



HAL
open science

Recherche de résonance lourde dans le spectre de masse invariante top-antitop auprès de l'expérience ATLAS du LHC

Benjamin Dechenaux

► **To cite this version:**

Benjamin Dechenaux. Recherche de résonance lourde dans le spectre de masse invariante top-antitop auprès de l'expérience ATLAS du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENY023 . tel-01038630

HAL Id: tel-01038630

<https://theses.hal.science/tel-01038630>

Submitted on 23 Jul 2014

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Benjamin Dechenaux

Thèse dirigée par **Sabine Crépé Renaudin**
et codirigée par **Pierre-Antoine Delsart**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique
et de Cosmologie de Grenoble**
et de l'**École doctorale de Physique de Grenoble**

Recherche de résonance lourde dans le spectre de masse invariante top-antitop auprès de l'expérience ATLAS du LHC

Thèse soutenue publiquement le **4 octobre 2013**,
devant le jury composé de :

Mme Lucia Di Ciaccio

Pr. Université de Savoie, Présidente

M. Gavin Salam

Dr. CERN, Rapporteur

M. Roberto Chierici

Dr. IPNL Lyon, Rapporteur

Mme Magali Estienne

Dr. Subatech Nantes, Examineur

Mme Sabine Crépé-Renaudin

Dr. LPSC, Directeur de thèse

M. Pierre-Antoine Delsart

Dr. LPSC, Co-Directeur de thèse



« Mais... chanter,
Rêver, rire, passer, être seul, être libre,
Avoir l'œil qui regarde bien, la voix qui vibre,
Mettre, quand il vous plaît, son feutre de travers,
Pour un oui, pour un non, se battre, - ou faire un vers !
Travailler sans souci de gloire ou de fortune,
À tel voyage, auquel on pense, dans la lune !
N'écrire jamais rien qui de soi ne sortît,
Et modeste d'ailleurs, se dire : mon petit,
Sois satisfait des fleurs, des fruits, même des feuilles,
Si c'est dans ton jardin à toi que tu les cueilles !
Puis, s'il advient d'un peu triompher, par hasard,
Ne pas être obligé d'en rien rendre à César,
Vis-à-vis de soi-même en garder le mérite,
Bref, dédaignant d'être le lierre parasite,
Lors même qu'on n'est pas le chêne ou le tilleul,
Ne pas monter bien haut, peut-être, mais tout seul ! »

Edmond Rostand – Cyrano de Bergerac

Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mon jury de thèse, qui a accepté la tâche fastidieuse d'évaluation de mon travail et ce malgré les nombreuses contraintes inhérentes à leurs éminentes responsabilités respectives. Je remercie donc très chaleureusement Gavin et Roberto, mes deux rapporteurs de thèse, mais aussi Magali et Lucia qui ont tous les quatre relu très attentivement le présent manuscrit et m'ont fourni de précieux commentaires.

Je remercie l'ensemble du personnel du LPSC : chercheurs, ingénieurs, techniciens et personnels administratifs, pour leur implication et leur travail exemplaire. Bien entendu, je dois de profonds remerciements au groupe ATLAS du laboratoire, qui m'a accueilli pour la durée de cette thèse. Merci donc à Fabienne, Fairouz, Jean-Yves, Jan, Annick, Benjamin (qui ne m'a pas étripé malgré deux ans passés dans son bureau !), Marie-Hélène, Carolina, Pierre-Antoine et Sabine. Merci à Johann, membre du groupe mais aussi directeur de l'école doctorale, d'avoir introduit un peu plus de « démocratie » au sein du bureau de l'école doctorale. Enfin, je remercie tout spécialement Arnaud, qui est devenu, au fil des ans, un peu plus qu'un collègue. Merci pour ton amitié ! Dans la même veine, je dois un grand merci à Benoît, qui fut une source inépuisable d'inspiration, de savoir et d'humour. Malgré tes rebuffades, tu as toujours été là pour soutenir les thésards du groupe et je pense que nous te devons tous une partie de nos succès !

Je remercie Elsa qui, en plus de son amitié et de son soutien pour mes recherches de postdoc, m'a offert l'opportunité formidable d'enseigner. Je te suis redevable de la confiance que tu as placée en moi et pour cette occasion unique de partager mon savoir. J'en profite pour remercier l'ensemble du personnel de l'école d'ingénieurs PHELMA, enseignants comme personnels administratifs, pour le travail formidable qu'ils accomplissent et pour m'avoir toujours accueilli avec bienveillance.

J'ai une pensée toute particulière pour toutes les personnes qui, tout au long de mon cursus universitaire –de la Licence au doctorat– ont su ponctuer ces heures studieuses de franches rigolades et d'une profonde amitié. Merci tout d'abord à Guillaume, qui m'a sans nul doute le plus longtemps supporté. Merci pour ton

humour et pour toute l'abnégation et la passion que tu mets dans tout ce que tu entreprends.

Je remercie Vincent, avec qui j'ai partagé le gîte pendant deux ans et dont la bonhomie fut toujours un réconfort au travers des épreuves traversées.

Merci enfin à tous les autres, qui ont enrichi mon cursus universitaire par de belles rencontres. Il y a plus à apprendre à l'université que les simples enseignements qui y sont dispensés.

Suivent naturellement mes compagnons doctorants et post-doctorants du BIDUL. Votre présence et votre amitié distillée principalement lors de nos fréquentes pauses « café-canap' » et repas de midi, furent d'une aide inestimable. Il aurait été infiniment plus complexe de réussir cette thèse sans votre soutien et votre amitié. Pour ce soutien inconditionnel, ma gratitude va bien au delà des mots.

Je remercie tout d'abord Mathieu, qui fut mon principal compagnon de « galère » pendant la durée de cette thèse. Je te remercie pour tous les moments passés ensemble, en coloc ou pendant nos pauses clope. Merci bien sûr à Nicolas, pour ses exceptionnelles qualités humaines, sa présidence magistrale du BIDUL et toute l'énergie qu'il a mise au service du soutien de la cause doctorante. Je dois ensuite de profonds remerciements à Thomas, qui a sauvé mon stage de master 1 et qui a égayé cette thèse par sa profonde gentillesse et ses qualités humaines. J'aurais vraiment adoré travailler sur un projet de phéno avec toi. Je remercie aussi Florian pour nos fous rires lors du stage résidentiel du CIES. Merci à Thomas Delemontex, pour toutes les discussions plus ou moins (mais surtout moins) sérieuses sur des sujets aussi divers que variés. Merci à Emmanuel, qui m'a soutenu et qui ne m'a pas détesté malgré nos divergences de point de vue lors des grèves et blocages quelques années auparavant. J'ai une pensée spéciale pour Thomas C., personne d'une incroyable qualité et qui fut toujours disponible pour des discussions sur les fondamentaux de la physique et des mathématiques. Je remercie Lilian parce que... tu es toi ! Ceux qui te connaissent savent que tu es une personne indescriptible, inimitable et d'une profonde gentillesse. Ton amitié est un don précieux !

Merci enfin à tous les autres : Guilhem (le transfuge d'Annecy), Quentin, Mathieu G., Josselin, Xiaohu, Meng-Qing, Caterina, Karim, Jonhatan, Francesca, Benoît C., Pouya, Aurélie, Sandra, Nicolas M. et tous les autres qui ont, à un moment donné, partagé leur temps précieux pour des moments d'une inoubliable qualité.

Finalement, je remercie de tout mon coeur ma famille, particulièrement mes parents et ma soeur. Sans votre constant appui, il m'aurait été impossible d'en arriver là où j'en suis. Une mention spéciale pour ma mère, qui a relu entièrement le présent manuscrit, à la recherche de fautes d'orthographe.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	11
Notations et unités	13
I La physique au LHC	15
1 Le Modèle Standard de la physique des particules	17
1.1 Prolégomènes : Champs & Symétries	18
1.1.1 Champs et symétries	18
1.1.2 Interactions et symétries	19
1.2 Le Modèle Standard	24
1.2.1 Particules élémentaires	24
1.2.2 Interactions fondamentales	26
2 Au delà du Modèle Standard	33
2.1 Tests expérimentaux du Modèle Standard	34
2.1.1 Que sait-on de la matière ?	34
2.1.2 L'oscillation des neutrinos	36
2.1.3 Tests du secteur électrofaible	36
2.2 Nouvelle physique au-delà du modèle standard	37
2.2.1 Supersymétrie	38
2.2.2 Technicouleur	39
2.2.3 Dimensions supplémentaires	40
2.2.4 Modèles de grande unification	41
3 Le Grand Collisionneur de Hadrons	43
3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton	44

3.1.1	Le modèle des partons	44
3.1.2	Le phénomène d'empilement	46
3.2	Le Grand Collisionneur de Hadrons LHC	47
3.2.1	L'accélération des protons	47
3.2.2	La luminosité	49
4	Le détecteur ATLAS	51
4.1	Description générale	52
4.1.1	Le détecteur ATLAS	52
4.1.2	Système de coordonnées	53
4.2	Le détecteur interne	54
4.2.1	Le détecteur à pixels	55
4.2.2	Le détecteur à micropistes de silicium	55
4.2.3	Le détecteur à rayonnement de transition	55
4.2.4	Performances	56
4.3	Le système de calorimétrie	56
4.3.1	Le calorimètre électromagnétique	57
4.3.2	Le calorimètre hadronique	60
4.3.3	Les calorimètres avants	61
4.3.4	Performances	61
4.4	Le spectromètre à muons	62
4.4.1	Les chambres de précision	63
4.4.2	Les chambres de déclenchement	63
4.4.3	Performances	63
II	Étalonnage Hadronique Local	65
5	Les jets dans l'expérience ATLAS	67
5.1	Aspects théoriques	68
5.1.1	Quelles observables pour l'interaction forte?	68
5.1.2	Première approche des jets	69
5.2	Algorithmes de jet	71
5.2.1	Principes généraux	71
5.3	Famille des algorithmes de k_T	72
5.4	Méthodes de pré-regroupement	75
6	Étalonnage en énergie des jets	79
6.1	Principes et méthodes	80
6.2	Étalonnage par facteur d'échelle global	82
6.2.1	Correction du bruit d'empilement	82
6.2.2	Correction de l'origine du jet	84
6.2.3	Correction de l'énergie	84

6.2.4	Erreurs sur l'échelle d'énergie	86
6.3	Étalonnage Hadronique Local	90
6.3.1	Classification des amas	91
6.3.2	Poids hadroniques	95
6.3.3	Poids hors-amas	96
6.3.4	Poids zones mortes	96
7	Validation de la méthode d'étalonnage hadronique local	99
7.1	Principe général	100
7.2	Erreur systématique sur l'échelle d'énergie des amas	101
7.2.1	Données utilisées et simulation Monte Carlo	101
7.2.2	Erreur systématique sur la correction hadronique	102
7.2.3	Erreur systématique sur la correction hors amas	103
7.2.4	Erreur systématique sur la correction des zones mortes	104
7.2.5	Conclusion et perspectives	106
III	Quarks top boostés et recherche de résonance lourde dans ATLAS	107
8	Le quark top au LHC	109
8.1	Phénoménologie du quark top au LHC	110
8.1.1	Production au LHC	110
8.2	Désintégration du quark top	113
8.3	Le quark top comme sonde pour la nouvelle physique	115
8.3.1	Principales observables	116
8.4	Phénoménologie de la recherche de résonances en paires top-antitop	117
8.4.1	Recherches antérieures	117
9	Recherche de résonance lourde dans le spectre de masse invariante top antitop	121
9.1	Stratégie de l'analyse	123
9.2	Données utilisées et simulation	125
9.2.1	Données utilisées	125
9.2.2	Simulation Monte Carlo	126
9.3	Reconstruction des objets	130
9.3.1	Reconstruction des leptons	130
9.3.2	Reconstruction des jets	131
9.3.3	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	132
9.4	Sélection des paires de quarks top	133
9.4.1	Efficacités de sélection	135
9.5	Reconstruction de la masse invariante	136
9.5.1	Analyse résolue	136

9.5.2	Analyse boostée	138
9.5.3	Reconstruction du quadrivecteur du neutrino	139
9.5.4	Masse reconstruite	140
9.6	Incertitudes systématiques	141
9.6.1	Erreur sur la luminosité	141
9.6.2	Incertitudes sur les PDF	142
9.6.3	Incertitudes sur le bruit de fond top-antitop	143
9.6.4	Incertitudes sur le bruit de fond W +jets	143
9.6.5	Incertitudes sur les autres bruits de fond	144
9.6.6	Incertitudes sur la mesure des électrons et muons	144
9.6.7	Incertitudes sur la mesure des jets	145
9.6.8	Incertitudes sur la mesure de l'énergie transverse manquante	145
9.6.9	Bilan	145
10	Étude de l'optimisation de la sélection du monojet de quark top	149
10.1	Outils associés à l'étude de la sous-structure des jets	151
10.1.1	Dernières échelles de fragmentation $\sqrt{d_{ij}}$	151
10.1.2	N-subjettiness τ_N	153
10.1.3	Masse invariante minimale Q_W	153
10.1.4	Échanges d'énergies z_{ij} et forme du jet	155
10.2	Méthode d'évaluation des performances des variables de sous-structure	156
10.2.1	Diagramme d'efficacité-réjection et indice de Gini	156
10.2.2	Impact sur la qualité de la sélection, performances associées à la variable Q_W	157
10.2.3	Impact du trimming sur les variables de sous-structure	162
10.3	Corrélations entre variables	165
10.4	Conclusion	169
11	Interprétation des résultats expérimentaux	171
11.1	Recherche de déficit ou d'excès d'évènements	172
11.1.1	Détermination de la meilleure fenêtre d'étude	173
11.1.2	Probabilité dans la meilleure fenêtre	173
11.1.3	Résultats de l'analyse	174
11.2	Limites d'exclusion	175
11.2.1	Construction de la fonction de vraisemblance	175
11.2.2	Détermination de la distribution a posteriori	176
11.2.3	Limites observées pour les signaux testés	177
11.3	Conclusion et perspectives	177
	Conclusion	179

« I do not know what I may appear to the world; but to myself I seem to have been only like a boy playing on the seashore, and diverting myself in now and then finding a smoother pebble or a prettier shell than ordinary, whilst the great ocean of truth lay all undiscovered before me. »

Issac Newton

Introduction

La physique des particules a pour vocation première la description élémentaire des interactions entre particules. La récente découverte du boson de Higgs, consacre ainsi la réussite d'une quête initiée au début du vingtième siècle et la description unifiée des interactions électromagnétiques, faibles et fortes au sein du modèle standard de la physique des particules. Ce modèle standard ne peut cependant pas prétendre au titre de théorie ultime de la matière. Il n'est qu'un modèle effectif, la limite à basse énergie d'une théorie plus large, dont la nature nous échappe toujours.

Le Grand Collisionneur de Hadrons est dimensionné à hauteur du défi qu'il doit relever. Avec ses 27 kilomètres de circonférence, il permettra de pousser les tests du modèle standard dans ses derniers retranchements et ouvre la voie à la recherche de nouvelle physique à l'échelle du Téra-électronVolt. En particulier, les énergies inédites mises en jeu lors des collisions produites par l'accélérateur permettra des tests de précision sur une particule qui joue un rôle majeur dans de nombreuses extensions au modèle standard : le quark top.

Découvert en 1995 auprès des expériences $D\bar{0}$ et CDF du Tevatron, le quark top possède une particularité unique : sa masse est comparable à celle d'un noyau d'or. Cette propriété lui confère une place unique dans de nombreuses extensions au modèle standard, au travers de forts couplages à la nouvelle physique.

Cette thèse est consacrée à la recherche de l'émergence de nouvelle physique se couplant fortement au quark top avec le détecteur ATLAS du LHC. Elle est scindée en trois parties.

La première partie de ce document est principalement destinée à rappeler le contexte théorique et expérimental de l'étude menée dans cette thèse. Après un rappel, au chapitre 1, des fondations formant le modèle standard, nous nous attardons durant le chapitre 2 sur les motivations et enjeux sous-jacents au travail mené dans ce manuscrit. Dans ce chapitre, nous introduisons succinctement les principales extensions possibles au modèle standard. Enfin, les deux derniers cha-

pitres de la première partie décrivent brièvement le collisionneur LHC ainsi que l'expérience ATLAS.

La seconde partie introduit l'objet d'étude principal de la thèse : le jet. Après une description théorique et expérimentale d'un jet de hadrons, au chapitre 5, nous nous intéressons à l'étalonnage de ces derniers pour finir lors du chapitre 7 sur les prémices d'une validation de la méthode d'étalonnage hadronique local.

Enfin, la dernière partie du présent manuscrit décrit le travail mené sur la recherche d'une production résonante de nouvelles particules dans le spectre de masse invariante top-antitop. Après un rappel de la phénoménologie du quark top au LHC au chapitre 8, le chapitre 9 décrit les méthodes mises en place pour l'évaluation des bruits de fond, la reconstruction et la sélection des événements. Le chapitre 10 traite de l'étude que j'ai menée au sein de cette analyse, concernant l'optimisation des critères de sélection des jets de large rayon. Pour finir, le chapitre 11 consiste en l'interprétation des résultats obtenus, de la recherche et caractérisation d'un excès d'évènements, à la contrainte des modèles théoriques.

