la masse invariante du quark top hadronique calibrée au jets légers, pour la méthode de reconstruction BDT, à gauche, et pour le quark top leptonique, à droite.

b. On applique alors une calibration aux jets de b afin de limiter la dépendance. L'hypothèse utilisée dans cette analyse est l'égalité entre la calibration des jets légers aux partons et celle des jets de b aux partons. La composante hadronique des jets de b est très semblable à celle des jets légers, leur calibration à l'échelle partonique est donc estimée équivalente et nous utiliserons comme facteur de calibration sur les jets de b $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}} = \frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}} \cdot \frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ a été mesuré dans le Chapitre 6 à $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}} = 0.991 \pm 0.005$. On exprimera donc :

$$m_{top\ had}^{cal} = m\left(j1 \times \alpha_l, j2 \times \alpha_l, b \times \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}\right) \tag{10.1}$$

$$m_{top\ lep}^{cal} = m\left(lepton, neutrino, b \times \frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}\right) \tag{10.2}$$

La méthode d'extraction de la masse du quark top est alors basée sur des *templates*. Plusieurs distributions de la masse de quark calibrée hadronique et leptonique sont référencées pour différentes hypothèses de masse du quark top. La Figure 10.3 présente l'évolution de ces références pour des masses de quarks top entre 160 et 180 GeV/c^2. Pour obtenir une distribution de masse reconstruite intermédiaire à deux distributions simulées, le nombre d'événements attendus dans chaque intervalle de masse est interpolé en supposant une évolution linéaire en fonction de la masse du quark top.

On procède ensuite à une maximisation de vraisemblance entre les références de la simulation et la distribution observée sur les données. La mesure de la masse du quark top est présentée en trois temps. La première mesure utilise uniquement

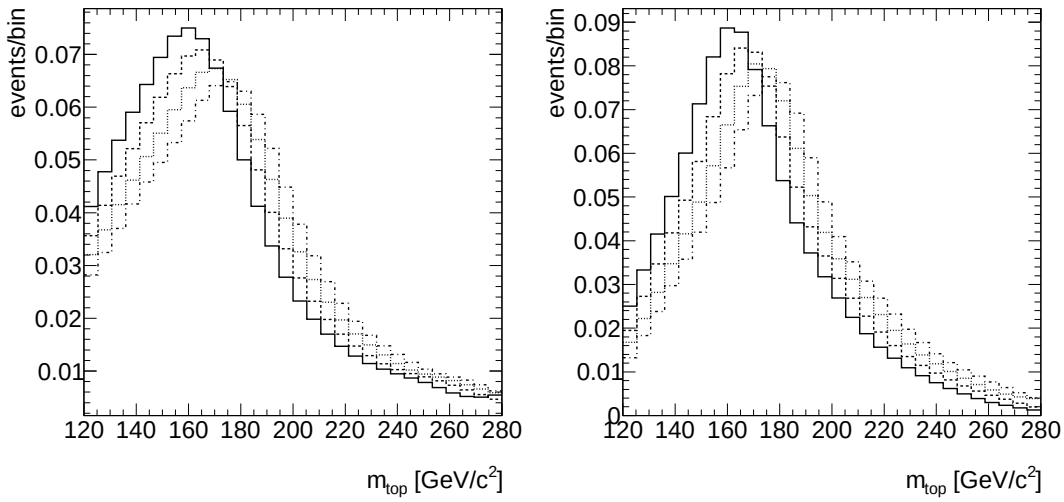


FIG. 10.3 – Distributions de m_{top} pour différentes hypothèses de masse du quark top, à gauche pour le top leptonique entre 145 GeV/c^2 et 200 GeV/c^2 et à droite pour le top hadronique entre 160 GeV/c^2 et 190 GeV/c^2, après stabilisation.

la distribution de la masse du quark top hadronique pour définir ses références, la deuxième uniquement la distribution de la masse du quark top leptonique. La troisième méthode effectue une maximisation de vraisemblance simultanée des distributions des quarks top hadronique et leptonique, permettant de diminuer l'incertitude statistique sur la mesure tout en tenant compte de la corrélation existant entre les deux masses invariantes.

10.3 Evaluation de l'erreur attendue par pseudo expériences

L'erreur statistique attendue pour la mesure de la masse du quark top peut être déterminée par des pseudo-expériences correspondant chacune à la luminosité enregistrée dans les données.

La méthode de mesure par *template* a déja été démontrée non biaisée dans le Chapitre 8 dédié à la mesure de l'échelle en énergie des jets de b.

L'erreur statistique attendue est prise comme étant la moyenne des erreurs des différentes pseudo-expériences. Elle est donnée dans le Tableau 10.1 pour les trois cas de figures : ajustement de la masse reconstruite du top hadronique, de la masse reconstruite du top leptonique et l'ajustement simultané des deux. De plus, les deux méthodes de recontruction y sont comparées. L'amélioration de la précision statistique sur la mesure de masse du quark top par un ajustement cinématique sur la méthode `BDT` est également présentée.

Canal	Δm_{top} (GeV/c^2)		
	Reco. par proximité	Reco. Par BDT	Reco. Par BDT + kin. fit.
Canal hadronique	0.885	0.631	0.586
Canal leptonique	0.747	0.474	0.416
Had. + lept.	0.604	0.402	0.367

TAB. 10.1 – Comparaison de la précision statistique attendue sur m_{top} par les deux méthodes de reconstruction et application de l'ajustement cinématique sur la méthode BDT. La précision attendue est determinée sur simulation Monte Carlo à l'aide de 500 pseudo-expériences correspondant à $\mathcal{L} = 1$ fb^{-1}.