Notations et unités

- Nous utilisons, dans ce manuscrit, le système des unités naturelles. Il est obtenu en fixant à l'unité la constante de Planck réduite \hbar ainsi que la vitesse de la lumière dans le vide : $\hbar = c = 1$. Les énergies sont données en électronVolt eV : $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Joules. Enfin, les charges sont données en multiples de la charge q de l'électron : $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C.
- Sauf mention explicite, la quantité E désignera toujours l'énergie, m la masse, p l'impulsion et t le temps. Enfin x, y, z désigneront les trois coordonnées d'espace.
- Nous appliquons la convention d'Einstein pour la sommation des indices répétés dans les expressions tensorielles. Nous utilisons des indices grecs pour les tenseurs agissant sur l'espace-temps et des indices latins pour des tenseurs agissant dans un espace quelconque. Le produit tensoriel est noté \otimes .
- Les quadri-vecteurs apparaissant sont généralement notés en gras et les vecteurs avec des flèches. Ainsi \mathbf{p} et \vec{p} désignent respectivement les quadri-vecteurs et vecteurs d'impulsion. Le produit vectoriel est noté \wedge .

Première partie
La physique au LHC

« ... S'il en était ainsi, la science serait impuissante. Or, nous la voyons chaque jour agir sous nos yeux. Cela ne pourrait être si elle ne nous faisait connaître quelque chose de la réalité; mais ce qu'elle peut atteindre, ce ne sont pas les choses elles-mêmes, comme le pensent les dogmatistes naïfs, ce sont seulement les rapports entre les choses; en dehors de ces rapports, il n'y a pas de réalité connaissable. »

Henri Poincaré – La science et l'hypothèse.

1

Le Modèle Standard de la physique des particules

Sommaire

1.1 Prolégomènes : Champs & Symétries	18
1.1.1 Champs et symétries	18
1.1.2 Interactions et symétries	19
1.2 Le Modèle Standard	24
1.2.1 Particules élémentaires	24
1.2.2 Interactions fondamentales	26
1.2.2.1 Interaction électrofaible	27
1.2.2.2 Le mécanisme de Higgs	28
1.2.2.3 L'interaction forte	30

Le Modèle Standard de la physique des particules est le cadre théorique dans lequel est regroupé, à ce jour, l'ensemble de nos connaissances sur les processus microscopiques élémentaires. En d'autres termes, il regroupe toutes les interactions fondamentales ayant effet jusqu'à l'échelle du Téra-électronVolt¹. Il est l'ultime aboutissement de l'édifice bâti autour de la mécanique quantique au XX^{ème} siècle, rejeton de plus d'un siècle de découvertes théoriques et expérimentales.

1. Téra-électronVolt ou TeV. $1 \text{ TeV} = 10^{12} \text{ eV}$ et $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Joules}$

À la suite du développement, dans les années 40, du formalisme de la théorie quantique des champs, les prémices d'un Modèle Standard en physique des particules voient le jour dans le milieu des années 50. Petit à petit, ce modèle va prendre forme autour d'un concept fondateur, l'invariance de jauge locale dans les processus d'interactions.

Au fil du temps, les pièces du puzzle s'imbriquent. L'interaction faible et la violation de la symétrie CP sont cernées, les partons, constituants du proton sont mis en évidence et sont rapidement identifiés aux quarks et gluons fraîchement découverts. En 1967, le modèle de Glashow, Salam et Weinberg (GSW), unifie les interactions électromagnétiques et faibles en une seule force, l'interaction électrofaible, par le biais de l'introduction d'une nouvelle particule et d'un mécanisme proposés 7 ans plus tôt : le mécanisme de Higgs. La dernière pièce est posée en 1970, avec l'écriture du Lagrangien de la Chromodynamique Quantique (QCD), modèle décrivant l'interaction forte.

1.1 Prolégomènes : Champs & Symétries

1.1.1 Champs et symétries

La physique des particules a pour but de classer les constituants élémentaires de la matière ainsi que d'étudier leurs interactions. Il est vite apparu que cette « zoologie » du monde quantique faisait intervenir des énergies généralement supérieures devant les énergies de masse des particules en question, nécessitant une approche relativiste de la mécanique quantique.

Dans ce contexte, le mariage du traitement usuel de la mécanique quantique et de la célèbre équation d'équivalence masse-énergie, mène à des paradoxes, comme le paradoxe de Klein [1]. L'approche usuelle, décrivant le comportement de particules isolées, dut être abandonnée et la mécanique quantique refondue en un paradigme plus vaste de *théorie quantique des champs*, dans lequel la notion « naïve » de particule correspond à l'excitation localisée d'un champ dans l'espace-temps.

La structure de ces champs est dictée par les contraintes physiques auxquelles ils sont soumis. Ces contraintes se manifestent principalement sous la forme d'opérations de symétries qui doivent laisser les équations du mouvement invariantes. De manière générale, ces contraintes peuvent être de deux types :

- Les symétries externes. On souhaite que les champs respectent les principes d'invariance de la mécanique sous-jacente. Pour la relativité restreinte, citons l'invariance (des équations du mouvement, pas des champs !) par transformée de Lorentz.
- Les symétries internes. Elles correspondent au comportement des particules sous différentes opérations dans un espace abstrait (espace des charges, etc...).

De manière plus formelle, nous imposons², que la théorie soit invariante sous l'action de différents *groupes de symétries*.

Ainsi, les différentes caractéristiques d'un champ sous l'action d'un groupe de symétrie s'obtiennent en considérant les représentations irréductibles³ de ce groupe. Ces représentations sont étiquetées par les opérateurs de Casimir du groupe et fournissent, lors de la quantification, les nombres quantiques pertinents à la description du système (en fournissant un ensemble complet d'observables qui commutent).

Pour le groupe de Poincaré par exemple, nous pouvons démontrer qu'il existe deux opérateurs de Casimir, invariant par transformation de Poincaré :

$$\mathbf{P}^2 = P_\mu P^\mu \text{ et } \mathbf{W}^2 = W_\mu W^\mu \quad (1.1)$$

où P_μ est l'opérateur quadri-impulsion et W_μ l'opérateur de Pauli-Lubanski [2]. Les valeurs propres de ces opérateurs nous fournissent deux premiers nombres quantiques, dont l'emploi est nécessaire pour décrire l'état d'une particule : la masse et le spin⁴.

D'autre part, en cherchant à construire les représentations irréductibles du groupe de Poincaré, nous déduisons les caractéristiques, en termes d'objets mathématiques, des champs autorisés par la théorie. En effet, parmi tous les champs possibles, seules certaines représentations coïncident avec les représentations irréductibles du groupe de Poincaré. Ces représentations sont données en table 1.1.

Pour finir, il peut être intéressant de noter que si l'on s'intéresse à une théorie quantique des champs formulée dans un espace courbe *classique*, le groupe de Poincaré perd son caractère global (il n'est valable que dans l'espace tangent de chaque point d'espace-temps). Dans ce schéma, deux observateurs accélérés ne pourront se mettre d'accord sur l'état de vide quantique de leurs référentiels respectifs (*i.e.* ils ne voient pas le même contenu en particules). Cette *non-unicité* du vide quantique est connue sous le nom d'effet Unruh [3].

1.1.2 Interactions et symétries

La compréhension des interactions fondamentales dans le contexte de *théories de jauge* est l'un des accomplissements les plus importants permettant la construction du modèle standard. Conjointement aux restrictions imposées par la cohérence de la théorie quantique des champs, ce concept permet la déter-

2. parfois sans motivation *a priori*, comme pour les groupes de jauge.

3. et unitaires

4. avec quelques précautions sur les états de masse nulle, voir [2].

TABLE 1.1: Représentations usuelles fondamentales du groupe de Poincaré.

Champ	Spin	Particule	Lagrangien
Scalaire $\phi(\mathbf{x})$	0	boson de Higgs	Lagrangien de Klein-Gordon $\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - m^2\phi^2)$
Spineur $\psi(\mathbf{x})$	1/2	quarks & leptons	Lagrangien de Dirac $\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi$
Vecteur $A^\mu(\mathbf{x})$	1	γ , W^\pm , Z , gluons	Lagrangien de Maxwell $\mathcal{L}_{Maxwell} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$

mination de la forme possible des interactions des quarks et leptons et impose l'existence de bosons de jauge ainsi que la structure de leur interaction.

Dans ce schéma, et pour chaque interaction, un champ de matière se voit adjoindre un espace de dimensions internes supplémentaire, ayant une structure d'espace vectoriel sur \mathbb{R} ou \mathbb{C} , *en chaque point d'espace-temps*⁵.

Dans cet espace interne, nous imposons une symétrie, dite « symétrie de jauge », devant laisser les équations du mouvement (c'est à dire le lagrangien du système) inchangées. Cette symétrie est encodée dans la représentation d'un groupe de Lie sur l'espace interne, dont les éléments infinitésimaux peuvent se décomposer sur la base formée par les générateurs T_a de l'algèbre associée au groupe.

Ainsi, un champ soumis à une interaction est représenté par un n-uplet $\Psi = (\psi_1, \dots, \psi_n)$ avec n la dimension de l'algèbre associée à la représentation fondamentale du groupe. L'action générale d'un élément du groupe sur les éléments du n-uplet s'écrit alors :

$$\psi_i \rightarrow \psi'_i = \exp(-ig\chi_a(\mathbf{x})T^a) \Big|_{ij} \psi_j, \quad (1.2)$$

où l'on a introduit un terme g , appelé *constante de couplage* et la fonction d'espace-temps $\chi_a(\mathbf{x})$: la jauge de l'interaction. Du point de vue de cette interaction, un champ correspond au choix d'une valeur pour $\chi_a(\mathbf{x})$ en chaque point d'espace-temps⁶.

5. L'espace total correspond alors à un espace fibré ayant pour base l'espace-temps de Minkowski.

6. on parle de section sur le fibré formé par la collection des espaces internes en chaque point d'espace-temps.

Ce type de transformation ne laisse pas la dynamique invariante et il est nécessaire de faire apparaître un champ vectoriel A_μ^a venant compenser les asymétries de jauge locale. Le traitement formel est analogue à l'introduction d'une courbure en relativité générale et l'on introduit une **dérivée covariante**⁷

$$[D_\mu]_{ij} = \partial_\mu \mathbb{1}_{ij} + ig A_\mu^a [T_a]_{ij} \quad (1.3)$$

pour laquelle le champ vectoriel A_μ , appelé **champ de jauge**, joue le rôle de connexion. Ce champ est interprété comme le champ associé au boson médiateur de l'interaction.

Notons, pour finir, qu'à cette nouvelle symétrie de jauge du lagrangien est associé, selon le théorème de Noether, un courant conservé. Ce courant exprime la *conservation de la charge* associée à l'interaction⁸.

1.1.2.0.1 L'électrodynamique quantique

La théorie de jauge la plus simple du modèle standard correspond à l'électrodynamique quantique qui décrit la force électromagnétique. Cette théorie s'appuie sur le groupe abélien à un paramètre $U(1)$. Les fondements de cette théorie sont posés à titre d'exemple. Pour commencer, il est intéressant de revenir, pour quelques instants, à l'exemple de la théorie classique de l'électromagnétisme. Dans ce modèle, le comportement dynamique des champs électriques et magnétiques est décrit par les célèbres équations de Maxwell et peut être déduit du quadri-vecteur potentiel $\mathbf{A} = (\phi, \vec{A})$ au travers des équations :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \partial_t \vec{A} \quad (1.4)$$

et

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \quad (1.5)$$

Pour \vec{E} et \vec{B} donnés, le quadri-vecteur potentiel peut prendre plusieurs valeurs. En effet, soit une fonction $\chi(\vec{x}, t)$ quelconque, la transformation :

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \chi \quad (1.6)$$

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi - \partial_t \chi, \quad (1.7)$$

7. à ceci près que la courbure associée n'est pas une courbure de l'espace-temps mais de l'espace fibré formé par la collection des espaces vectoriels internes de l'interaction en chaque point d'espace-temps.

8. la charge associée à l'interaction est donc un bon nombre quantique, dans le sens où elle est invariante par transformation de jauge.

laisse les champs observables \vec{E} et \vec{B} inchangés. Cette propriété est la version classique de l'invariance de jauge locale de l'interaction électromagnétique sous une transformation du groupe $U(1)$.

Les équations de Maxwell nous apprennent donc que le groupe de jauge à considérer est le groupe $U(1)$. Ce groupe possède une algèbre à une dimension et l'on note le générateur de cette algèbre Q . Ce générateur est un paramètre réel et correspond à la charge électrique du champ considéré⁹.

Ce champ est un singlet ψ qui, sous l'action du groupe de jauge, se transforme selon :

$$\psi \rightarrow \psi' = e^{-igQ\chi(\mathbf{x})}\psi, \quad (1.8)$$

en accord avec l'expression (1.2). Cette transformation ne laisse pas invariante la dynamique du champ puisque, sous dérivation, nous obtenons un terme supplémentaire :

$$\partial_\mu \psi \rightarrow (\partial_\mu e^{-igQ\chi(\mathbf{x})}\psi) = e^{-igQ\chi(\mathbf{x})} (\partial_\mu - igQ\partial_\mu\chi(\mathbf{x}))\psi \quad (1.9)$$

Rétablir l'invariance du lagrangien passe par l'introduction d'une **dérivée covariante** :

$$D_\mu = \partial_\mu + igQA_\mu, \text{ telle que } D_\mu\psi \rightarrow e^{-igQ\chi(\mathbf{x})}D_\mu\psi \quad (1.10)$$

où l'on a introduit pour connexion le champ vectoriel A_μ , appelé **champ de jauge**. Ce champ est de masse nulle et est interprété comme le champ associé au photon. Sous transformation de jauge, il se comporte comme :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \partial_\mu\chi(\mathbf{x}) \quad (1.11)$$

La dynamique du champ de jauge est entièrement caractérisée par le tenseur de courbure associé : $F_{\mu\nu} = [D_\mu; D_\nu]$ et l'on obtient alors le lagrangien complet :

$$\mathcal{L}_{Dirac}^{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.12)$$

$$= \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{champ } \psi \text{ libre}} + \underbrace{gQ\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu}_{\text{couplage entre } \psi \text{ et } A_\mu} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{champ } A_\mu \text{ libre}} \quad (1.13)$$

Nous constatons qu'imposer l'invariance du lagrangien sous le groupe de jauge $U(1)$ fait apparaître un terme d'interaction entre le champ considéré et le champ de jauge associé à l'interaction. Le diagramme de Feynman de ce terme d'interaction est donné en figure 1.1.

Notons tout de même que la résolution de la dynamique complète du système lagrangien s'effectue dans le cadre d'un développement perturbatif en puissances

9. il s'agit en réalité de la valeur propre de l'opérateur de charge [4].

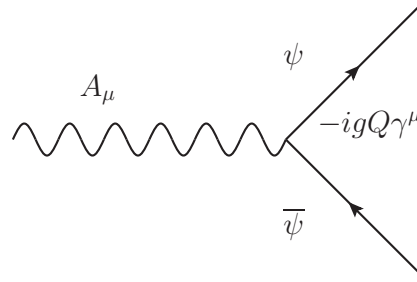


FIGURE 1.1: Vertex QED liant le champ de matière au photon.

de la constante de couplage. Ainsi, le diagramme de la figure 1.1 n'est valable qu'à l'ordre zéro de ce développement perturbatif. Les diagrammes d'ordres supérieurs sont montrés en figure 1.2 et comprennent des boucles contenant des intégrales divergentes, dues au quadri-impulsions non contraintes des particules formant ces boucles.

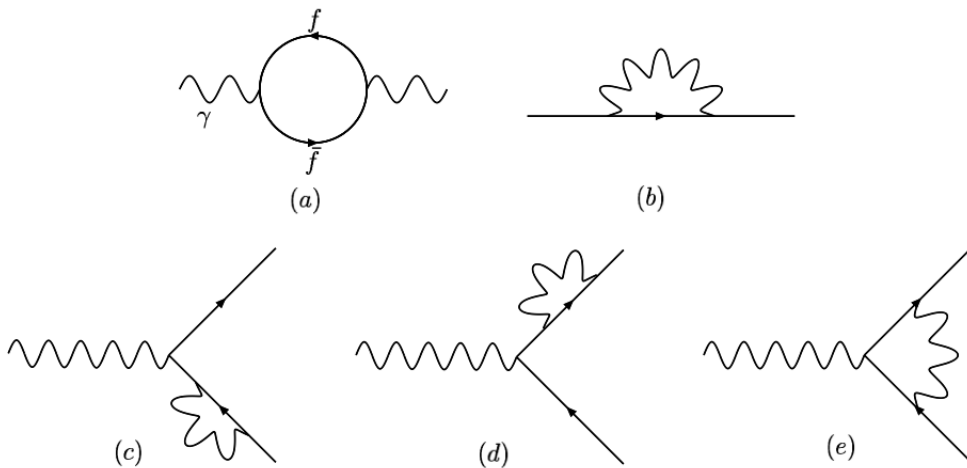


FIGURE 1.2: Corrections radiatives au premier ordre pour : (a) le propagateur du photon, (b) le propagateur d'un fermion chargé, (c) à (e) le vertex photon-fermions.

Pour un processus à une échelle d'énergie donnée, les contributions de toutes les boucles aux ordres supérieurs sont absorbées dans la constante de couplage de l'interaction lors de la méthode de *renormalisation*. Cette constante de couplage est ainsi remplacée par un couplage effectif, dépendant de l'échelle d'énergie du processus considéré. Cette dépendance des constantes de couplage du modèle standard à l'échelle d'énergie est illustrée sur la figure 1.3.

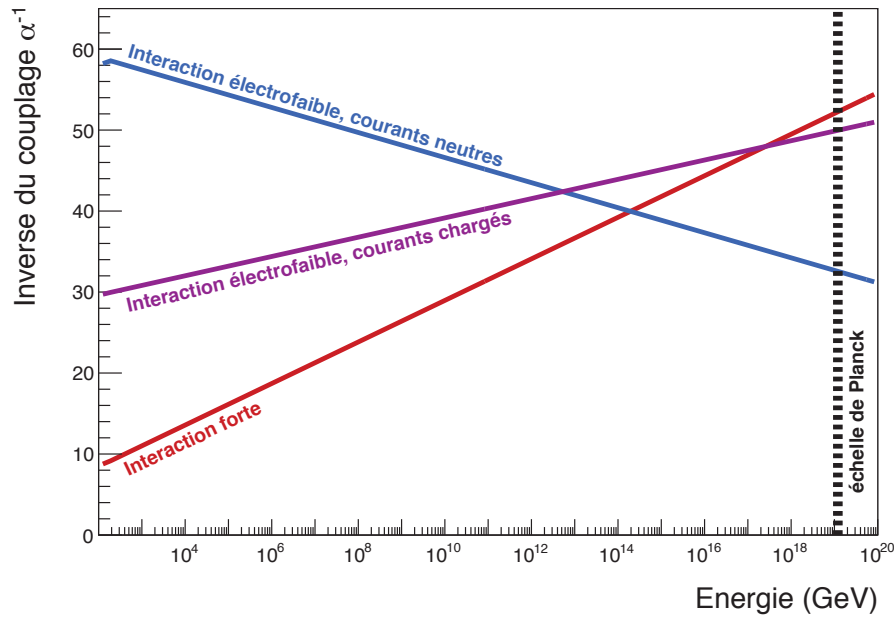


FIGURE 1.3: Dépendance des constantes de couplage de l'interaction électrofaible et forte en fonction de l'énergie. La figure est tirée de l'ouvrage [5], avec l'aimable autorisation de l'auteur.

1.2 Le Modèle Standard

Les concepts introduits jusqu'ici sont les piliers sur lesquels nous allons aborder la description du modèle standard de la physique des particules. Ce modèle est bâti pour rendre compte du comportement des particules connues soumises aux interactions ayant effet aux échelles d'énergies accessibles aux expériences actuelles.

1.2.1 Particules élémentaires

Les particules fondamentales connues se divisent en deux classes, les bosons et les fermions. Les fermions sont des particules de spin demi-entier et composent la matière tandis que les bosons sont des particules de spin entier et sont associés aux interactions.

La famille des fermions est à son tour divisée en leptons et quarks, comme l'illustre le tableau 1.2. Il existe six quarks et six leptons. Ils sont agencés en trois générations. Chaque génération de fermions ne se distingue de la précédente que par le fait que les particules qui la composent sont de plus en plus massives. Les particules des deuxième et troisième familles ont ainsi des durées de vie

TABLE 1.2: Le secteur des fermions du modèle standard [6]. Les particules sont groupées selon trois générations de masse. La charge électrique Q est donnée en fraction de la charge du proton.

Génération	I	II	III
Leptons	e $Q = -1$ $m \approx 0.511 \text{ MeV}$	μ $Q = -1$ $m \approx 105.66 \text{ MeV}$	τ $Q = -1$ $m = 1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}$
	ν_e $Q = 0$ $m < 2 \text{ eV}$	ν_μ $Q = 0$ $m < 0.19 \text{ MeV}$	ν_τ $Q = 0$ $m < 18.2 \text{ MeV}$
Quarks	u $Q = \frac{2}{3}$ $m = 2.3^{+0.7}_{-0.5} \text{ MeV}$	c $Q = \frac{2}{3}$ $m = 1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}$	t $Q = \frac{2}{3}$ $m = 173.5 \pm 0.6 \pm 0.8 \text{ GeV}$
	d $Q = -\frac{1}{3}$ $m = 4.8^{+0.7}_{-0.3} \text{ MeV}$	s $Q = -\frac{1}{3}$ $m = 95 \pm 5 \text{ MeV}$	b $Q = -\frac{1}{3}$ $m(\overline{MS}) = 4.18 \pm 0.3 \text{ GeV}$

courtes, car elles se désintègrent rapidement en particules de la première famille, composant l'intégralité de la matière stable connue¹⁰.

Aucun des neutrinos ne se désintègre et, interagissant très faiblement avec la matière, ils sont très difficiles à observer. Leur masse est formellement mise à zéro dans le modèle standard mais une faible masse a pu être mise en évidence au travers du phénomène d'oscillation qu'ils subissent entre eux.

Les quarks, seules particules soumises à l'interaction forte, ne s'observent jamais seuls (excepté le quark top qui se désintègre très rapidement), et se combinent pour former des *hadrons* de charge électrique entière. On nomme *mésons* les hadrons construits par une paire quark-antiquark et *baryons* les hadrons composés de trois quarks.

La famille des bosons est quant à elle associée aux interactions fondamentales. Le modèle standard décrit trois des quatre forces fondamentales connues : l'électromagnétisme et les forces forte et faible. Aucune expérience n'a, à ce jour, pu identifier de processus d'interaction quantique lié à l'interaction gravitationnelle,

10. n'entre pas dans la première génération la matière noire, stable mais dont la nature reste encore à expliquer.

dont l'intensité est environ 43 ordres de grandeur plus faible que l'interaction forte aux énergies sondées par les expériences actuelles¹¹.

TABLE 1.3: Le secteur des bosons vecteurs du modèle standard [6]. La charge électrique Q est donnée en fraction de la charge du proton.

EW			QCD
$Q = 0$ γ $m < 10^{-18}$ eV	$Q = 0$ Z^0 $m = 91.1876 \pm .0021$ GeV	$Q = \pm 1$ W^\pm $m = 80.385 \pm 0.015$ GeV	$Q = 0$ g $m = 0$ GeV

Les forces électromagnétiques et fortes sont associées à des bosons de masses nulles, les photons et gluons. On associe à la force faible les bosons massifs W^\pm et Z^0 .

La dernière particule nécessaire pour construire le modèle standard est le *bo-son de Higgs*. Il est nécessaire à la description de l'interaction électrofaible et donne leur masse aux particules élémentaires. Les spécificités de l'unification électrofaible et le mécanisme de Higgs seront discutées dans les sections 1.2.2.1 et 1.2.2.2

1.2.2 Interactions fondamentales

Trois des quatre interactions fondamentales connues sont décrites au sein du modèle standard. Le mécanisme de symétrie de jauge associe à chacune un groupe de symétrie¹². Ainsi, le modèle standard est bâti comme une théorie invariante sous les transformations de jauge du type $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, où $SU(3)_C$ correspond au groupe de symétrie associé à l'interaction forte et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ regroupe les interactions faible et électromagnétique dans un modèle unifié. A chacune de ces interactions correspond un nombre quantique conservé : les charges de couleur, d'isospin faible et d'hypercharge.

11. pour observer un effet quantique de la gravitation, il faudrait qu'une expérience puisse atteindre une échelle d'énergie comparable à la masse de Planck qui est d'environ 10^{19} GeV. La plus haute énergie sondée aujourd'hui se situe aux alentours de 100 TeV, auprès d'expériences détectant les rayonnements cosmiques de hautes énergies.

12. Nous pouvons noter ici qu'il est possible de reformuler la théorie de la relativité générale en théorie de jauge [7]. Ce constat est à la base de la gravité quantique à boucles.

1.2.2.1 Interaction électrofaible

La description de l'interaction faible comme théorie de jauge pose deux problèmes, tous deux liés au fait que nous essayons de décrire des particules massives.

D'une part, contrairement au photon, les bosons médiateurs de l'interaction faible sont massifs. Or, l'ajout d'un terme de masse pour ces bosons dans un lagrangien ne respecte pas l'invariance de jauge du système.

D'un autre côté, la mise en évidence de la violation totale de la symétrie de parité dans les désintégrations nucléaires β [8] indique que l'interaction faible n'agit que sur les projections de chiralité gauche des champs fermioniques. Considérer un fermion massif soumis à l'interaction faible pose alors un problème puisque les termes de masse des fermions mélangent leur projections de chiralité. Ici encore, un lagrangien avec des fermions massifs brise l'invariance de jauge souhaitée.

De cela, nous déduisons que la description de l'interaction faible comme théorie de jauge doit être envisagée dans un monde où toutes les particules (bosons et fermions) sont de masse nulle¹³.

Une telle description fut développée dans le modèle de Glashow, Salam et Weinberg (GSW), avec l'introduction d'un nouveau groupe de symétrie, noté $SU(2)_L$ et d'un nouveau nombre quantique conservé par l'interaction : l'isospin faible I . De manière à rendre compte de la propriété de changement de saveur de l'interaction faible tout en prenant en compte la violation totale de la symétrie de parité, les projections gauches des champs fermioniques d'une même famille sont regroupées en doublets d'isospins. Ces doublets ainsi formés ne respectent pas l'invariance de jauge de l'électrodynamique quantique puisque les doublets rassemblent leptons chargés et neutrinos ou des quarks de charges différentes. Nous devons donc remplacer la symétrie $U(1)$ de l'électrodynamique quantique par une nouvelle symétrie $U(1)_Y$, la symétrie d'hypercharge faible. Le lien entre la charge électrique et les nombres quantiques I et Y est alors donné par la relation de Gell-Mann Nishijima : $Q = I_3 + Y/2$, où I_3 représente la troisième composante de l'isospin faible. Les valeurs de I_3 et Y pour les fermions du modèle standard sont données en table 1.4.

Le groupe $SU(2)$ ayant trois générateurs, nous devons introduire trois nouveaux bosons, que nous rangeons dans un triplet d'isospin faible W_μ^a ($a = 0, 1, 2$). Le générateur associé à $U(1)_Y$ correspond à un singlet d'isospin B_μ .

N'oublions pas que nous décrivons ici une théorie valable pour des champs de masse nulle. Dans le cas physique de champs massifs, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ doit être brisée. Le mécanisme de brisure de cette symétrie est connu sous le nom de *mécanisme de Higgs* (voir 1.2.2.2). Dans ce contexte, les champs de jauge physiques, correspondant aux bosons W^\pm , Z et γ apparaissent comme des combinaisons linéaires des champs W_μ^a et B_μ . Ces combinaisons sont paramétrées par

13. Il s'agit de la théorie de Yang-Mills.

TABLE 1.4: Isospin faible et hypercharge pour les fermions du modèle standard.

			Y	I	I_3	Q	
Leptons	$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_{eL} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu_L \\ \nu_{\mu L} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau_L \\ \nu_{\tau L} \end{pmatrix}$	1/3	1/2	-1/2 +1/2	-1 0
	e_R	μ_R	τ_R	-2	0	0	-1
	ν_{eR}	$\nu_{\mu R}$	$\nu_{\tau R}$	0	0	0	0
Quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	1/3	1/2	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3
	u_R	c_R	t_R	4/3	0	0	+2/3
	d_R	s_R	b_R	-2/3	0	0	-1/3

un angle de mélange θ_W , l'angle de Weinberg, qui lie les constantes de couplage g_W et g_{EM} des forces faible et électromagnétique par la relation :

$$\tan \theta_W = \frac{g_W}{g_{EM}} \quad (1.14)$$

1.2.2.2 Le mécanisme de Higgs

Le fait que les particules connues soient massives montre que la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ de l'interaction électrofaible n'est pas réalisée dans la nature. La symétrie est *brisée*.

Un modèle proposant un tel mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible a été proposé par Brout, Englert [9], Hagen, Guralnik, Kibble et Higgs [10] et passe par l'introduction d'un doublet d'isospin de champs scalaires complexes $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ dont le lagrangien est invariant sous le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mais pas ses solutions. Un moyen simple de réaliser cette contrainte est d'introduire dans le lagrangien du champ un terme de potentiel de la forme :

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

où μ^2 et λ sont deux paramètres réels libres de la théorie. Si l'on prend des valeurs positives pour λ et négatives pour μ^2 , le potentiel prend la forme du double puits de potentiel ou « chapeau mexicain », comme illustré en figure 1.4.

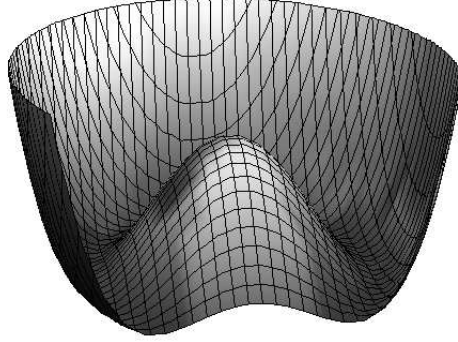


FIGURE 1.4: Le potentiel de Higgs en fonction de Φ dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$.

Dans cette dernière configuration, le minimum du potentiel correspond à une valeur moyenne du champ Φ non nulle dans le vide¹⁴. Au voisinage du minimum $v = \sqrt{\mu^2/2}$ du potentiel, on montre [11] que le champ peut s'écrire comme :

$$\Phi(\mathbf{x}) = \frac{e^{\theta^a(\mathbf{x})I_a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(\mathbf{x}) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Le terme $e^{\theta^a(\mathbf{x})I_a}$ disparaît sous une transformation de jauge $SU(2)_L$ et il ne reste, au final, qu'un champ scalaire électriquement neutre $h(\mathbf{x})$ auquel on associe une particule physique : le boson de Higgs.

En choisissant de manière convenable l'état propre du champ Φ correspondant à un minimum du potentiel, il apparaît des termes de couplages aux bosons de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui peuvent s'interpréter comme un terme de masse pour ces particules :

$$\begin{cases} M_{W^\pm} = \frac{v}{2} g_{EM} \\ M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_{EM}^2 + g_W^2} \\ M_\gamma = 0 \end{cases} \quad (1.17)$$

Par extension, on donne une masse aux fermions du modèle standard en introduisant un couplage de Yukawa entre ces fermions et le champ de Higgs. Ce

¹⁴. le potentiel possède une infinité de minima, correspondant à une infinité d'états propres possibles dans le vide.

couplage relie les composantes gauches et droites des doublets de $SU(2)_L$:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{\text{fermions } f} -\lambda_f \bar{f}_L \Phi f_R + \text{hermitien conjugué} \quad (1.18)$$

où la somme court sur les champs fermioniques f , f_L et f_R correspondant respectivement au doublet de chiralité gauche du fermion et au singlet droit. λ_f est une constante de couplage arbitraire qui devient un paramètre libre du modèle. Notons que dans le modèle standard, les neutrinos ne possèdent pas de composante de chiralité droite, impliquant une masse nulle.

1.2.2.3 L'interaction forte

Le modèle de la *chromodynamique quantique* (QCD) rend compte de la description de l'interaction forte au sein du modèle standard. Cette théorie est bâtie sur le même modèle que l'interaction électromagnétique, à partir du groupe de jauge non-abélien $SU(3)_C$ auquel on associe une charge de « couleur ». Les médiateurs de cette force sont huit bosons de masse nulle, les gluons.

Bien que bâtie sur le même modèle que la QED, l'utilisation d'un groupe non-abélien pour la description de l'interaction forte implique une phénoménologie très différente. En effet :

- Son couplage est important à basse énergie, ce qui empêche la mise en place de méthodes perturbatives dans ce régime.
- Les gluons sont eux-mêmes porteurs d'une charge de couleur et peuvent donc interagir entre eux. Ce point est une particularité des théories de jauge non-abéliennes.

Avec ces particularités, la procédure de renormalisation conduit à une constante de couplage qui décroît avec l'échelle d'énergie¹⁵ comme montré sur la figure 1.3. Ainsi, l'interaction forte se caractérise par deux régimes distincts :

Un régime non-perturbatif à basse énergie. Les valeurs que prend la constante de couplage de l'interaction sont trop importantes pour permettre la résolution perturbative des équations du mouvement. Les quarks subissent de fortes interactions et sont **confinés** à l'intérieur des hadrons.

Un régime perturbatif à haute énergie. La valeur de la constante de couplage de l'interaction forte permet la mise en place d'un développement perturbatif. Il s'agit de la propriété de **liberté asymptotique**. Sur de petites distances spatiales, comme à l'intérieur des hadrons, les quarks et les gluons semblent libres de toute interaction.

^{15.} c'est aussi le cas pour l'interaction faible, mais cette dernière est brisée, on n'observe donc pas un tel comportement.

La liberté asymptotique permet la description des hadrons par le biais de l'introduction de fonctions de distribution de partons. Le confinement explique qu'un quark ou un gluon libre n'a jamais été observé. Un parton libre polarise le vide autour de lui jusqu'à créer une paire quark-antiquark et produire ainsi une cascade de hadrons instables formant un signal expérimental caractéristique : le jet. La structure de ces jets ainsi que les contraintes expérimentales auxquelles ils sont soumis seront détaillés au chapitre 5.

Le lien entre les deux régimes est donné par l'échelle d'énergie Λ_{QCD} à laquelle l'interaction forte entre dans le régime non-perturbatif. Sa valeur expérimentale est d'environ 200 MeV.