10.4 Linéarité de la mesure de masse

La mesure de la masse doit être linéaire sur simulation, par construction. Afin de nous en assurer, des échantillons d'événements simulés décorrellés de celui qui a été utilisé pour les *templates* et correspondants à différentes masses générées sont utilisés. La masse du quark top ajustée depuis chaque échantillon est comparée à la masse génerée.

10.5 Mesure de la masse du quark top sur données

Aprés calcul de la masse du quark top calibrée sur les deux reconstructions de la paire $t\bar{t}$, la maximisation de vraisemblance est effectuée entre la distribution observée sur les données et les trois références utilisées successivement, soit la distribution de la masse du quark top hadronique, du quark top leptonique et la maximisation simultanée sur les deux distributions.

Les mesures de masse de quark top ainsi obtenues sont résumées dans le Tableau 10.2.

Méthode	m_{top} par reconstruction topologique	m_{top} par reconstruction BDT
Canal hadronique	175.32 ± 0.83 GeV/c^2	176.36 ± 0.54 GeV/c^2
Canal leptonique	$173,06 \pm 0.68$ GeV/c^2	176.98 ± 0.48 GeV/c^2
Had. + lept.	$174,05 \pm 0.58$ GeV/c^2	176.08 ± 0.40 GeV/c^2

TAB. 10.2 – Mesure de la masse du quark top, pour une luminosité intégrée de $1fb^{-1}$, obtenue par la méthode des *templates* en utilisant les deux reconstructions présentées. Le tableau présente les résultats obtenus pour trois références possible, distribution de la masse du quark top hadronique, leptonique et les deux distributions simultanément.

Les mesures obtenues en maximisant simultanément les distributions de masse de quark top hadronique et leptonique ont une meilleure précision statistique que celles obtenues par la maximisation d'une seule distribution. Les mesures obtenues en

utilisant la reconstruction par *arbres de décision boostés* présentent une incertitude statistique inférieure à celles utilisant la reconstruction par minimisation de ΔR. Ce résultat était attendu du fait que la méthode BDT optimise le taux d'événements bien reconstruits. En utilisant la maximisation simultanée sur les deux distributions, l'incertitude statistique est inférieure à 0.5 GeV/c^2.

10.6 Evaluation des incertitudes systématiques

Il existe de nombreuses sources d'incertitude systématiques sur la mesure de la masse du quark top. Ces incertitudes sont dépendantes de la méthode de reconstruction utilisée et de la calibration aux partons des jets issus de la paire $t\bar{t}$. Les sections suivantes présentent la méthode d'estimation des différents effets systématiques et leur mesure est résumée dans le Tableau 10.3.

10.6.1 Leptons

10.6.1.1 Système de déclenchement leptonique

Une incertitude est associée à l'efficacité de la chaîne de déclenchement leptonique. Un lot d'événements est simulé avec une efficacité modifiée de cette incertitude. La différence entre la mesure obtenue à partir de cette pseudo-experience et la mesure obtenue à partir de l'échantillon initial définit l'incertitude systématique due à la chaîne de déclenchement.

10.6.1.2 Reconstruction, identification et facteur d'échelle des leptons

Les performances de la reconstruction et de l'identification des électrons et des muons diffèrent entre données et simulation. Des facteurs d'échelle appropriés sont appliqués aux leptons simulés afin de corriger cet effet. Une incertitude sur ces corrections a été évaluée par des analyses dédiées.

Deux pseudo-expériences sont utilisées. Leurs facteurs d'échelle sont modifiés en accord avec leurs incertitudes. La variation de la mesure observée sur ces deux échantillons par rapport à la simulation nominale définit l'incertitude systématique due a la simulation des performances de reconstruction et d'identification des leptons.

Une approche similaire est utilisée pour évaluer l'incertitude due à la résolution en énergie des leptons. L'énergie des électrons et des muons reconstruits est dégradée afin d'améliorer les accords entre données et simulation. Une pseudo-experience est définie. L'énergie des leptons y est dégradée d'un facteur supplémentaire correspondant au degrés de contrôle de la résolution en énergie des leptons. La différence entre la mesure obtenue sur ce lot d'événements et la mesure obtenue sur les événements nominaux définit l'incertitude systématique due a la simulation de la résolution en énergie des leptons.

Cette methode est appliquée aux deux canaux, électron et muon, avec des amplitudes correspondantes.

10.6.2 Simulation de la zone morte du LArg

L'état de la zone defectueuse du calorimètre éléctromagnétique n'est pas pris en compte dans la simulation utilisée pour ces analyses. Des corrections a posteriori sont appliquées aux objets reconstruits dans la simulation afin de prendre cet effet en compte. L'incertitude sur ces corrections est utilisée pour varier les coupures appliquées aux objets dans une pseudo-expérience. La différence entre cette mesure et l'échantillon nominal donne l'impact des coupures ad hoc sur la mesure effectuée.

10.6.3 Jets

10.6.3.1 Résolution en Energie et efficacité de reconstruction

Comme pour les leptons, des incertitudes sont associées à la résolution en énergie des jets simulés et à l'efficacité de reconstruction des jets. Une pseudo-expérience, dans laquelle les jets ont une résolution dégradée ou une efficacité de reconstruction dégradée par cette incertitude, permet d'évaluer les deux biais systématiques associés.

10.6.3.2 Echelle en énergie des jets

Cet effet systématique ne concerne que la mesure de la masse du quark top car $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ et $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$ sont des mesures de l'échelle en énergie des jets faites au niveau partonique.

Le facteur $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ est appliqué en tant que facteur correctif sur le jet de b. Sa mesure a été obtenue par une analyse dédiée décrite dans le Chapitre 7. La précision sur la mesure de cette correction se propage a la mesure de la masse et est implicitement incluse dans l'incertitude systématique sur l'échelle en énergie des jets.