*« There are more things in heaven and earth, Horatio,
than are dreamt of in your philosophy »*

William Shakespeare – Hamlet

2

Au delà du Modèle Standard

Sommaire

2.1	Tests expérimentaux du Modèle Standard	34
2.1.1	Que sait-on de la matière ?	34
2.1.2	L'oscillation des neutrinos	36
2.1.3	Tests du secteur électrofaible	36
2.2	Nouvelle physique au-delà du modèle standard	37
2.2.1	Supersymétrie	38
2.2.2	Technicouleur	39
2.2.3	Dimensions supplémentaires	40
2.2.4	Modèles de grande unification	41

Le modèle standard de la physique des particules décrit un monde pourvu de trois dimensions spatiales et d'une dimension temporelle au sein duquel les interactions sont interprétées en termes d'échanges de bosons vecteurs associés à une symétrie de jauge locale. Il décrit avec précision le comportement de l'ensemble des constituants connus de la matière. Le lagrangien de ce modèle, décrivant la dynamique de l'ensemble, possède 19 paramètres libres et rend compte du comportement des particules sous des processus d'interactions électromagnétiques, faibles et forts.

Ce modèle ne peut cependant pas prétendre au titre de modèle « ultime » de la physique des hautes énergies puisqu'il ne nous apprend rien sur la structure quantique de l'interaction gravitationnelle. Il doit ainsi être envisagé comme une

théorie effective, valable pour des énergies très petites devant la masse de Planck¹. Même aux énergies comparables à son domaine de validité, le modèle standard n'est pas exempt de tous défauts. Il n'explique pas, par exemple, pourquoi les fermions sont agencés en trois familles, n'inclut pas la faible masse que possèdent les neutrinos et ne décrit qu'environ cinq pourcent de la matière connue!

La confrontation du modèle standard à l'expérience nécessite le déploiement d'expériences de très grande ampleur. Le vingtième siècle a ainsi vu le lancement d'expériences et de collaborations d'envergures internationales, sondant la matière de plus en plus profondément, à la recherche de failles dans notre modèle théorique.

2.1 Tests expérimentaux du Modèle Standard

2.1.1 Que sait-on de la matière ?

Lors de notre tour d'horizon du modèle standard, nous avons mentionné le fait que l'ensemble de la matière connue peut être agencé en trois familles de masses croissantes. Cependant, ce nombre de familles existantes n'est pas contraint par le modèle standard. Sur ce constat, des campagnes de mesure du nombre de générations de neutrinos légers furent réalisées, notamment auprès du collisionneur électron-positon LEP [12] comme l'illustre la figure 2.1. On estime aujourd'hui ce nombre à 2.9840 ± 0.0082 [13], en accord avec le tableau 1.2.

Les données astrophysiques laissent cependant suggérer que l'histoire ne s'arrête pas là. En effet, les mesures de rotation des galaxies spirales [14] laissent suggérer que chaque galaxie est englobée par un halo sphérique de matière « sombre », d'un rayon environ dix fois plus grand que celui de la galaxie. Cette matière ne semble pas interagir (ou très peu) avec la matière connue et ne rayonne pas, d'où son surnom matière sombre.

Plus encore, la relativement récente mise en évidence de l'expansion *accélérée* de l'univers, nous force à introduire, dans les équations de la relativité générale, une constante cosmologique Λ dont on explique la présence par une quantité d'énergie dite « noire », dont la nature reste aussi à expliquer².

Dans les modèles cosmologiques, on associe à chaque type de matière (baryonique, noire et énergie noire) une densité Ω_b , Ω_{cdm} et Ω_Λ , dont les valeurs sont traitées comme des paramètres, pouvant être ajustés sur les mesures du fond

1. La masse de Planck correspond à l'échelle d'énergie à partir de laquelle les effets de la gravitation deviennent dominants. Elle peut se calculer comme la masse pour laquelle la longueur d'onde Compton d'une particule est égale au rayon de Schwarzschild. Elle est donnée par l'expression $\sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{19}$ GeV.

2. il est à noter que l'énergie dite « de point zéro » de la théorie quantique des champs est de l'ordre de 120 ordres de grandeur trop faible pour pouvoir expliquer l'origine de cette constante cosmologique [15].

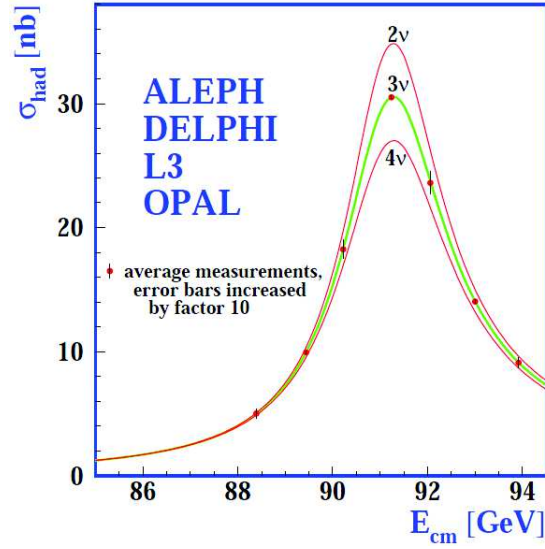


FIGURE 2.1: Le pic de résonance du boson Z^0 au LEP et sa prédiction pour différentes hypothèses sur le nombre de neutrinos légers [13].

diffus cosmologique par exemple. Les valeurs mesurées de ces paramètres sont données en table 2.1. De ces mesures de densités, on sait aujourd'hui que l'ensemble des particules du tableau 1.2 ne représente qu'environ 5 pourcents de la matière composant l'univers.

TABLE 2.1: Les densités de matière ajustées par combinaison des résultats des expériences WMAP et Planck [16].

Paramètre	Valeur
Ω_b	0.0481 ± 0.0020
Ω_{cdm}	0.2582 ± 0.0046
Ω_Λ	0.692 ± 0.0010

Enfin, il n'existe à ce jour aucune explication à l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'univers. La violation de la symétrie CP introduite par l'interaction faible ne suffit pas à expliquer la dominance de la matière sur l'antimatière.

2.1.2 L'oscillation des neutrinos

Dans le modèle standard, la masse des neutrinos est formellement mise à zéro. Il a cependant été possible de mettre en évidence des phénomènes d'oscillations entre neutrinos de différentes saveurs [17]. Ces phénomènes d'oscillations s'interprètent comme une différence entre leurs états propres sous interaction faible et leurs états propres de propagation. Ce phénomène d'oscillation ne trouve une explication que si les neutrinos sont massifs.

Sans complètement remettre en cause la validité du modèle standard, l'existence de neutrinos massifs soulève de nombreuses questions. Ces masses pourraient être générées par un couplage au boson de Higgs mais impliquent l'existence de neutrinos droits stériles, insensibles à toute interaction et par conséquent non directement observables. Il n'apparaît de plus pas naturel que le mécanisme de Higgs puisse à la fois générer des masses si petites (de l'ordre de l'eV) et si grandes (environ 175 GeV pour le quark top). La physique du neutrino est aujourd'hui un domaine en effervescence et de nombreuses voies restent à explorer.

2.1.3 Tests du secteur électrofaible

La composante électrofaible du modèle standard est un des secteurs les plus testés à l'heure actuelle, principalement au cours de l'exploitation du LEP où furent produits plusieurs millions de collisions au pic de résonance du boson Z et au delà du seuil de production du boson W . A titre d'exemple, les différences entre les valeurs ajustées du modèle standard et les observations expérimentales sont données en figure 2.2 pour les principales observables de l'interaction électrofaible.

Jusqu'à récemment inobservée, la dernière pièce manquante dans les tests du modèle standard est l'observation du boson de Higgs. Le 4 juillet 2012, les collaborations ATLAS [18] et CMS [19] annonçaient la découverte d'une nouvelle particule de spin 0 ou 2 et d'une masse proche de 125 GeV (voir la figure 2.3). Les rapports d'embranchement de cette particule semblent correspondre à un boson de Higgs compatible avec le modèle standard et il ne reste aujourd'hui guère plus de doute quant à la nature de cette nouvelle particule.

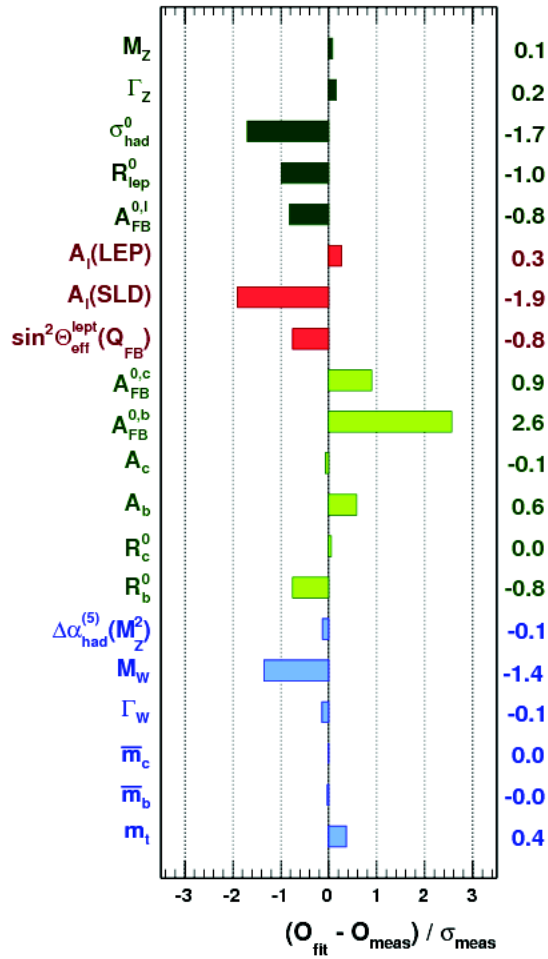


FIGURE 2.2: Comparaison entre les principaux paramètres électrofaibles ajustés du modèle standard et les observations expérimentales [20].

2.2 Nouvelle physique au-delà du modèle standard

Le modèle standard a pour l’instant réussi à décrire avec une formidable précision tous les processus d’interaction connus à l’échelle d’énergie électrofaible, de l’ordre d’une centaine de GeV. Ce modèle possède cependant ses limites : il n’inclut pas la gravitation, ne décrit pas l’oscillation des neutrinos, requiert l’ajustement fin (à la seizième décimale) des paramètres de renormalisation lors du calcul de la masse du boson de Higgs³ et une partie de la matière présente dans

3. il s’agit du problème de *hiérarchie* [23].

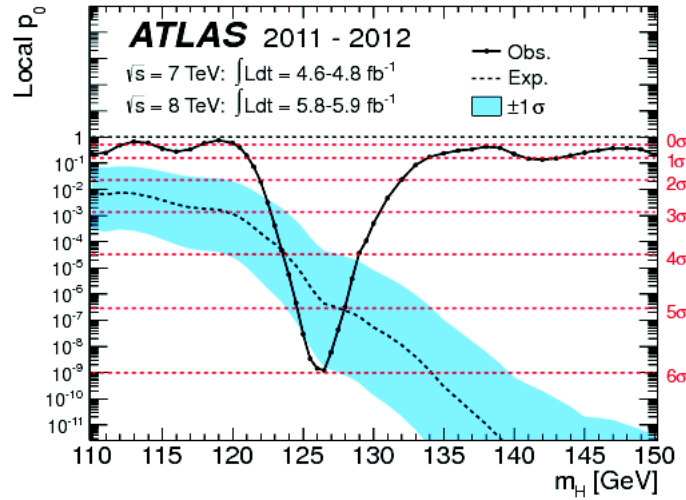


FIGURE 2.3: Probabilité que l’excès d’évènements dans les canaux observés corresponde à une fluctuation du bruit de fond en fonction de la masse m_h dans la gamme des faibles masses pour l’expérience ATLAS du LHC [21]. La ligne pointillée montre la probabilité locale sous l’hypothèse d’un boson de Higgs compatible avec le modèle standard ainsi que sa bande $\pm 1\sigma$ [22].

l’univers lui échappe. Pour pallier ces limitations, un grand nombre de théories **au-delà** du modèle standard a été proposé.

Un grand nombre de ces théories prédit l’existence d’une ou plusieurs nouvelles particules lourdes qui pourraient laisser une trace dans les collisions produites par le LHC. De par sa masse élevée, le quark top tient souvent un rôle de premier plan au sein de ces modèles, en faisant de cette particule une sonde privilégiée pour les expériences actuelles. Ce travail de thèse s’inscrit dans ce contexte et nous proposons ici une liste non-exhaustive de modèles dont la signature au LHC pourrait se trouver dans l’étude des quarks top.

2.2.1 Supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) [24],[23] correspond à l’ajout d’une nouvelle symétrie entre bosons et fermions. Dans ce contexte, cette théorie fait correspondre à chaque boson (fermion) un super-partenaire fermionique (bosonique). Il existe plusieurs arguments jouant en faveur de la supersymétrie.

D’une part, la SUSY résout de manière naturelle le problème de la divergence de la masse du boson de Higgs (le problème de hiérarchie). Il est en effet possible de montrer que les divergences intervenant dans les calculs de la masse du boson de Higgs peuvent être régulées par l’ajout de corrections radiatives supersymétriques.

Un autre argument fort est l'unification approximative des constantes de couplage de la figure 1.3. L'ajout de la supersymétrie permet aux trois constantes de couplages du modèle standard de se rejoindre approximativement en un même point autour de 10^{16} GeV.

Enfin, la supersymétrie fournit un candidat idéal à la matière noire. La supersymétrie prévoit en effet l'existence de super-particules stables n'interagissant pas avec la matière⁴. Dans sa version minimale, les candidats sont au nombre de trois : le sneutrino de spin 0, le gravitino de spin 3/2 et le neutralino de spin 1/2 [25].

Le principal inconvénient de la supersymétrie réside en son nombre de paramètres libres. Le modèle supersymétrique le plus simple en est par exemple pourvu d'une centaine. Cet état de fait rend les tests expérimentaux de cette théorie très dépendants du choix de ces paramètres. La mise en évidence de la SUSY pourrait être réalisée auprès des expériences du LHC, par la découverte directe du partenaire supersymétrique d'une particule connue. Après 3 ans de fonctionnement, les expériences ATLAS et CMS n'ont toujours pas été en mesure d'observer de tels processus.

2.2.2 Technicouleur

Le modèle de technicouleur propose une solution différente au problème de hiérarchie, en supprimant purement et simplement la nécessité d'introduire une particule scalaire dans la théorie. En lieu et place du mécanisme de Higgs, le technicouleur propose l'introduction d'une nouvelle force, similaire à l'interaction forte, et postule l'existence de nouvelles particules sans masses, les *technifermions*, qui seraient les seuls à subir cette force.

Dans ce modèle, la brisure de symétrie électrofaible est assurée de manière dynamique, en suivant le modèle de la brisure de symétrie chirale pour les mésons en QCD [26].

En effet, en QCD, il est possible de décrire les mésons comme des particules élémentaires tant que l'on sonde la matière à des échelles d'énergies inférieures à la constante Λ_{QCD} . Au dessus de cette valeur commence à apparaître la structure partonique de ces particules et nous devons décrire la physique en termes de quarks et gluons. Pour des énergies inférieures à Λ_{QCD} , on peut montrer [26], [27] que la formation de condensats $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ brise la symétrie chirale. Comme l'interaction faible à courant chargé ne se couple qu'à des fermions gauches, la brisure de la symétrie chirale se propage à l'interaction électrofaible. Il s'ensuit un couplage des bosons W et Z aux condensats formés (les pions), qui peuvent s'interpréter comme des termes de masses pour ces bosons de jauge. En pratique, ce mécanisme donne une masse d'environ 30 MeV au boson W , montrant que la QCD, ne peut expliquer à elle seule la brisure dynamique de la symétrie.

4. sous certaines hypothèses, notamment la conservation de la R-parité [25]

Le modèle de la technicouleur postule ainsi l'existence d'une force similaire à la QCD, dont l'échelle d'énergie $\Lambda_{Tech.}$ se situerait aux alentours de 500 GeV. Avec cette valeur, la technicouleur réussit là où la QCD avait échoué, en donnant une masse aux bosons W et Z en accord avec l'expérience.

Dans cette version, la technicouleur n'explique cependant pas la masse des fermions. Il faut considérer des extensions de cette dernière, comme la technicouleur assistée par TopColor [28]. Dans ce modèle, les condensats $t\bar{t}$ sont privilégiés et il est prédit la production d'un boson neutre massif de spin 1, nommé Z' , se couplant de manière préférentielle à la troisième famille de quarks.

La signature expérimentale privilégiée d'un tel modèle serait l'observation de pics de résonance, de masses supérieures à $\Lambda_{Tech.}$, qui seraient l'équivalent des résonances hadroniques en QCD. Notons pour finir que malgré les avancées expérimentales récentes dans le secteur du Higgs, le modèle de Technicouleur garde son rang au sein des théories au-delà du modèle standard puisque cette théorie reste compatible avec un Higgs (composite) de masse environ égale à 125 GeV.

2.2.3 Dimensions supplémentaires

L'idée que le monde pourrait comporter plus de 3 dimensions spatiales fut émise pour la première fois par Kaluza et Klein dans les années vingt. Leur idée originale fut d'ajouter à l'espace-temps de Minkowski une dimension supplémentaire enroulée selon un cercle. De cette manière, ils arrivèrent à déduire de l'équation d'Einstein les équations habituelles de l'électromagnétisme⁵.