L'échelle en énergie des jets a été mesurée à partir des données de faisceau-test et de collisions au LHC ainsi que par la simulation. Son incertitude varie de 2.5% à 8% dans la région centrale du détecteur ATLAS, selon le p_T et le η du jet [103]. Ceci inclut les incertitudes sur la composition de saveur de l'échantillon ainsi que sur les mauvaises mesures sur des jets topologiquement proches.

10.6.3.3 Egalité entre $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ et $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$

L'hypothèse qu'une correction sur les jet legers implique une correction similaire sur les jets de saveurs lourdes est intuitivement confortée par le fait qu'un jet de b possède majoritairement une composante hadronique similaire à celle des jets légers. La composante leptonique ainsi que les neutrinos peuvent induire une différence. Celle-ci a été évaluée dans des études dédiées qui ont testé la compatibilité entre α_l et α_b à l'échelle de 2.5%. Cette compatibilité a été obtenue par une méthode d'*étiquetage et sondage* sur des événements à deux jets et en comparant la réponse des jets étiquetés b entre données et simulation. De plus, l'incertitude sur la réponse des jets calorimétriques a été évaluée à partir des réponses à un hadron. Les effets

dus aux processus de fragmentation, d'hadronisation et de radiations sous-jacentes ont été étudiés en utilisant différents modèles de simulation.
Pour prendre en compte cette incertitude de 2.5 %, les jets de b d'un lot d'événements sont variés de 2.5%, la différence de mesure obtenue par rapport à l'échantillon nominal donne l'incertitude résiduelle sur l'échelle des jets de b.

10.6.3.4 Résolution en énergie des jets

Pour prendre cet effet en compte, l'énergie de tous les jets reconstruits sont variés par une fonction gaussienne dont la largeur correspond à l'incertitude sur la mesure de la résolution en énergie des jets. Ceci est effectué avant la sélection des événements. La différence obtenue entre l'échantillon nominal et la mesure obtenue sur cet échantillon varié est l'incertitude systématique sur la résolution en énergie des jets.

10.6.3.5 Efficacité de reconstruction des jets

Les efficacités de reconstruction des jets entre simulation et données dans ATLAS sont en accord à l'échelle de ± 2 %. L'incertitude systématique est evaluée en rejetant aleatoirement des jets des événements en utilisant cette fraction. La sélection des événements et la mesure sont répétés sur ce nouvel échantillon et la différence à l'échantillon nominal est l'incertitude systématique sur l'efficacité de reconstruction des jets.

10.6.3.6 Etiquetage des jets de b

L'efficacité d'étiquetage des jets de b et les taux de mauvais étiquetage sont différents entre simulation et données. Pour palier cette différence, des facteurs d'échelle d'étiquetage de jets de b, de même que leurs incertitudes, ont été calculés pour chaque jet en fonction de son η, de son p_T et de la saveur du quark [104]. L'incertitude systématique sur cette efficacité est calculée en faisant varier les facteurs d'échelle dans la gamme de leur incertitude et en comparant les mesures obtenues à celle de l'échantillon nominal.

10.6.4 Simulation de l'énergie transverse manquante (Simulation des zones non instrumentées)

L'impact d'un biais sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ entre la simulation et les données a été démontré dans le Chapitre 5. Il a été propagé à la masse recontruite du top leptonique. De même, un tel biais sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ peut se propager à la mesure simultanée de la masse.

Néanmoins, les biais sur $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ sont la conséquence de biais sur des objets reconstruits et principalement dus aux jets. Le biais sur l'échelle en énergie des jets affecte la mesure de la masse via $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ également.

Le seul terme contribuant à $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$ qui n'est pas couvert par les autres effets systématiques traité dans cette section est la reconstruction de l'énergie perdue

dans les zones mortes. Une incertitude de ±10% lui est associée, elle est propagée à la masse du top et prise comme incertitude systématique.

10.6.5 Impact de la statistique sur la forme des distributions de masse

La forme attendue du signal et des bruits de fond (hors bruits de fond multi-jets) est extraite de la simulation Monte Carlo. Une incertitude sur cette forme découle de la taille finie de l'échantillon simulé et est évaluée grace a une pseudo-expérience dont le contenu de chaque interval en masse (chaque *bin*) de la distribution de masse reconstruite est modifié d'un facteur alétoire. Ce facteur est généré à partir de l'erreur statistique de chaque *bin* de masse. Cette procédure est appliquée au signal, à la somme des bruits de fonds (hors QCD) est au bruit de fond QCD. L'incertitude sur la forme du bruit de fond QCD provient de la taille du lot de données ayant servit à l'extraire.

Une incertitude est également évaluée pour les événements W+jets qui sont repondérés dans une pseudo-expérience dédiée. Cette repondération s'effectue au niveau des paramètres du générateur `ALPGEN`.

Des études dédiées ont montré que l'incertitude liée aux bruits de fond hors QCD et W+jets est négligeable.

10.6.6 Normalisation de la distribution de masse du quark top

Une incertitude de ±50% de la contribution du bruit de fond multi-jets a été considérée. Celle-ci se propage directement à la masse mesurée. De même, une incertitude de 10% sur la normalisation du signal, *ie* sur le produit $\sigma_{t\bar{t}} \times \varepsilon_{signal}$, est considérée.

Les événements W+jets ont été également renormalisés en tenant compte de l'incertitude sur le nombre d'événements attendus. Cette incertitude est obtenue par des analyses dédiées sur les données.

10.6.7 Générateur Monte Carlo du signal

L'incertitude systématique reliée au choix du générateur est prise en compte en comparant les résultats de pseudo-expériences utilisant les générateurs `MC@NLO` et `POWHEG` pour une masse de quark top généré à $m_{top} = 172.5$ GeV/c^2 [105].