Les modèles de dimensions supplémentaires permettent une résolution naturelle du problème de la hiérarchie entre l'échelle de Planck et l'échelle électrofaible. Deux modèles sont principalement envisagés à l'heure actuelle :

- **Les modèles de type Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali (ADD).** Ce type de modèle possède $4 + \delta$ dimensions, où les δ dimensions supplémentaires sont uniquement accessibles à la gravitation. Ainsi, la force de gravité que nous percevons dans notre espace-temps usuel à quatre dimensions se retrouve être un reliquat « dilué » de l'interaction réelle dans l'espace complet. Si nous supposons que les dimensions supplémentaires sont munies d'une métrique euclidienne, on montre que le lien entre la masse de Planck effective M_{Planck} à 4 dimensions et la masse de Planck réelle M_D est simplement donné par un facteur de « volume » : $M_{Planck} = M_D (2\pi R)^\delta$. En ajustant le rayon de compactification des dimensions supplémentaires, il est possible d'attribuer une valeur comparable à l'échelle électrofaible pour la masse de Planck réelle M_D alors que l'échelle effective M_{Planck} paraît

5. cela n'a rien de surprenant puisque, comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'électromagnétisme est perçu par les champs comme un espace de dimension interne pourvu de la même symétrie qu'un cercle. L'approche de Kaluza et Klein consiste en réalité à promouvoir la dimension interne en dimension « externe », c'est à dire, d'espace !

gigantesque. Si nous n'avons pas complètement solutionné le problème de hiérarchie, nous lui trouvons au moins une explication naturelle et convaincante, liée à la taille de compactification des dimensions supplémentaires.

- **Les modèles de type Randall-Sundrum (RS).** Les théories de type Randall-Sundrum décrivent un monde pourvu d'une dimension supplémentaire. Le modèle contient deux *branes* à 4+1 dimensions appelées respectivement brane de Planck et brane du TeV. Tous les champs du modèle standard sont confinés sur la brane du TeV et les phénomènes liés à la gravitation ont lieu sur la brane de Planck. Cette gravité agit sur la brane du TeV via la métrique de l'espace général, où apparaît un couplage exponentiellement décroissant entre les deux branes. Ainsi, la gravité serait faible sur la brane du TeV et forte sur la brane de Planck, ce qui résout, comme dans le modèle ADD, le problème de hiérarchie.

Ces modèles possèdent tout deux des extensions dans lesquelles les champs du modèle standard sont autorisés, au moins en partie, à se propager dans la ou les dimensions supplémentaires. Cela implique l'existence d'états excités des particules connues [29] se traduisant par l'apparition de nouvelles résonances. La recherche de résonances telles que les états excités du boson Z sont une sonde privilégiée pour la recherche de dimensions supplémentaires au LHC.

2.2.4 Modèles de grande unification

Les modèles de grande unification cherchent à décrire les trois interactions du modèle standard par l'utilisation d'un groupe de jauge unique, qui serait capable d'encoder la physique des forces électrofaible et forte. Ces modèles s'appuient sur deux constatations principales.

La première est que toutes les interactions connues⁶ peuvent s'exprimer dans le même formalisme en théories de jauge. Les forces fondamentales sont décrites dans le même « langage ». Si l'une des interactions possédait une nature radicalement différente des autres, nous serions en droit de douter qu'une telle unification soit possible.

Il semble de plus qu'à haute énergie, les constantes de couplage de chaque interaction se rejoignent approximativement (supersymétrie aidant). Ce fait est crucial pour l'unification puisqu'en théorie de jauge, seule une constante de couplage est autorisée par groupe de jauge [4]. Le fait que les constantes de couplages des interactions électromagnétique, faible et forte prennent des valeurs identiques à haute énergie est un fort argument en faveur de l'unification.

On pourrait rajouter à ces arguments, des considérations historiques (et esthétiques). La recherche d'unification des forces fondamentales est aussi motivée par

6. gravitation comprise.

l'exemple historique de l'unification de l'électricité et du magnétisme ou par la réussite du modèle électrofaible.

En pratique, la recherche d'unification consiste à trouver un groupe de jauge G dont les symétries incluraient les symétries $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ du modèle standard. A haute énergie, le groupe G serait alors le groupe décrivant l'ensemble des processus d'interactions élémentaires. En deçà de l'échelle d'unification, la symétrie est brisée, redonnant le modèle standard.

En fonction du groupe de grande unification utilisé et du schéma de brisure, d'autres groupes de symétrie peuvent apparaître. Dans un modèle de jauge, ces nouveaux groupes traduisent l'existence de nouveaux bosons de jauge. Ces bosons acquièrent des masses de l'ordre de l'échelle de brisure de la nouvelle symétrie, par le biais d'un mécanisme similaire au mécanisme de Higgs.

De manière générale, ces nouveaux bosons de jauge se couplent aux particules du modèle standard et pourraient être produits et observés au LHC⁷. Pour finir, notons qu'un grand nombre de ces modèles impliquent l'existence de nouveaux champs fermioniques, dont les couplages aux fermions connus introduisent de fortes contraintes sur la théorie. Les contraintes sur la désintégration du proton par exemple fournissent de précieuses indications sur les modèles de grande unification.

7. En réalité il n'y a qu'une partie de ces bosons dont l'apparition pourrait être observée au LHC : ce sont les bosons Z' et W' qui sont des copies des bosons Z et W connus. D'éventuels nouveaux bosons couplant le secteur des quarks au secteur des leptons ne peuvent présenter qu'une masse proche de l'échelle de brisure de symétrie de grande unification car si ce n'était pas le cas, ils donnerait au proton un moyen de se désintégrer rapidement.

*« One for the Dark Lord on his dark throne
In the Land of Mordor where the Shadows lie.
One Ring to rule them all, One Ring to find them,
One Ring to bring them all and in the darkness bind them
In the Land of Mordor where the Shadows lie. »*

J. R. R. Tolkien – Le seigneur des anneaux

3

Le Grand Collisionneur de Hadrons

Sommaire

3.1	Phénoménologie des collisions proton-proton	44
3.1.1	Le modèle des partons	44
3.1.2	Le phénomène d'empilement	46
3.2	Le Grand Collisionneur de Hadrons LHC	47
3.2.1	L'accélération des protons	47
3.2.2	La luminosité	49

Le chapitre 2 a montré ce que pourrait réserver la physique au-delà du Téra-électronVolt. C'est dans le but d'atteindre cette échelle d'énergie encore inexplorée que fut installé, au CERN, le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC¹). Il s'agit d'un accélérateur de particules circulaire, de type synchrotron et d'environ 27 kilomètres de circonférence, conçu pour accélérer des protons et des ions lourds de plomb jusqu'à des énergies de 7 TeV et 5.5 TeV respectivement et produire des collisions proton-proton ou plomb-plomb à hautes fréquences.

1. Large Hadron Collider.

3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

Bâti dans le tunnel du collisionneur électron-positon LEP, le LHC se distingue de son prédécesseur par la nature des particules qu'il accélère. Plus complexes, les collisions entre protons présentent de multiples avantages pour sonder l'émergence de nouvelle physique au TeV.

D'une part, au sein des accélérateurs circulaires, la montée en énergie des particules accélérées est limitée par le phénomène de rayonnement synchrotron qu'émet une particule chargée quand elle est déviée par un champ magnétique. Cet effet varie proportionnellement au rapport $(E/M)^4$ et exclut donc l'accélération de particules à des énergies trop grandes devant leur masse. Pour des collisionneurs électron-positon, le rayonnement synchrotron rend donc l'échelle du TeV quasiment inaccessible. Les protons possédant une masse 2000 fois plus grande que l'électron, les pertes par rayonnement synchrotron sont, dans leur cas, dix milliards de fois moindres pour la même énergie².

Nous cherchons de plus, avec le LHC, à sonder l'émergence de nouveaux phénomènes au-delà des énergies précédemment explorées. Bien que plusieurs modèles de physique au-delà du modèle standard soient à notre disposition, nous n'avons pas d'indication précise sur l'échelle d'énergie à laquelle émerge cette nouvelle physique... L'utilisation de particules composites s'avère très adaptée à ce type d'exploration puisque l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision n'est pas fixée.

Bien que propice à l'exploration de nouvelle physique, l'emploi de hadrons pour les collisions introduit tout de même de sérieuses limitations pour les détecteurs installés aux points de croisement des faisceaux. Par exemple, l'environnement des collisions est pollué par l'activité liée aux restes des protons n'ayant pas participé au processus dur.

3.1.1 Le modèle des partons

Les processus de collisions entre protons sont très largement dominés par l'interaction forte. Comme abordée en section 1.2.2.3, cette force se caractérise par deux régimes distincts, séparés par l'échelle d'énergie Λ_{QCD} .

Dans les processus de collisions entre hadrons, il est possible de séparer les processus partoniques, à hautes énergies, pour lesquels un développement perturbatif est possible, des phénomènes hadroniques, pour lesquels nous devons user de modèles phénoménologiques. Cette propriété de séparation entre les niveaux partoniques et hadroniques entre dans le cadre du théorème de factorisation [30].

2. mais restent élevées, puisque le rapport $(E/M)^4$ est de l'ordre de la dizaine de milliards à 7 TeV par faisceau !

Il est illustré, pour la production d'une paire de quarks top par fusion de quarks sur la figure 3.1.

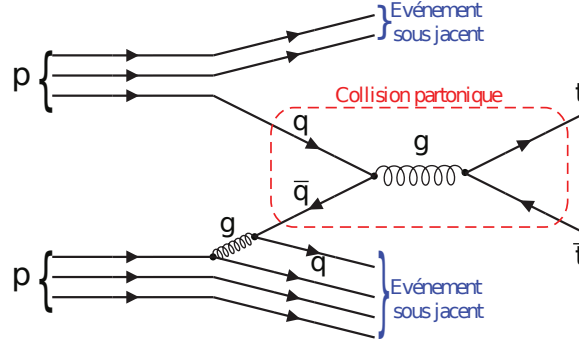


FIGURE 3.1: Processus de création d'une paire de quarks top par fusion de quarks.

Dans ce contexte, la section efficace d'un processus dur³ $\sigma(q_i q_j \rightarrow X)$ (contracté dans la suite en $\sigma_{q_i q_j}$) impliquant deux partons q_i et q_j , peut se calculer de manière perturbative. Les théorèmes de factorisation permettent de passer de cette section efficace à celle de hadrons en interaction par l'introduction de *fonctions de distributions partoniques* (*Parton Distribution Functions* où PDF), $f_i(x, \mu_F)$, qui expriment la probabilité de trouver dans le hadron un parton i possédant la fraction d'impulsion x de ce dernier, tout cela au prix de l'introduction d'une échelle d'énergie, μ_F , qui sépare les deux régimes.

Ces fonctions de distributions sont, par définition, universelles dans le sens où elles ne tiennent pas compte du processus dur : elles contiennent la physique à longue distance, qui ne peut être connue de manière théorique. Elles ne dépendent que de l'échelle d'énergie du processus considéré et les équations de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [31], [32], permettent leur évolution à partir d'une échelle d'énergie donnée. Finalement, les théorèmes de factorisation donnent, pour la section efficace de deux hadrons en interaction $\sigma(h_i h_j \rightarrow X)$:

$$\sigma(h_i h_j \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int_0^1 \int_0^1 f_i(x_i, \mu_F) f_j(x_j, \mu_F) \sigma_{q_i q_j} dx_i dx_j \quad (3.1)$$

Les fonctions de distribution de partons expriment en quelque sorte le contenu en quarks et gluons des hadrons. Ce contenu se décompose en quarks de valence et quarks et gluons de la « mer », issus d'interactions à des ordres élevés dans les développements perturbatifs. Ces fonctions de distribution sont déterminées par ajustement des données obtenues auprès d'expériences sur cibles fixes, ou par l'étude des collisions inélastiques profondes menées à HERA ou au Tevatron. La figure 3.2 montre les distributions de partons données par la collaboration MSTW [33] pour deux échelles d'énergies différentes.

3. un processus entre deux partons avec échange d'énergie important ($Q > 1\text{GeV}$).

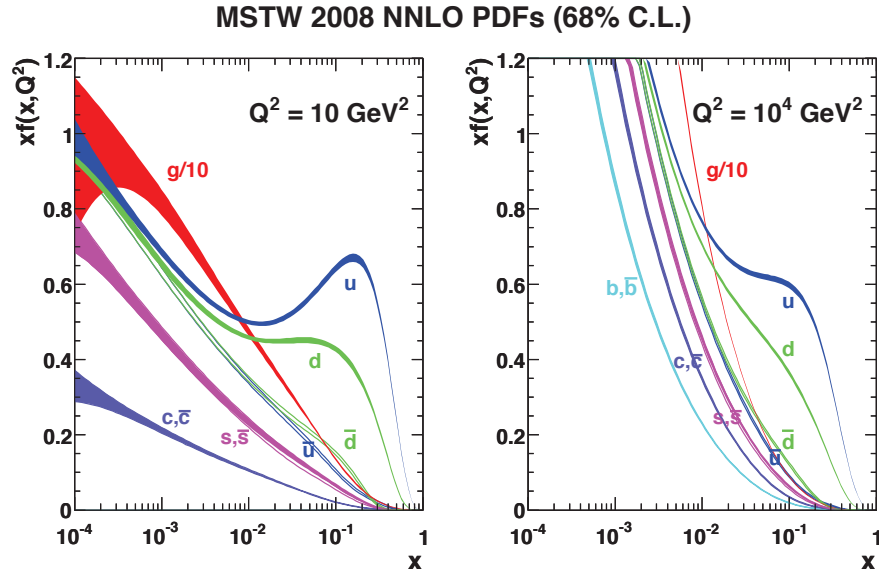


FIGURE 3.2: Distributions de partons pour deux échelles Q^2 différentes.

La connaissance des fonctions de distributions de partons joue un rôle majeur pour les collisions du LHC où elles introduisent généralement une erreur systématique théorique importante sur la quasi-totalité des mesures effectuées.

3.1.2 Le phénomène d'empilement

Un autre paramètre important auprès de collisionneurs comme le LHC est le bruit de fond *d'empilement*. Ce bruit a deux composantes majeures :

- Le bruit « en temps », dû aux interactions entre les restes des protons qui ne participent pas au processus dur. Il s'agit des processus d'interactions *sous-jacents*. La modélisation de tels processus existe et doit être ajustée sur les données.
- Le bruit « hors temps », qui est lié à la cadence des collisions proton-proton. Le croisement des paquets de protons se fait à un rythme tel qu'il est possible qu'une seconde collision ait lieu sans que l'électronique de lecture des détecteurs ait pu l'identifier correctement.

Ces deux contributions ont un impact notable sur toutes les mesures du LHC et doivent être prises en compte pour la reconstruction de tous les objets physiques.

3.2 Le Grand Collisionneur de Hadrons LHC

3.2.1 L'accélération des protons

Le LHC est un collisionneur hadronique destiné à produire, à terme, des collisions proton-proton à 14 TeV dans le centre de masse mais aussi des collisions d'ions lourds, comme le plomb. Pour l'instant, le LHC a réalisé avec succès deux campagnes d'exploration proton-proton successives, à 7 TeV en 2011 et 8 TeV en 2012. Deux campagnes de collisions plomb-plomb à 2,76 TeV furent réalisées en 2010 et 2011. Après deux mois de prises de données proton-plomb en 2013, le LHC subit aujourd'hui une phase d'arrêt technique et devrait redémarrer au début de l'année 2015 avec une énergie de faisceaux accrue.

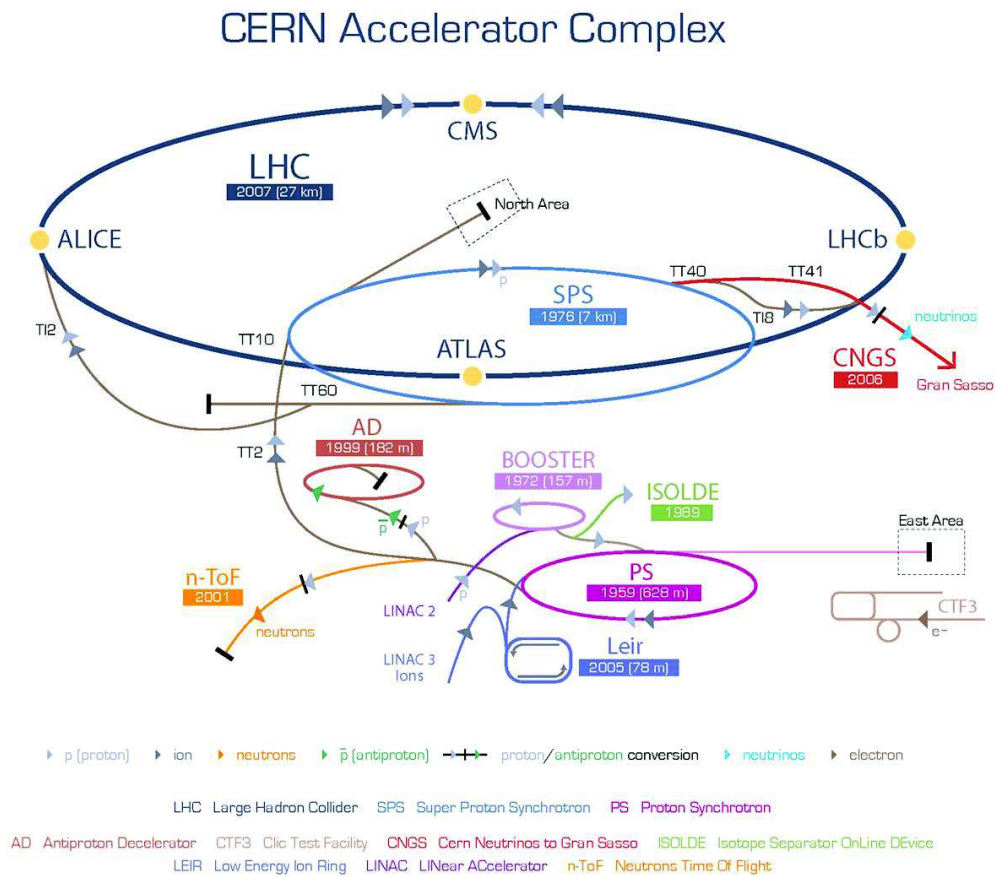


FIGURE 3.3: Le complexe d'accélérateurs du CERN.

Le LHC n'est que le dernier maillon d'une chaîne d'accélération, principalement formé par les installations antérieures du CERN, comme illustré sur la figure 3.3.

Les protons sont créés au sein du **duoplasmatron**, par bombardement d'un gaz d'hydrogène par des électrons. Après création, ces protons sont accélérés par un quadrupôle radio-fréquence suivi d'un accélérateur linéaire, portant leur énergie à 750 keV puis 50 MeV respectivement. À ce stade, les protons passent dans une chaîne de trois accélérateurs circulaires, pour une montée graduelle en énergie jusqu'à 1 GeV en sortie du **booster**, 26 GeV dans le **PS (Proton Synchrotron)** et finalement 450 GeV en sortie du **SPS (Super Proton Synchrotron)**. Cette dernière énergie correspond à l'énergie minimale pour laquelle le LHC peut entretenir des faisceaux stables.

Au sein du PS, les protons sont organisés en paquets d'environ 10^{11} protons dans des conditions de fonctionnement nominales. En entrant dans le LHC, ces paquets sont regroupés en 2808 « trains » séparés par une distance d'environ 25 ns.

Le LHC en lui-même est destiné à porter l'énergie des paquets de protons de 450 GeV à 7 TeV. Il est formé en une succession de portions droites puis courbées, pour une circonférence totale de 26,7 km. La courbure des faisceaux est assurée par 1232 aimants dipolaires supraconducteurs. Pour fournir l'énergie requise aux protons, ces dipôles doivent générer un champ magnétique de 8,3 Tesla⁴, impliquant un refroidissement des aimants à une température de 1,9 K et faisant du LHC, l'un des points les plus froids de l'univers. Les faisceaux de protons sont focalisés par 392 quadripôles et sont accélérés par huit cavités radio-fréquence. Deux faisceaux de protons circulent simultanément en sens inverse l'un de l'autre et se croisent en quatre points, où sont installées six expériences :

- **ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)** [18] est un détecteur polyvalent, destiné à sonder l'émergence de nouvelle physique au TeV. Sa description fait l'objet du chapitre 4.
- **CMS (Compact Muon Solenoid)** [19]. Basé sur des solutions techniques différentes, le détecteur CMS vise le même programme d'exploration que l'expérience ATLAS. Il est bâti autour d'un puissant aimant solénoïdal.
- **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** [34] est destiné à l'étude des collisions d'ions lourds, à la recherche notamment de la mise en évidence d'un nouvel état de la matière : le plasma de quarks et de gluons. Il s'articule

4. La taille d'un accélérateur circulaire est dictée par le rayon de Larmor imprimé aux faisceaux par ses aimants. Au LHC, les aimants supraconducteurs de 8 Tesla courbent les trajectoires en un cercle « compact » de 4 km de rayon !

principalement autour d'un ensemble de systèmes de mesure des traces de particules chargées.

- **LHCb (LHC beauty)** [35] sonde la physique du quark b et recherche toute trace de violation de la symétrie CP. Contrairement aux autres détecteurs présentés jusqu'ici, le détecteur LHCb n'enregistre qu'un côté des collisions proton-proton. Il est pourvu de trajectographes mobiles très performants, pouvant être placés au plus près des faisceaux.
- **TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement)** [36]. Disposé de part et d'autre du détecteur CMS, ce détecteur est dédié à l'étude des processus de collisions élastiques et diffractifs entre protons. Il doit donc être en mesure de sonder la physique des petits angles, au plus proche des faisceaux.
- **LHCf (LHC forward)** [37] est une expérience dont le but est d'étudier la production de particules créées aux petits angles lors des collisions de manière à simuler les interactions des rayons cosmiques. Il doit, entre autres, apporter une meilleure compréhension des mécanismes de développement des gerbes atmosphériques à hautes énergies. Le détecteur se compose de deux calorimètres imageurs situés de part et d'autre du détecteur ATLAS.

3.2.2 La luminosité

La luminosité instantanée \mathcal{L} , est un paramètre décisif en physique des accélérateurs, puisqu'il permet la détermination du taux d'interactions proton-proton. Si nous considérons deux faisceaux de protons identiques, cette luminosité s'écrit comme suit,

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 n_p f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta} F , \quad (3.2)$$

où N_p représente le nombre de protons par paquets, n_p est le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution des faisceaux, γ_r représente le facteur de Lorentz associé aux protons et enfin ϵ_n et β sont respectivement l'émittance transverse du faisceau et la fonction beta au point de collision [38]. Le dernier facteur F , traduit l'angle qu'il existe entre les deux faisceaux au moment où ceux-ci s'interceptent.

La mesure précise de cette quantité est un élément capital pour les expériences situées aux points de croisement des faisceaux puisqu'elle permet, pour un processus donné de section efficace σ , de remonter au nombre n d'évènements attendus dans les détecteurs grâce à la formule $n = \mathcal{L} \times \sigma$. Ainsi, la luminosité joue un rôle majeur auprès d'expériences comme le LHC, dont l'étude se concentre sur la mise en évidence de phénomènes rares. Ceci est illustré sur la figure 3.4, où sont montrés les taux d'évènements attendus par seconde au Tevatron et au LHC pour les principaux processus du modèle standard.

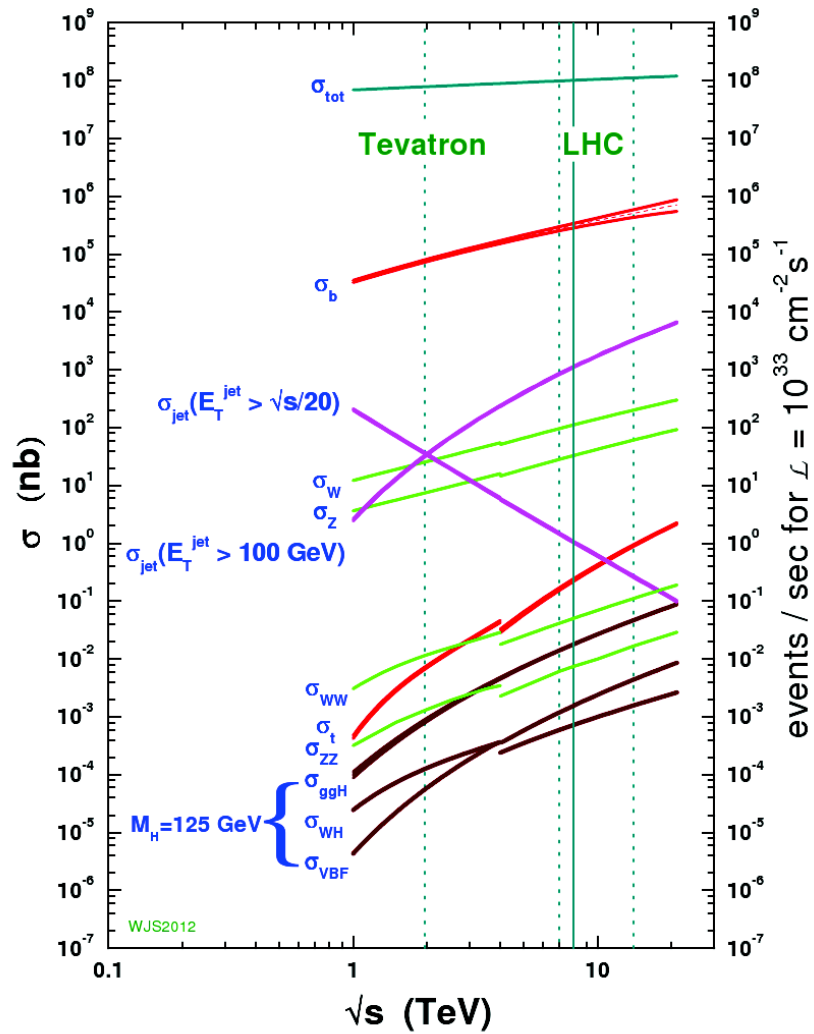


FIGURE 3.4: Sections efficaces et nombre d'évènements attendus pour les processus principaux au LHC et Tevatron en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

« *L'enfer, c'est les autres.* »

Jean-Paul Sartre – *Huit Clos*

4

Le détecteur ATLAS

Sommaire

4.1	Description générale	52
4.1.1	Le détecteur ATLAS	52
4.1.2	Système de coordonnées	53
4.2	Le détecteur interne	54
4.2.1	Le détecteur à pixels	55
4.2.2	Le détecteur à micropistes de silicium	55
4.2.3	Le détecteur à rayonnement de transition	55
4.2.4	Performances	56
4.3	Le système de calorimétrie	56
4.3.1	Le calorimètre électromagnétique	57
4.3.2	Le calorimètre hadronique	60
4.3.3	Les calorimètres avants	61
4.3.4	Performances	61
4.4	Le spectromètre à muons	62
4.4.1	Les chambres de précision	63
4.4.2	Les chambres de déclenchement	63
4.4.3	Performances	63

Installé sur l'un des points de croisement des faisceaux du LHC, le détecteur ATLAS est un détecteur polyvalent, conçu de manière à pouvoir mettre en évidence la plus large variété possible de processus de nouvelle physique. Avec ces 25

mètres de hauteur et 46 mètres en longueur, il est le plus grand détecteur jamais construit et réunit autour de lui environ 3000 scientifiques provenant de 37 pays.

4.1 Description générale

4.1.1 Le détecteur ATLAS

L'environnement hadronique des collisions produites au sein du LHC induisent de fortes contraintes sur les détecteurs qui les recueillent. Plus spécifiquement, la conception du détecteur ATLAS est spécialement étudiée pour répondre aux exigences suivantes [18] :

- Une électronique rapide, capable de faire face à la fréquence des collisions (40 MHz). Un système de déclenchement avec de courts temps de réponse est ainsi mis en place pour décider si un évènement donné doit être enregistré ou non.
- Une importante robustesse vis-à-vis des radiations, inhérentes aux collisions. Cela est particulièrement vrai pour les sous-détecteurs les plus proches du point d'interaction, près du tube à vide, où circulent les protons.
- Une identification très précise des particules. Comme abordées en section 3.1.2, les collisions entre protons induisent un fort bruit de fond hadronique, dû aux interactions multiples et diffractives des restes des protons. Ce fait limite la détection de processus dont l'état final se compose uniquement de jets et rend déterminant l'identification et la mesure précise des électrons, muons et photons dans le détecteur.
- Une bonne couverture angulaire, pour permettre la mise en évidence des particules non-détectées, du neutrino au potentiel graviton s'échappant dans une dimension supplémentaire!

Un schéma détaillé du détecteur ATLAS est présenté sur la figure 4.1. Il est organisé en un ensemble concentrique de sous détecteurs. Du point d'interaction vers l'extérieur, les particules produites par les collisions rencontrent successivement :

Le trajectographe interne, permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées, défléchies par un aimant solénoïdal.

Le calorimètre électromagnétique dont le rôle est d'apporter une mesure de l'énergie des électrons et photons.

Le calorimètre hadronique pour la mesure de l'énergie des jets.

Le spectromètre à muons qui, utilisé en complément du trajectographe, permet la mesure de l'impulsion des muons à l'aide du champ magnétique fourni par l'aimant toroïdal.

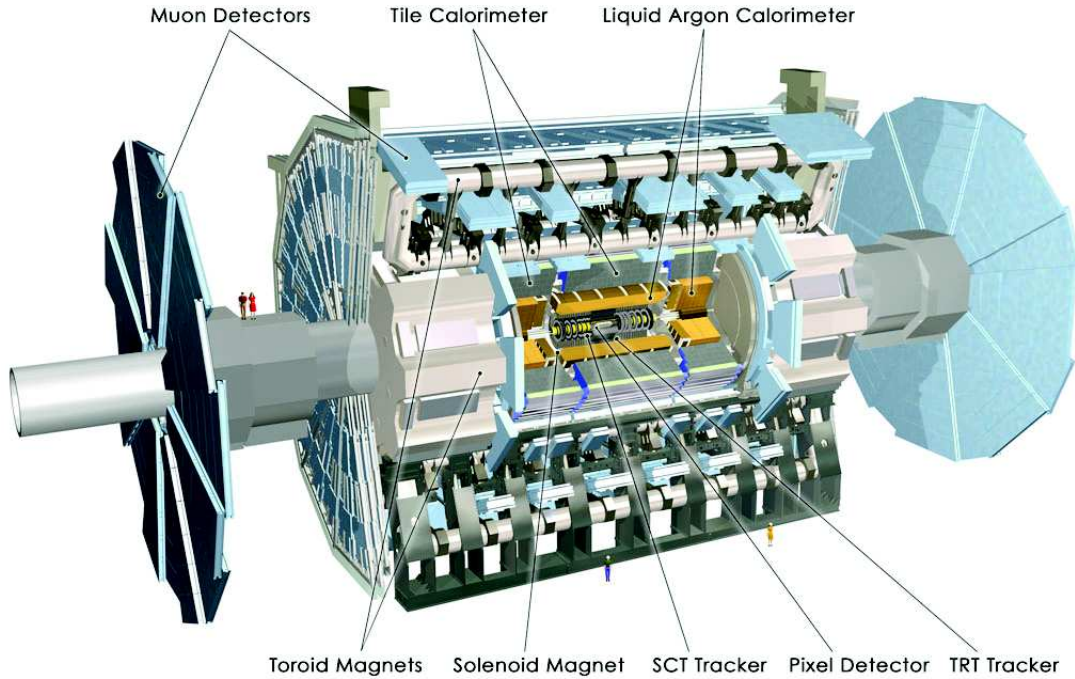


FIGURE 4.1: Schéma détaillé du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs. Du centre vers l'extérieur se trouvent : le trajectographe composé par un aimant solénoïdal et des détecteurs internes (*Pixel Detector*, *SemiConductor Tracker*, *Transition Radiation Tracker*) ; la calorimétrie électromagnétique (*LAr electromagnetic calorimeters*), hadronique (*Tile calorimeter*, *hadronic LAr end-cap calorimeters*) ainsi que les calorimètres avant (*Forward calorimeters*) ; le spectromètre à muons formé par l'aimant toroïdal (*Toroid magnets*) et les chambres à muons (*Muon chambers*).

4.1.2 Système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé pour la description géométrique du détecteur ATLAS a pour origine le point d'interaction nominal, au centre du détecteur. Dans un repère cartésien (O, x, y, z) , l'axe z est défini comme l'axe parallèle à l'axe des faisceaux et pointant dans la direction de l'expérience LHCb. Les axes x et y décrivent le plan transverse et pointent respectivement vers le centre du LHC et vers le haut.

Rappelons que pour des collisions entre protons, le référentiel du processus dur entre partons ne correspond généralement pas à celui de la collision proton-proton. En d'autres termes, l'impulsion longitudinale des partons en interaction est inconnue. Ainsi, les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement ne peuvent s'utiliser que dans le plan transverse.

Ainsi, si nous souhaitons repérer l'impulsion \vec{p} d'une particule dans le détecteur, il apparaît assez naturel d'opter pour un système de coordonnées sphériques (p_T, θ, ϕ) , où $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ correspond à la projection de l'impulsion dans le

plan transverse. Nous prenons, par convention θ comme l'angle polaire par rapport à l'axe z et ϕ l'angle azimutal relatif à l'axe x .

Notons enfin que pour des particules relativistes, il est plus aisé de remplacer l'angle polaire dans la direction des faisceaux par une quantité invariante de Lorentz. On préfère donc à l'angle θ la pseudo-rapacité $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$. La pseudo-rapacité n'est invariante de Lorentz selon l'axe z que dans la limite ultra-relativiste.

4.2 Le détecteur interne

Le détecteur interne consiste en un système de trajectographie baignant dans un champ magnétique de 2 Tesla fourni par un aimant solénoïdal. Ce système permet ainsi la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des particules chargées. Il couvre la région $|\eta| < 2.5$ et permet, entre autres, la reconstruction du vertex déplacé essentiel à l'étiquetage des quarks beaux et est aussi utilisé pour la reconstruction des muons. Une vue schématique du détecteur interne est présentée sur la figure 4.2. Il est constitué d'un ensemble de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixels, le détecteur à micropistes de silicium et le détecteur à rayonnement de transition.