10.6.8 Radiations multi-jets dans l'état initial et final (*Initial State Radiation, ISR Final State Radiation, FSR*)

Différents taux d'ISR et de FSR peuvent altérer la multiplicité des jets des événements avec pour conséquence d'introduire des distorsions dans les distributions de m_W^{reco} et m_{top}^{reco}. Cet effet est évalué à l'aide de pseudo-expériences utilisant différents taux d'ISR et de FSR avec le générateur `ACERMC` [101, 102]. Les paramètres Pythia

qui contrôlent la fragmentation sont variés dans 7 lots d'événements différents. L'incertitude systématique est prise comme étant la moitié de la plus grande différence entre deux échantillons.

Effets		Méthode de proximité topologique			Méthode des BDT		
		Δm_{top}^{h}	Δm_{top}^{l}	Δm_{top}	Δm_{top}^{h}	Δm_{top}^{l}	Δm_{top}
Echelle Energie Electron		± 0.046	± 0.042	± 0.041	± 0.068	± 0.107	± 0.046
Résolution Energie Electron		± 0.027	± 0.034	± 0.031	± 0.039	± 0.052	± 0.035
Efficacité ID Electron		$< \pm 0.001$	± 0.005	± 0.004	± 0.012	± 0.011	± 0.011
Résolution Energie Muon		± 0.031	± 0.014	± 0.017	± 0.007	± 0.027	± 0.015
Efficacité Reco. Muon		$< \pm 0.001$	± 0.001	$< \pm 0.001$	± 0.001	$< \pm 0.001$	$< \pm 0.001$
Déchenchement Muon		± 0.003	± 0.004	$< \pm 0.001$	± 0.047	± 0.031	± 0.008
Forme du signal		± 0.307	± 0.479	± 0.378	± 0.255	± 0.334	± 0.294
Forme de la QCD		± 0.176	± 0.249	± 0.006	± 0.123	± 0.129	± 0.004
Normalisation de la QCD	$\pm 50\%$	± 0.225	± 0.395	± 0.250	± 0.780	± 0.819	± 0.883
Echelle Energie Jets		± 0.302	± 0.295	± 0.298	± 0.581	± 0.579	± 0.580
Résolution Energie Jets		± 0.377	± 0.587	± 0.459	± 0.183	± 0.242	± 0.213
Efficacité Reco. Jets		± 0.069	± 0.015	± 0.046	± 0.041	± 0.043	± 0.042
Biais $E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$		± 0.044	± 0.006	± 0.023	± 0.121	± 0.076	± 0.136
Impact Zone Morte LArg		± 0.023	± 0.008	± 0.011	± 0.013	± 0.018	± 0.018
Etiquetage de b		± 0.251	± 0.226	± 0.244	± 0.325	± 0.201	± 0.264
Egalité $\frac{\alpha_l^{data}}{\alpha_l^{MC}}$ $\frac{\alpha_b^{data}}{\alpha_b^{MC}}$	2.5%	± 1.155	± 0.420	± 0.728	± 1.056	± 0.580	± 0.793
Saveurs lourdes W+jets		± 0.028	± 0.007	± 0.010	± 0.040	± 0.006	± 0.024
Forme et Norm. du W+jets	± 0.064	± 0.083	± 0.065	± 0.079	± 0.097	± 0.039	
Ajustement FSR		± 0.567	± 1.603	± 0.844	± 1.493	± 1.646	± 1.556
Ajustement ISR		± 0.525	± 0.641	± 0.955	± 0.987	± 0.365	± 0.362
Total (syst.)		± 1.556	± 2.024	± 1.652	± 2.348	± 2.107	± 2.127
Statistique attendues		± 0.835	± 0.676	± 0.580	± 0.540	± 0.483	± 0.398
Total (syst.$\oplus$ stat.)		± 1.766	± 2.105	± 1.751	± 2.409	± 2.162	± 2.164

TAB. 10.3 – Effets systématiques sur la mesure de m_{top} en GeV/c^2 par la méthode des *templates* exploitant les deux reconstructions de la paire $t\bar{t}$ présentées. Δm_{top}^{h} et Δm_{top}^{l} sont les incertitudes systématiques sur les masses du top mesurées individuellement tandis que Δm_{top} est l'incertitude systématique sur la masse du top avec utilisation simultanée de la paire de top.

Les deux incertitudes systématiques principales sont l'échelle en énergie des jets et la radiation de gluons dans les états initiaux et finaux. Cette deuxième cause provient de la sensibilité des méthodes de reconstruction utilisées aux ISR et FSR, les deux méthodes présentées prenant en compte, par exemple, l'angle entre les jets reconstruits.

L'analyse a été construite afin de minimiser l'impact de l'incertitude sur l'échelle en énergie des jets. L'incertitude systématique évaluée est inférieure au GeV alors que l'incertitude sur l'énergie des jets est de l'ordre de 3%, ce qui aurait généré une incertitude de 5 GeV sur la masse. Bien que cet effet systématique soit encore important, il a néanmoins été efficacement réduit.

La reconstruction par `BDT` s'est avérée efficace. La résolution en masse en a été améliorée. Néanmoins, cette reconstruction induit une incertitude systématique plus importante. Cela s'explique par une plus grande sensibilité à la topologie des événements simulés utilisés pour l'apprentissage, en particulier le taux d'ISR/FSR qui modifie les distributions angulaires. L'incertitude associée aux bruit de fond multi-jets est également plus importante. Elle est attribuée à la forme de la distribution obtenue avec la reconstruction `BDT`. L'incertitude sur l'échelle en énergie des jets est aussi supérieure pour la reconstruction `BDT`. Ceci est expliqué par l'utilisation de la masse PDG du boson W dans les paramètres d'entrée de `BDT`. L'utilisation de la masse calibrée aux jets sera donc moins efficace puisqu'utilisant une masse de boson W biaisée.
Ces incertitudes systématiques pourraient être réduites en incluant dans les lots d'apprentissages une variation des taux d'ISR/FSR et élargissant le spectre de masse du top afin de modifier la forme de la distribution des bruits de fond.