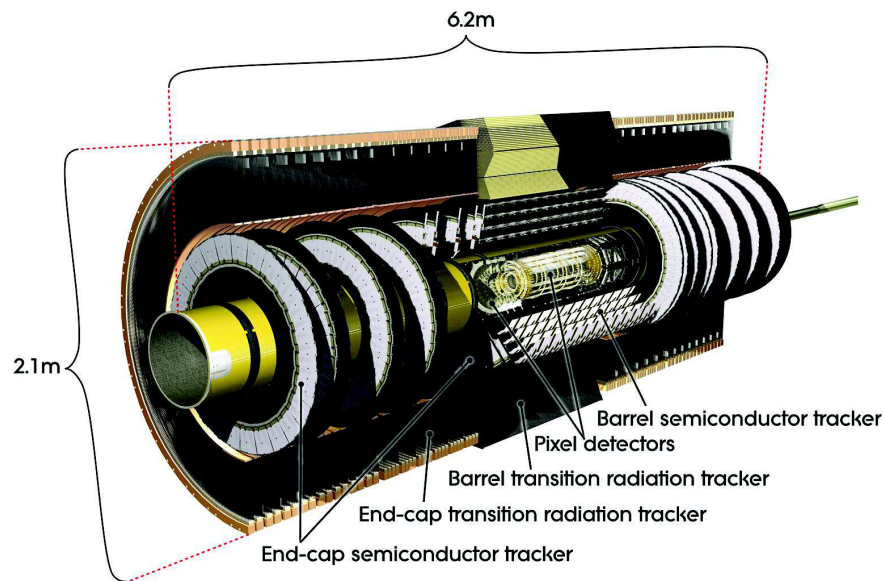


FIGURE 4.2: Vue schématique du détecteur interne. Du centre vers l'extérieur se trouvent les détecteurs : à pixels (*Pixel Detectors*), à micropistes de silicium (*Semi-Conductor Tracker*) et les chambres à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker*).

4.2.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le sous-détecteur placé au plus proche du point d'interaction. Il est bâti comme un ensemble de cellules (pixels) semi-conductrices polarisées organisées en trois cylindres concentriques autour du tube à vide pour le tonneau et en trois disques perpendiculaires à l'axe de ces mêmes tubes pour la partie bouchon. Plus précisément, chaque couche consiste en modules formés d'un plan de silicium de $205\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel sont positionnés les pixels de lecture. Chaque pixel ainsi disposé offre une surface efficace de $50 \times 300\ \text{mm}^2$, donnant une occupation moyenne de l'ordre du pour mille par évènement. Chacun des 1744 modules est également équipé d'un système de refroidissement et d'une électronique de lecture dédiée.

Ainsi bâti, le détecteur à pixels permet une reconstruction très précise des vertex primaires et secondaires. En coordonnées cylindriques (R, ϕ, z) , la résolution (par couche) sur la mesure de la position d'une trace est de $10\ \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et $115\ \mu\text{m}$ selon z .

4.2.2 Le détecteur à micropistes de silicium

Le détecteur à micropistes de silicium se base lui aussi sur l'emploi de technologies semi-conductrices à base de silicium. Chaque micropiste consiste en une bande de $6.4\ \text{cm}$ de long placée parallèlement (tonneau) et perpendiculairement (bouchons) au tube à vide. La partie centrale est ainsi formée de 2112 modules répartis en 4 couches cylindriques. Afin de mesurer la coordonnée z , les modules du tonneau sont collés deux à deux avec un angle de $40\ \text{mrad}$. De la même manière, les mesures avant sont assurées par 1976 modules répartis sur 18 disques disposés de part et d'autre du point d'interaction.

Ce détecteur fournit, en moyenne, quatre points de mesure pour une particule le traversant et sa granularité permet une résolution sur les traces mesurées de l'ordre de $16\ \mu\text{m}$ dans le plan $R - \phi$ et de $580\ \mu\text{m}$ en z .

4.2.3 Le détecteur à rayonnement de transition

Le détecteur à rayonnement de transition est le dernier sous-détecteur formant le système de trajectographie du détecteur ATLAS. Dans la partie centrale il est constitué de 73 chambres à dérive cylindrique, de $4\ \text{mm}$ de rayon et longues de $144\ \text{cm}$. La partie avant comprend quant à elle 160 chambres de $37\ \text{cm}$ de long. Chaque tube est rempli d'un mélange gazeux et est traversé par un fil de tungstène recouvert d'or d'un diamètre de $30\ \mu\text{m}$. Le passage d'une particule chargée dans un tube ionise le gaz et crée des électrons de dérive, collectés par l'anode formée par le fil de tungstène. Le mélange gazeux, constitué en majorité de Xénon, permet un temps de dérive rapide, de l'ordre de $40\ \text{ns}$. En moyenne, le passage d'une particule chargée dans ce sous-détecteur permet la mesure de 36

impacts, avec une erreur d'environ $30 \mu\text{m}$, permettant de compléter les mesures des détecteurs en amont.

L'autre caractéristique importante de ce sous-détecteur est la présence de matériaux radiateurs sur chaque tube. Une couche de polypropylène et de polyéthylène est en effet déposée sur chaque tube, de manière à créer un rayonnement de transition lorsqu'une particule traverse l'interface entre les deux matériaux. Ce rayonnement est collecté par les chambres à dérive, amplifiant le signal d'origine. L'intensité du rayonnement de transition variant comme l'inverse de la masse des particules traversant l'interface, ce dispositif permet, par exemple, une identification précise des électrons par rapport aux pions.

4.2.4 Performances

De manière générale, une particule produite au point d'interaction et respectant la contrainte $|\eta| < 2$, donne naissance à 3 impacts dans le détecteur à pixels, 4 dans le détecteur à micropistes et enfin une trentaine dans le détecteur à rayonnement de transition. Cela est suffisant pour reconstruire la trajectoire de la particule. La trajectoire, courbée par le champ magnétique de l'aimant solénoïdal, permet la détermination de l'impulsion de la particule.

Dans la partie centrale, la résolution sur la mesure de l'impulsion transverse est donnée par l'expression

$$\sigma(1/p_T[\text{GeV}]) = 0,00034 \oplus \frac{0,015}{p_T} \text{GeV}^{-1}. \quad (4.1)$$

Le détecteur interne permet aussi une mesure précise des vertex primaires et secondaires de l'interaction. La précision sur le paramètre d'impact est donné par

$$\sigma(d_0) = 10 \oplus \frac{140}{p_T[\text{GeV}]} \mu\text{m}, \quad (4.2)$$

$$\sigma(z_0 \sin \theta) = 91 \oplus \frac{209,3}{p_T[\text{GeV}]} \mu\text{m}, \quad (4.3)$$

où d_0 est le paramètre d'impact transverse et z_0 le paramètre d'impact longitudinal.

4.3 Le système de calorimétrie

En aval de l'aimant solénoïdal du détecteur interne se situe le système de calorimétrie du détecteur. Ce système donne une mesure destructive de l'énergie des particules qui le traversent, puisque ces dernières interagissent avec les absorbeurs du détecteur et y déposent tout ou partie de leur énergie. Ce processus dépend de l'énergie et de la nature de la particule considérée, il est le résultat d'une ou

plusieurs interactions électromagnétiques ou fortes et est très rarement lié à l'interaction faible. Ainsi, les particules incidentes interagissent avec le détecteur de différentes manières :

- L'interaction des photons avec la matière se fait principalement sous trois formes : par production de paire à hautes énergies, puis par diffusion Compton et effet photo-électrique à basses énergies. Un photon traversant les calorimètres du détecteur vont perdre une grande partie de leur énergie par diffusions Compton multiples, jusqu'à être détruites par effet photo-électrique à basses énergies ou création de paire pour des énergies plus grandes.
- Les électrons perdent essentiellement leur énergie en ionisant les atomes et molécules de la matière et par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*). Le phénomène de *bremsstrahlung* devient le processus dominant pour des électrons d'énergies supérieures à environ 10 MeV.
- Les hadrons quant à eux, présentent un plus large éventail de possibilités. Ils interagissent ainsi principalement par ionisation pour les hadrons chargés mais subissent aussi des interactions nucléaires complexes. Ils finissent généralement leur course dans la matière par spallation nucléaire.

Pour ces trois types de particules, le résultat de l'interaction avec le calorimètre est la formation d'une cascade secondaire de particules, principalement des électrons et photons pour les *gerbes électromagnétiques* qui sont principalement issues de l'interaction d'un électron ou d'un photon. À ces électrons et photons s'ajoutent des hadrons, muons et neutrinos lors du développement des *gerbes hadroniques*.

Le système de calorimétrie du détecteur ATLAS est formé par un sous-ensemble de calorimètres à échantillonnage, alternant des couches de matériaux absorbant à fort pouvoir d'arrêt avec des couches instrumentées pour la mesure de la perte d'énergie des particules. Une vue schématique du système est présentée sur la figure 4.3.

4.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est destiné à la mesure de l'énergie des électrons et des photons. Il est constitué d'un tonneau couvrant une gamme de pseudo-rapacité $|\eta| < 1,475$ et de deux bouchons comprenant une roue interne et une roue externe qui permettent d'étendre les mesures à des rapidités $|\eta| < 2,5$ et $|\eta| < 3$ respectivement. Il est constitué d'une alternance de plaques d'absorbants en plomb et de zones actives instrumentées et baignées dans de l'argon liquide refroidi à environ 87 K. L'épaisseur du calorimètre varie de 22 à 33 longueurs de radiation selon la rapidité.

Le milieu absorbeur permet, lors du passage d'une particule dans le détecteur, le développement rapide de la cascade secondaire. Le choix du plomb pour ce

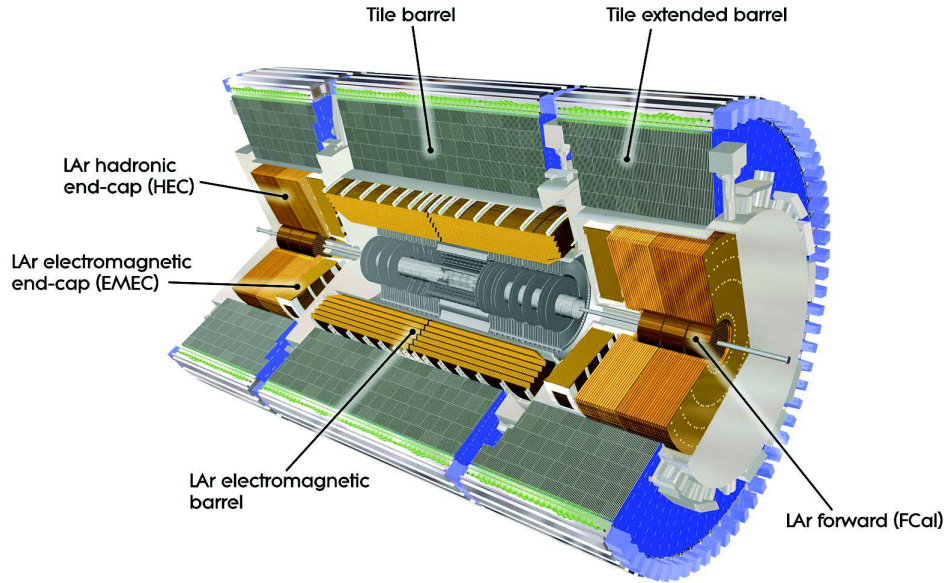


FIGURE 4.3: Vue schématique du système de calorimétrie : le calorimètre électromagnétique à argon liquide (*LAr electromagnetic barrel, LAr electromagnetic end-cap*), le calorimètre hadronique (*Tile barrel, Tile extended barrel, LAr hadronic end-cap*) et le calorimètre avant (*LAr forward*).

dispositif est lié à son fort pouvoir d'arrêt, donnant une longueur de radiation suffisamment courte ($X_0 \approx 0,56$ cm).

Le milieu actif est constitué d'argon liquide, où est créé le signal d'ionisation, enregistré par les électrodes de lecture. L'emploi de ce liquide noble présente plusieurs avantages, notamment une grande uniformité du signal, lié à l'état liquide du milieu, une réponse stable dans le temps, une forte robustesse aux radiations et une bonne mobilité des électrons d'ionisation. Il faut cependant refroidir l'ensemble à une température de 87 K, nécessitant l'encapsulation de l'ensemble au sein d'un cryostat non-instrumenté. Les électrodes de lecture sont constituées d'une alternance de 3 plaques de cuivre et 2 plaques de kapton et enregistrent le signal d'ionisation par couplage capacitif au centre de l'électrode [39].

Cet ensemble est arrangé selon une géométrie en accordéon, afin d'offrir une couverture complète en angle azimutal ϕ , visible sur la figure 4.4, représentant une section de la partie centrale du calorimètre. Cette figure illustre aussi la segmentation en profondeur et pseudo-rapidity du détecteur en régions de granularité croissante :

- Le compartiment situé au plus près du tube à vide est le compartiment avant. Il offre une granularité très fine $\Delta R = \Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0031 \times 0,025$, permettant notamment la discrimination des événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ et des

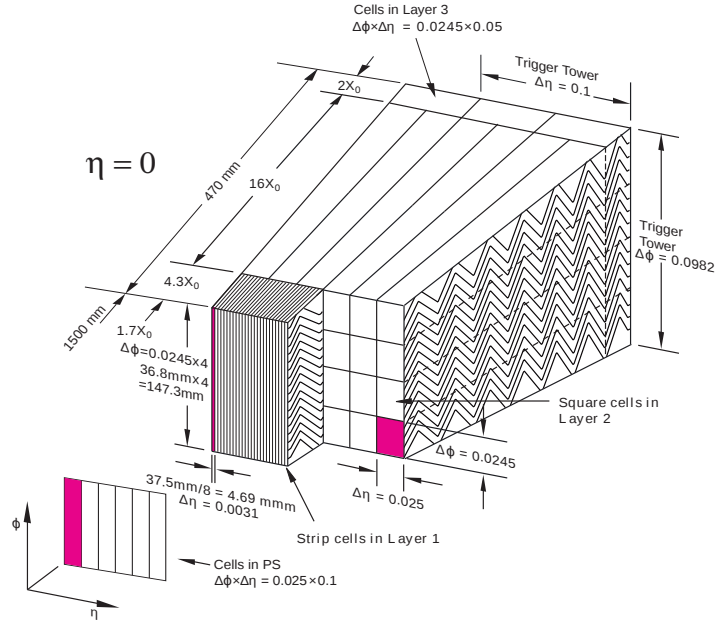


FIGURE 4.4: Schéma d'un section de la partie centrale du calorimètre électromagnétique.

événements à un photon unique. Il s'étend, dans la partie centrale, jusqu'à $|\eta| < 1,475$ et couvre la région $1,375 < |\eta| < 3,2$ dans les bouchons.

- Le second compartiment forme le corps du calorimètre électromagnétique. Il couvre une profondeur d'environ $16X_0$ et contient la majorité des gerbes électromagnétiques. Tout comme le compartiment avant, il s'étend sur la région $|\eta| < 1,475$ dans le tonneau et $1,375 < |\eta| < 3,2$ dans les bouchons. Sa granularité $\Delta R = 0,025 \times 0,025$ permet une bonne réjection électrons/jets, grâce au bon suivi de l'extension latérale des gerbes qu'elle permet.
- Le compartiment arrière, assure la mesure des fins de gerbes électromagnétiques de hautes énergies et voit généralement le début des gerbes hadroniques. Il est plus grossièrement segmenté et offre une profondeur variant entre 2 et $12X_0$. Il s'étend sur la région $|\eta| < 1,35$ dans la partie centrale et $1,5 < |\eta| < 2,5$ dans les parties avant.

De plus, afin de limiter la perte d'information dans le cryostat, un pré-échantillonneur est installé, permettant le suivi du développement des gerbes en amont du calorimètre. Il s'étend sur la région $|\eta| < 1,52$ pour le tonneau et $1,5 < |\eta| < 1,8$ dans les bouchons.

4.3.2 Le calorimètre hadronique

Les gerbes hadroniques sont caractérisées par de plus faibles dépôts dans la matière où elles s'étendent généralement sur de plus grandes distances. Les hadrons déposent alors une partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique, mais n'y sont pas stoppés. Le calorimètre hadronique du détecteur ATLAS est spécialement conçu pour contenir les gerbes de hadrons de hautes énergies produites par les collisions de LHC. Il se compose de deux parties, basées sur des technologies différentes.

La partie centrale est un calorimètre à échantillonnage, construit par un assemblage d'absorbeurs en fer et de tuiles scintillatrices. Lui-même se divise en une partie tonneau, couvrant les pseudo-rapidités $|\eta| < 0,8$ et une partie dite tonneau étendu, sur les régions $0,8 < |\eta| < 1,7$. Au total, cet ensemble se compose de 64 modules assurant une segmentation suivant l'angle azimutal ϕ de $\Delta\phi = 0,1$. Le schéma d'un de ces modules est présenté sur la figure 4.5.