10.7 Conclusion

La méthode développée ici s'appuie sur une étude initiale des jets légers puis des jets de b. Elle prend comme hypothèse que l'échelle de calibration données/simulation est la même quelle que soit la saveur des jets, ce qui a été vérifié par une étude dédiée sur les jets légers et les jets de b. Elle prend en compte à la fois la mesure de masse du quark top hadronique et du quark top leptonique.

Cette étude a permis de montrer qu'elle était potentiellement très compétitive pour mesurer la masse du quark top. Cette analyse associée à celles développées au sein du groupe top, notamment la méthode dite de *templates-2D*, doit contribuer à obtenir une mesure performante de la masse du quark top avec les quelques fb qui seront disponibles d'ici fin 2011.

Les mesures obtenues avec 1 fb^{-1} sont les suivantes. Pour une reconstruction de l'événement par méthode de proximité topologique, on obtient $m_{top} = 174,05 \pm 0.58_{stat} \pm 1.75_{syst}$ GeV/c^2. Pour une reconstruction par arbres de décision boostés (`BDT`), on mesure $m_{top} = 176.1 \pm 0.4_{stat} \pm 2.2_{syst}$ GeV/c^2.

On peut noter la grande stabilité de la mesure, que l'on considère le canal hadronique, leptonique ou la somme des deux. L'incertitude sur la mesure est dominée, pour les deux méthodes de reconstruction, par l'incertitude systématique. Une amélioration significative de la mesure ne pourra être envisagée dans un avenir proche que par la compréhension de ces différents effets et leur contrôle.

Conclusion

En ultime analyse, toute chose n'est connue
que parce que l'on veut croire la connaître.

Nous avons étudié les propriétés du quark top avec le détecteur ATLAS en analysant un lot de données de 1 fb^{-1}. Les jets de particules sont un point de l'étude des événements top. Les jets étudiés dans ATLAS sont calorimétriques. Le calorimètre hadronique fournit des mesures essentielles à leur reconstruction. Nous avons étudié et démontré les performances de ce calorimètre.

Nous avons montré que les désintégrations de paires $t\bar{t}$ sont une source unique de bosons W hadroniques. La précision sur la masse du boson W combinée à l'abondance des événements $t\bar{t}$ permet de calibrer des jets légers à l'échelle partonique à hauteur de 2 %.Nous avons développé une méthode inédite et concurentielle de reconstruction de paires de quarks top semileptoniques à partir d'une analyse multivariable basée sur les arbres de décision boostés. Ses performances ont été comparées à différentes méthodes de reconstruction utilisées dans les analyses de physique actuelles. Notre méthode de reconstruction est utilisée en parallèle avec une méthode plus classique pour les analyses de physique du top.

A partir de cela, nous avons considéré deux approches exclusives. La première consiste en la mesure de l'échelle partonique des jets de b en supposant la masse du quark top connue : une précision inférieure à 2 % a été atteinte. La seconde porte sur la mesure de la masse du quark top en supposant une égalité entre l'échelle en énergie des jets de b et celle des jets légers, mesurée grâce aux bosons W. Cette mesure a été effectuée avec une précision de l'ordre de 2.5 %. Nous avons également montré que cette mesure peut être raffinée grâce à un ajustement cinématique contraint des objets reconstruisant la paire $t\bar{t}$.

Cette étude d'un état final impliquant une énergie manquante, un lepton et plusieurs jets, dont certains issus de saveurs lourdes, exploite l'ensemble des sous-détecteurs d'ATLAS et des objets reconstruits. Les précisions obtenues montrent la bonne maîtrise de ces différents aspects.

La grande luminosité fournie par le LHC a permis, à l'heure de la soutenance de cette thèse, de doubler le nombre d'événements de physique enregistrés par ATLAS. Ces collisions supplémentaires sont en cours d'étude et permettront de diminuer significativement les incertitudes étudiées dans ce document et de fournir des mesures d'une précision inédite sur la masse du quark top, véritable mesure higgsométrique, permettant peut-être de fournir des indices sur la physique de l'échelle du TeV et de compléter notre connaissance des fondements de la Matière.

Bibliographie

[1] C. D. Anderson. The positive electron. *Phys. Rev.*, (43) :491–494, 1933. (Cité en page 4.)

[2] W. Pauli. Lettre ouverte à Lisa Meitner et aux chers Mesdames et Messieurs radiactifs. *Lettre disponible à l'adresse http ://www-lapp.in2p3.fr/neutrinos/plettre.html*, 1930. (Cité en page 4.)

[3] F. Reines et C. L. J. Cowan. The neutrino. *Nature*, (178) :446, 1956. (Cité en page 5.)

[4] F. Reines et C. L. J. Cowan. Neutrino Physics. *Physics Today*, 8(10) :12, 1957. (Cité en page 5.)

[5] M. Gell-Mann. *Phys. Lett.*, (8) :214, 1964. (Cité en page 5.)

[6] M. Herrero. The Standard Model. page 58. (Cité en page 5.)

[7] M. L. Perl *et al.* Evidence For Anomalous Lepton Production In e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, (35) :1489, 1975. (Cité en page 5.)

[8] The UA1 Collaboration. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. *Phys. Lett. B*, (122) :103, 1983. (Cité en page 5.)

[9] The UA2 Collaboration. Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $p\bar{p}$ collider. *Phys. Lett. B*, (122) :476, 1983. (Cité en page 5.)

[10] J. E. Augustin *et al.* Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, (33) :1406–1408, 1974. (Cité en page 5.)

[11] S. W. Herb *et al.* Observation of a Dimuon Resonance At 9.5 gev In 400 gev Proton-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, (39) :252, 1977. (Cité en page 6.)

[12] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration]. Observation Of The Top Quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2632, 1995. (Cité en pages 6 et 71.)

[13] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration]. Observation Of Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626, 1995. (Cité en pages 6 et 71.)

[14] V. B. Berestetski et R. A. Schaffer A. I. Akhiezer. Quantum Electrodynamics. *J. Phys G., Nucl. Part. Phys.*, 33 :976, 1965. (Cité en page 6.)

[15] S. L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 105 :1413, 1957. (Cité en page 6.)

[16] A. Salam. In Elementary Particle Theory. *Stockholm, Almquist and Wiksell*, page p 397, 1968. (Cité en page 6.)

[17] S. Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264, 1967. (Cité en page 6.)

[18] J. Illiopoulos et L. Miaini S. L. Glashow. *Phys. Lett. B*, 38 :1285, 1970. (Cité en page 6.)

[19] J. P. Deredinger. Thérie Quantique des Champs. *Presse Polytechnique et Universitaire romande*, 2001. (Cité en page 7.)

[20] Particle Data Group. PDG, Summary Tables [http ://pdg.lbl.gov/2010/tables/contents_tables.html]. 2001. (Cité en page 9.)

[21] P. W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Boson. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508, 1964. (Cité en page 10.)

[22] F. J. Hasert *et al.* Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett. B*, 138(46), 1973. (Cité en page 11.)

[23] T. Kaluza. On the Problem of Unity in Physics. *Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.)*, pages 966–972, 1921. (Cité en page 14.)

[24] O. Klein. Quantum Theory and Five Dimensional Theory of Relativity. *Z. Phys.*, 37 :895–906, 1926. (Cité en page 14.)

[25] S. Dimopoulos et G. R. Dvali N. Arkani-Hamed. The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter. *Phys. Lett. B*, 429 :263, 1998. (Cité en page 14.)

[26] L. Randall et R. Sundrum. A large mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :257, 1999. (Cité en page 14.)

[27] K. Lane. Technicolor 2000. 2000. (Cité en page 15.)

[28] B. Balaji. Top Decay in Topcolor-Assisted Technicolor. 37, 1996. (Cité en page 15.)

[29] H. Harari et N. Seiberg. The Rishon Model. *Nucl. Phys. B*, 141(204) :141, 1982. (Cité en page 15.)

[30] H. Georgi et S. L. Glashow. Unity of All Elementary Particle Force. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :438, 1974. (Cité en page 16.)

[31] A. Bilal. Introduction to Supersymmetry. *Phys. Rev. Lett.*, 2001. (Cité en page 16.)

[32] J. H. Schwartz. Introduction to Superstring Theory. 2000. (Cité en page 17.)

[33] P. Lebrun S. Myers R. Ostojic J. Poole et P. Proudlock O. S. Bruöning, P. Collier. The LHC Main Ring. *LHC Design Report*, 1(CERN-2004-003), 2004. (Cité en page 21.)

[34] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, S08003(3), 2008. (Cité en pages 24, 25, 26, 27, 28, 30 et 31.)

[35] ATLAS Collaboration. ATLAS Magnet System Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-18*, 1997. (Cité en page 25.)

[36] ATLAS Collaboration. ATLAS Central Solenoid Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-21*, 1997. (Cité en page 25.)

[37] ATLAS Collaboration. ATLAS Barrel Toroid Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-19*, 1997. (Cité en page 25.)

[38] ATLAS Collaboration. ATLAS End-Cap Toroids Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-20*, 1997. (Cité en page 25.)

[39] ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-16*, 1, 1997. (Cité en page 26.)

[40] ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector Technical Design Report. *CERN-LHCC-97-17*, 2, 1997. (Cité en page 26.)

[41] ATLAS Collaboration. ATLAS Pixel Detector Technical Design Report. *CERN-LHCC-98-13*, 1998. (Cité en page 28.)

[42] ATLAS Collaboration. ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors. *JINST*, 3(P07007), 2008. (Cité en page 28.)

[43] ATLAS Collaboration. The Silicon Microstrip Sensors of the ATLAS Semiconductor Tracker. *JINST*, A(578) :98–118, 2007. (Cité en page 28.)

[44] ATLAS Collaboration. The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube : Design and Performance. *JINST*, 3(P02013), 2008. (Cité en page 28.)

[45] ATLAS Collaboration. ATLAS Pixel Detector Electronics and Sensors. *JINST*, 3(P07007), 2008. (Cité en page 28.)

[46] ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. *CERN-LHCC-96-41*, 1996. (Cité en page 31.)

[47] ATLAS Collaboration. ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. *CERN-LHCC-96-42*, 1996. (Cité en page 31.)

[48] ATLAS Collaboration. ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report. *CERN-LHCC-96-40*, 1996. (Cité en page 31.)

[49] ATLAS Collaboration. ATLAS Detector and Physics Performances. Technical Design Report. *CERN-LHCC-99-15*, 1999. (Cité en pages 35 et 37.)

[50] C. Rubbia. Large Hadron Collider Workshop. *Aachen*, 1990. (Cité en page 38.)

[51] Interim report from the ILC-CLIC general issues group. ATLAS Detector and Physics Performances. Technical Design Report. *ILC Newsline*, 2011 Feb. (Cité en page 39.)

[52] R. Chadelas *et al.* High Voltage Distributor System for the Tile Hadron Calorimeter of the ATLAS Detector. (ATL-TILECAL-2000-003) :93 p, 2000. (Cité en page 43.)

[53] P. Bonneau *et al.* Performance and tests of the cooling system for the ATLAS Tile hadron calorimeter modules calibration. (ATL-TILECAL-2001-006) :18, 2001. (Cité en page 46.)

[54] D. Calvet *et al.* Commissioning of the ATLAS tile calorimeter LASER calibration system. (ATL-TILECAL-INT-2011-004) :46 p, 2011 Apr. (Cité en page 59.)

[55] M.L. Perl *et al.* Evidence For Anomalous Production In e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35 :1489, 1975. (Cité en page 65.)

[56] S.W. Herb *et al.* Observation Of A Dimuon Resonance At 9.5 GeV In 400 gev Proton-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :252, 1977. (Cité en page 66.)

[57] J.E. Augustin *et al.* Discovery Of A Narrow Resonance In e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1406, 1974. (Cité en page 66.)

[58] D. Decamp *et al.* [ALEPH Collaboration]. A Search For New Quarks And Leptons From Z^0 Decay. *Phys. Lett. B*, 236 :511, 1990. (Cité en page 66.)

[59] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration]. Associated Production Of An Isolated Large Transverse Momentum Lepton (Electron or Muon), And Two Jets At The CERN $p\bar{p}$ Collider. *Phys. Lett. B*, 147 :493, 1984. (Cité en page 67.)

[60] T. Akesson *et al.* [UA2 Collaboration]. Search For Top Quark Production At The CERN $p\bar{p}$ Collider. *Z Phys. C*, 46 :179, 1990. (Cité en page 67.)

[61] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration]. A Limit On The Top Quark Mass From $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. *Phys. Rev. D*, 45 :3921, 1992. (Cité en page 71.)

[62] S. Willenbrock. Hadron Colliders, the Standard Model and Beyond. (Cité en page 72.)

[63] ATLAS Collaboration. Measurement Of The Top Quark-Pair Production Cross Section With ATLAS in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur. Phys. J C*, 2010. (Cité en page 71.)

[64] CMS Collaboration. First Measurement Of The Top Quark-Pair Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys. Lett. B*, 695 :424, 2010. (Cité en page 71.)

[65] Tevatron. Combination of CDF and D0 Results on The Mass of the Top Quark. *arXiv :1007.3178*, 2010. (Cité en page 73.)

[66] Particle Data Group. PDG, The Top Quark. (Cité en page 74.)

[67] W. Bernreuther. Top Quark Physics at the LHC. page 75, 2008. (Cité en page 74.)

[68] F. Hubaut *et al. Eur. Phys. J. C.*, 13(44S2), 2005. (Cité en page 74.)

[69] G. L. Bayatian *et al.* [CMS Collaboration]. *J. Phys. G*, (34) :995, 2007. (Cité en page 74.)

[70] E. L. Berger et T. M. P. Tait. Top spin and experimental tests. (Cité en page 75.)

[71] W.F. Chang et E. Ma D. Chang. Alternative Interpretation of the Tevatron Top Events. *Phys. Rev. D*, 59, 1999. (Cité en page 75.)

[72] N. Kidonakis. Next-to-Next-to-Leading-Order Collinear and Soft Gluon Corrections for t-channel Single Top Quark Production. *Phys. Rev. D*, (83), 2011. (Cité en page 75.)

[73] B.W. Harris *et al.* The Fully Differential Single-Top-Quark Cross Section In Next-To-Leading Order. *Phys. Rev. D*, 66 :37, 2002. (Cité en page 76.)

[74] N. Kidonakis. NNLL Resummation for s-channel Single Top Quark Production. *Phys. Rev. D*, (81), 2010. (Cité en page 76.)

[75] N. Kidonakis. Two-loop Soft Anomalous Dimensions for Single Top Quark Associated Production with a W^- or H^-. *Phys. Rev. D*, (82), 2010. (Cité en page 76.)

[76] N. Kidonakis. Higher-Order Corrections To Top-Antitop Pair And Single Top Quark Production. 2009. (Cité en page 76.)

[77] D. Stump *et al.* Inclusive Jet Production, Parton Distributions and The Search for New Physics. *J. High Energy Phys.*, 10 :50, 2003. (Cité en page 77.)

[78] K. Nakamura *et al.* Review of Particle Physics :The CKM Quark-Mixing Matrix. *Journal of Physics G*, page 150. (Cité en page 77.)

[79] W. Bernreuther. Top Quark Physics at the LHC. *Journal of Physics G*, (8) :76. (Cité en page 81.)

[80] Andersson *et al.* Lund String Model. *Phys. Rep.*, 31(97), 1983. (Cité en page 81.)

[81] B. R. Webber. Cluster Model. *Nucl. Phys. B*, 492(238), 1984. (Cité en page 82.)

[82] J.-C. Winter *et al.* A Modified Cluster-Hadronisation Model. *Eur. Phys. J. C*, (36) :381–395, 2004. (Cité en page 82.)

[83] M. Lefebvre et P. Loch. Introduction to Hadronic Calibration in ATLAS. *Third Hadronic Calibration Workshop*, Milan, Italy :150, 2007/04/26-27. (Cité en page 83.)

[84] S. Mrenna et P.Z. Skands T. Sjöstrand. PYTHIA 6.4 - Physics and Manual. *J. High Energy Phys.*, 5 :570p, 2006. (Cité en page 85.)

[85] S. Frixione et B.R. Webber. The MC@NLO Event Generator. 2002. (Cité en page 85.)

[86] S.R Slabospitsky et L. Sonnenschein. TopReX generator (version 3.25). *Computer Physics Communication*, 148 :87, 2002. (Cité en page 85.)

[87] E. Christova et E. Leader. Towards a Model Independent Approach top Fragmentation Functions. *Technical Report arXiv :0809.0191*, 2008. (Cité en page 85.)

[88] T. Sjöstrand et P.Z. Skands. Multiple Interactions and the Structure of Beam Remnants. *J. High Energy Phys.*, 3 :53, 2004. (Cité en page 85.)

[89] S. Agostinelli *et al.* Geant4 a Simulation Toolkit [http ://cern.ch/geant4]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 506 :250–303, 2003. (Cité en page 85.)

[90] The ATLAS Collaboration. Jet Energy Resolution from In-situ Techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s} = 7$ TeV data. *ATL-COM-PHYS-2011-240*, 2011. (Cité en pages 88, 89 et 169.)

[91] The ATLAS Collaboration. Calibrating the b-tag and mistag efficiencies of the sv0 b-tagging algorithm in 3 pb^{-1} of data with the atlas detector. *ATLAS-CONF-2010-099*, 2010. (Cité en pages 89 et 107.)

[92] B. Alvarez *et al.* b-jet Tagging for Top Physics : Performance studies, Calibrations and Heavy Flavor Fractions. *ATL-COM-PHYS-2011-124*, page 34, 2011. (Cité en page 89.)

[93] A. Canepa *et al.* Missing Transverse Energy for Top Physics analyses with early ATLAS data at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *ATL-PHYS-INT-2010-135*, page 42, 2010. (Cité en pages 99 et 100.)

[94] ATLAS Top Group. Lepton Trigger and Identification for the Winter 2011 Top Quark Analyses. *ATL-COM-PHYS-2011-123*, page 42, 2011. (Cité en page 99.)

[95] ATLAS Top Group. Jets, Missing Transverse Energy and Taus for Top Physics Analyses in Release 16 with the 2010 Dataset. *ATL-COM-PHYS-2011-132*, page 30, 2011. (Cité en page 99.)

[96] M. Antonelli *et al.* Performance of Missing Transverse Energy Reconstruction in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS. *ATL-COM-PHYS-2011-567*, page 17p, 2011. (Cité en page 99.)

[97] D. Cinca. Reconstruction des événements top enregistrés avec le détecteur ATLAS - Apport des techniques multi-variables. *Rapport de stage de M2*, page 31, 2008. (Cité en page 113.)

[98] E. Busato *et al.* Validation of the Jet Global Sequential Calibration Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}$=7 TeV and Evaluation of its Associated Systematic Uncertainty. *ATL-PHYS-INT-2011-060*, page 19, 2011. (Cité en page 125.)

[99] The LEP Electroweak Working Group. W boson mass and width - Status July 2011. 2011 Jul. (Cité en page 125.)

[100] The ATLAS Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in 1.-2 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *ATL-CONF-2011-140*, 2011. (Cité en page 135.)

[101] B. P. Kersevan et E. Richter-Was. The MonteCarlo event generator AcerMC version 1.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.3. *Comput. Phys. Commun.*, (149) :142, 2003. (Cité en pages 144 et 185.)

[102] B. P. Kersevan et E. Richter-Was. The MonteCarlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004. (Cité en pages 144 et 185.)

[103] The ATLAS Collaboration. Jet Energy Scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS 2010 data. *ATL-COM-PHYS-2011-032*, 2011. (Cité en page 183.)

[104] The ATLAS Collaboration. Calibrating the b-tag Efficiency and Mistag Rate in 35 pb^{-1} of Data with the ATLAS Detector. *ATLAS-CONF-2011-089*, 2011. (Cité en page 184.)

[105] P. Nason et C. Oleari S. Frixione. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method. *JHEP*, 070(0711), 2007. (Cité en page 185.)

Résumé : Découvert en 1995 à Fermilab, le quark top est le dernier quark découvert. La mesure de ses propriétés permet de tester les prédictions du Modèle Standard et de contraindre la masse du boson de Higgs. De par ses propriétés, le quark top est aussi un partenaire privilégié dans la recherche de particules de Nouvelle Physique attendues à l'échelle du TeV.

Ce travail de thèse, effectué auprès du détecteur ATLAS au LHC, présente les méthodes mises en œuvre afin de mesurer la masse du quark top dans sa désintégration semileptonique. Différentes méthodes de reconstruction des événements top sont présentées ainsi qu'une analyse dédiée basée sur les arbres de décision boostés. Ses performances sont quantifiées.

La mesure précise de la masse du quark top nécessite une compréhension approfondie de l'échelle en énergie des jets. Deux stratégies sont présentées afin de calibrer les jets légers et les jets issus de quark b à l'échelle partonique. Les performances d'un ajustement cinématique appliqué à la mesure de la masse du quark top sont présentées. Une mesure de la masse du quark top est extraite en utilisant une définition de la masse calibrée à l'échelle partonique.

Mots clés : ATLAS, LHC, quark top, mesure de masse, calibration des jets, reconstruction optimisée par arbres de décision boostés

Abstract : Discovered in 1995 at Fermilab, top quark is the last quark discovered. The measurement of its properties allows to test Standard Model predictions and to constraint Higgs boson mass. Due to its properties, the top quark is a privileged partner in the search for New Physics particles expected around TeV scale.

This thesis, performed using the ATLAS detector at LHC, describes the different methods developed in order to measure precisely the top quark mass in its semileptonic decay. Two reconstruction methods are presented as well as a dedicated one based on Boosted Decision Trees. Its performances are quantified.

The precise measurement of the top quark mass needs a deep understanding of the jet energy scale. This thesis presents two strategies to calibrate light and b jets to the partonic scale. The performance of a kinematical fit applied to top mass measurement are presented. A precise measurement of the top quark mass is done using a calibrated scale to the partonic level.

Keywords : ATLAS, LHC, top quark, mass measurement, jet calibration, Boosted Decision trees for enhanced reconstruction