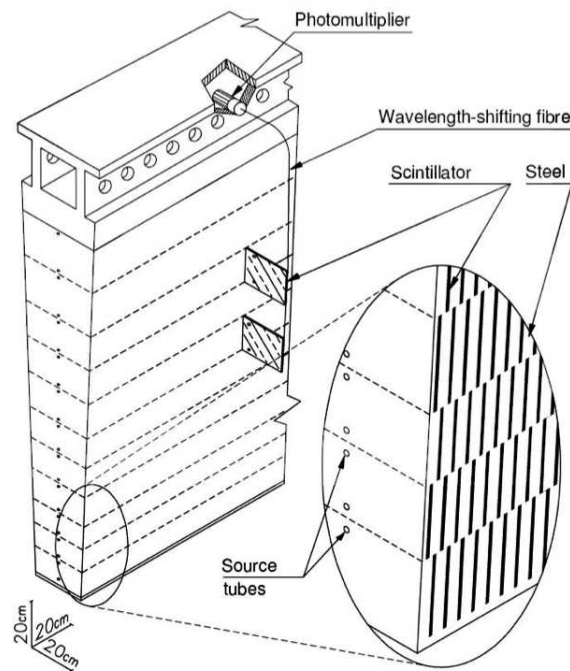


FIGURE 4.5: Schéma d'un module central du calorimètre hadronique.

Le signal de scintillation, émis par les tuiles lors du passage d'une particule, est collecté par des fibres optiques. Ces fibres sont ensuite regroupées, de manière à assurer une segmentation pseudo-projective en η à partir du point d'interaction nominal mais aussi sur 3 étages en profondeur. Au final, chaque module possède

une granularité par cellule de $\Delta R = 0,1 \times 0,1$ pour les deux premiers étages et $\Delta R = 0,1 \times 0,2$ pour le dernier.

Les bouchons du calorimètre hadronique complètent finalement l'ensemble. Dans ces zones, soumises à de fortes radiations, l'emploi de tuiles scintillantes n'est plus possible. Le calorimètre reprend alors la technologie utilisée par le calorimètre électromagnétique, à savoir l'utilisation d'argon liquide comme milieu actif et de cuivre comme absorbeur. Il couvre les régions $1,5 < |\eta| < 3,2$ et se compose de deux grandes roues. Chaque roue partage l'infrastructure globale du calorimètre électromagnétique, ainsi que son électronique de lecture. Les roues sont segmentées en cellules de granularité $\Delta R = 0,1 \times 0,1$ dans la région $1,5 < |\eta| < 2,5$ et $\Delta R = 0,2 \times 0,2$ dans la zone $2,5 < |\eta| < 3,2$.

4.3.3 Les calorimètres avants

La dernière partie du système de calorimétrie sont les deux calorimètres avant, situés au plus proche du tube à vide et couvrant la région $3,1 < |\eta| < 4,9$. Ils permettent une hermiticité quasi-totale en calorimétrie, nécessaire par exemple, à la bonne reconstruction de l'énergie transverse manquante. Ils utilisent toujours l'argon liquide comme milieu actif et se divisent en trois modules constitués d'absorbeurs en cuivre dans le premier module puis tungstène pour les deux suivants. Ils offrent une granularité de l'ordre de $\Delta R = 0,2 \times 0,2$.

4.3.4 Performances

Le système de calorimétrie joue un rôle majeur dans la reconstruction des évènements au LHC. Il s'agit du seul détecteur dont la résolution augmente avec l'énergie, faisant de ce dernier le détecteur le plus important dans bon nombre d'analyses à hautes énergies.

Son rôle consiste en la mesure précise des énergies et positions des électrons, photons et jets mais il permet aussi une reconstruction globale de toute l'énergie d'un évènement, pour une mesure précise de l'énergie transverse manquante. Le système est crucial pour l'identification précise des particules, notamment la séparation des électrons et des photons des jets, mais aussi l'identification des taus hadroniques.

De manière générique, la résolution sur la mesure de l'énergie réalisée par le calorimètre peut se mettre sous la forme

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c, \quad (4.4)$$

où l'énergie s'exprime en GeV et les termes a , b et c représentent respectivement :

- Les fluctuations poissonniennes associées au processus d'interaction. La résolution en énergie dépend en effet de fluctuations stochastiques liées aux processus physiques, par exemple, le nombre d'électrons d'ionisation créés lors du passage d'une particule.
- Les erreurs systématiques associées à la reconstruction de l'énergie. Il englobe, par exemple, les erreurs de l'électronique de lecture, la non-uniformité de la réponse du détecteur, la part d'énergie perdue dans l'absorbeur etc...
- Les incertitudes de reconstruction de l'énergie à partir du signal mesuré.

Chaque terme est fonction de la conception du détecteur et a été estimé lors d'essais en faisceaux tests pour chaque partie du détecteur. Dans chaque cas, le terme b est mesuré compatible avec zéro. Les performances du calorimètre électromagnétique donne un terme stochastique a d'environ 10% et un terme constant de l'ordre de 0,17%. La complexité des gerbes hadroniques dégrade le terme stochastique dans le calorimètre hadronique, qui est alors de l'ordre de 50%.

Pour finir, remarquons que le calorimètre hadronique ne mesure l'énergie qu'au travers d'un signal d'ionisation. En d'autres termes, une partie de l'énergie que dépose les hadrons, principalement sous forme d'interactions nucléaires avec l'absorbeur en fer, lui échappe. On parle d'*énergie invisible* et l'on dit que le calorimètre hadronique est *non-compensé*. Ce fait est d'une importance toute particulière pour la reconstruction correcte de l'énergie des hadrons et les méthodes d'étalonnage en énergie des jets doivent le prendre en compte.

4.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons désigne le système formé par le complexe d'aimants toroïdaux et des chambres à muons. Il complète le détecteur interne pour la mesure de l'impulsion des muons.

Le système d'aimants toroïdaux se compose d'une partie centrale et d'une partie avant. Chaque partie est constituée de huit bobines et engendre un champ magnétique sous forme de tore autour de l'axe du faisceau. Le champ atteint une valeur maximale de 4 Tesla, avec une valeur moyenne de 0,5 et 1 Tesla pour le tonneau et les bouchons respectivement.

Les chambres à muons sont disposées, dans la partie centrale, autour des aimants, en plusieurs couches concentriques. Pour la partie avant, cette couverture est complétée par deux roues perpendiculaires au tube à vide. Il faut distinguer deux usages pour les chambres à muons : les chambres de précision et les chambres de déclenchement.

4.4.1 Les chambres de précision

Le rôle des chambres de précision est la mesure de l'impulsion des muons. La plupart de ces chambres sont des chambres à dérive MDT (*Monitored Drift Tubes*) remplies d'un mélange gazeux d'argon (93%) et d'azote (7%). Pour les parties des bouchons les plus proches du tube à vide, les chambres à dérives sont délaissées au profit de chambres multi-fils CSC (*Cathode Strip Chambers*) remplies d'un mélange d'argon, de méthane et de dioxyde de carbone, offrant une meilleure robustesse aux neutrons et permettant des mesures avec de forts taux de comptage.

4.4.2 Les chambres de déclenchement

Les chambres de déclenchement permettent le déclenchement de l'acquisition d'évènements contenant un muon et l'identification précise des croisements de faisceaux. Elles permettent de plus des mesures indépendantes aux chambres de précision. Ce deuxième type de chambre est lui aussi basé sur deux systèmes de mesure : les chambres à plaques résistives RPC (*Resistive Plate Chamber*) dans la partie centrale et des chambres proportionnelles à fils TGC (*Thin Gap Chambers*) pour les parties avant.

4.4.3 Performances

Les performances du spectromètre à muons sont principalement limitées par la connaissance précise du champ magnétique et par l'alignement des chambres de mesure. Au final, la résolution en impulsion transverse reconstruite est de l'ordre de 4 % pour des muons d'impulsion comprise entre 3 et 100 GeV. À haute énergie, cette résolution est fortement dégradée et l'on atteint, par exemple, une résolution de l'ordre de 10 % à 1 TeV.

Deuxième partie
Étalonnage Hadronique Local

« Ainsi, le bon stratège contraint l'ennemi et ne se laisse pas contraindre par lui. »

SunTzu – L'art de la guerre

5

Les jets dans l'expérience ATLAS

Sommaire

5.1	Aspects théoriques	68
5.1.1	Quelles observables pour l'interaction forte ?	68
5.1.2	Première approche des jets	69
5.2	Algorithmes de jet	71
5.2.1	Principes généraux	71
5.3	Famille des algorithmes de k_T	72
5.4	Méthodes de pré-regroupement	75

Bien que possible, il est généralement difficile de parler de la recherche d'une nouvelle physique au LHC sans prendre en considération les jets de hadrons. Ils sont la signature expérimentale exclusive de l'interaction forte, conséquence directe des propriétés de liberté asymptotique et de comportement infrarouge que possède cette interaction.

Ainsi, toute particule colorée se retrouvant dans l'état final d'une interaction entre protons, subit l'anti-écranage caractéristique de l'interaction forte et tend à se recombiner, au travers de la radiation de quarks légers ou de gluons mous, vers un état de plusieurs hadrons neutres de couleur, principalement des pions et des kaons. Cet ensemble de hadrons ainsi formé se partage l'impulsion de la particule initiale, de manière à former un faisceau collimaté de particules, le jet.

5.1 Aspects théoriques

5.1.1 Quelles observables pour l'interaction forte ?

Prenons l'exemple du processus d'annihilation $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ à l'ordre Next-to-Leading Order (NLO) et cherchons à définir une observable reliée à celui-ci [40]. Par exemple, on s'intéresse à la probabilité d'observer trois partons dans l'état final de l'interaction. Les diagrammes de Feynman qui contribuent à cette section efficace sont montrés sur la figure 5.1.

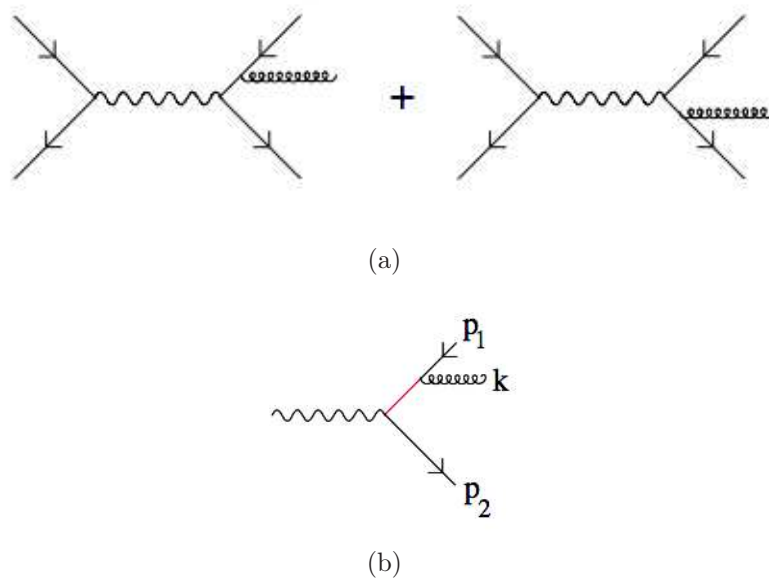


FIGURE 5.1: (a) Diagrammes de Feynman contribuant au calcul de la section efficace à trois partons dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. (b) Vertex d'émission du gluon.

Il est aisé de montrer que l'émission du gluon, dans l'état final, implique la divergence du calcul dans deux cas distincts :

- Si le gluon est émis de manière *colinéaire* au quark (ou anti-quark). On appelle cette divergence, *singularité colinéaire*.
- Si le gluon est *mou*, c'est à dire émis avec une très faible énergie. Cette singularité est dite *infrarouge*.

En effet, si l'on se concentre sur l'émission du gluon, on voit qu'intervient un nouveau propagateur, pour le quark émettant le gluon (en rouge sur la figure 5.1). Dans l'approximation où sa masse est négligeable, le propagateur associé s'écrit :

$$\frac{i}{\not{p}_1 + \not{k}} = \frac{i(\not{p}_1 + \not{k})}{(p_1 + k)^2}, \quad (5.1)$$

et on a

$$(p_1 + k)^2 = 2E_{p_1}E_k(1 - \cos\theta_{1k}). \quad (5.2)$$

On a bien divergence du propagateur pour $\theta_{1k} \rightarrow 0$ et $E_k \rightarrow 0$! En ce plaçant d'un point de vue expérimental, on pourrait argumenter qu'à cause de la résolution finie des détecteur en angles et énergies, la mesure est tout de même possible et donne un résultat fini. C'est certes le cas mais elle ne pourrait être comparée à la théorie.

La leçon que nous en tirons est que les comportements infrarouges et colinéaires de l'évènement nous interdisent de considérer la section efficace à trois partons comme une observable convenable, du moins si l'on tient à pouvoir relier nos mesures aux calculs théoriques...

Le type de difficulté rencontré dans cet exemple peut être généralisé à l'ensemble des processus impliquant des partons dans l'état final. Il s'agit du cadre défini par le théorème de Kinoshita-Lee-Nauenberg [41],[42], stipulant que les seules observables menant à des calculs finis sont des observables *inclusives* respectant la notion de « sûreté colinéaire et infrarouge » : *Soit \vec{p}_i une impulsion rentrant dans le calcul d'une observable de QCD. Pour que cette observable ne conduise pas à une divergence des calculs perturbatifs, il faut qu'elle soit invariante sous le branchement $\vec{p}_i \rightarrow \vec{p}_j + \vec{p}_k$, spécialement dans les cas où \vec{p}_j et \vec{p}_k sont parallèles ou quand l'un des deux est très petit.*

Avec cette définition, nous en venons à ne plus considérer le parton comme état final, observable, d'une interaction (on vient de voir que la mesure d'un parton dans l'état final mène à une divergence des calculs théoriques). Il faut définir une quantité invariante selon la radiation de gluons mous ou colinéaires, ce qui nous mène au concept de jet.

5.1.2 Première approche des jets

Nous avons vu dans l'exemple précédent que la probabilité d'observer trois partons n'est pas une quantité observable, cela à cause des instabilités infrarouges et colinéaires qu'entraîne la notion même de parton. À la fin des années 70, Serman et Weinberg [43] réussirent néanmoins à associer une observable reliée à cette probabilité. Au lieu de considérer la section efficace à trois partons, ils calculèrent la première section efficace à trois jets.

Dans leur approche, un état final est considéré comme ayant trois jets si seulement une fraction ϵ de l'énergie totale n'est pas contenue dans trois cônes de

demi angles δ^1 . La section efficace à trois jets est dès lors une quantité stable car l'émission d'un gluon mou ou colinéaire ne change pas le nombre de jets, comme montré sur la figure 5.2.

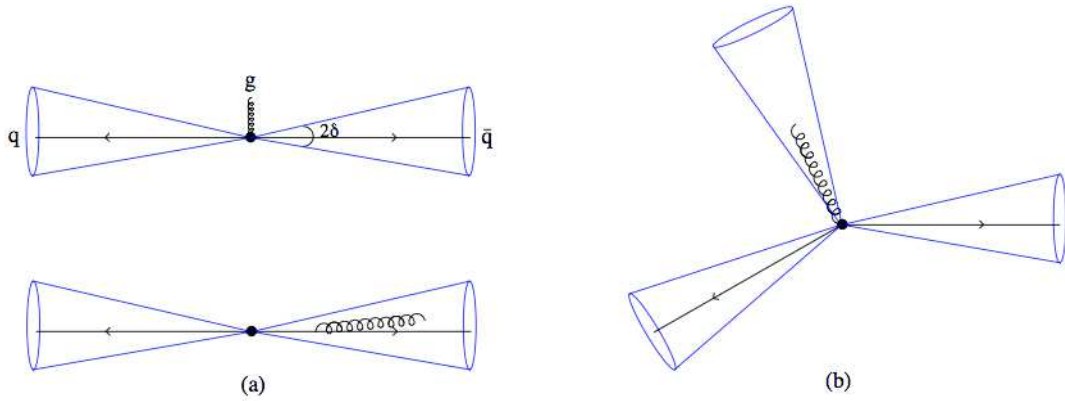


FIGURE 5.2: (a) un exemple d'évènement à deux jets dans l'approche de Sterman et Weinberg. La définition du jet adoptée est telle que l'émission d'un gluon mou ou colinéaire ne perturbe pas la reconstruction. (b) Exemple d'évènement à trois jets. Dans ce cas, le gluon émis est suffisamment énergétique et séparé en angle pour être compté comme un jet indépendant.

D'un point de vue théorique, l'introduction des paramètres ϵ et δ a un effet régulateur sur les divergences induites par les singularités infrarouges et colinéaires et rendent le calcul théorique fini². La réconciliation avec l'expérience est directe puisqu'il suffira d'appliquer aux données issues des détecteurs la même définition de l'objet jet que dans la théorie pour effectuer une mesure comparable aux données théoriques.

À la suite de ces premiers travaux, la thématique de la reconstruction des jets s'est rapidement développée. Il existe aujourd'hui différentes manières d'assembler des partons ou dépôts d'énergies en jets. L'ensemble de ces méthodes est regroupé sous l'appellation générique « d'algorithme de jet ».

1. Remarquons d'ores et déjà que cette définition n'est pas expérimentalement viable pour les collisionneurs hadroniques, car cette approche suppose que le seul processus détecté est le processus dur...

2. Il n'en reste pas moins une forte sensibilité aux paramètres ϵ et δ , pouvant entraîner un effondrement du calcul perturbatif. Ce genre de problème entre dans la thématique de la resommation.

5.2 Algorithmes de jet

La reconstruction d'un jet débute avec la donnée d'une liste de « particules », prises comme étant des dépôts d'énergie détectés au niveau expérimental, des hadrons dans les simulations et des partons dans les calculs théoriques. À partir de cette liste, il s'agit de définir un algorithme de reconstruction associant ces particules de manière à former un jet dont les propriétés cinématiques pourront être déduites de celles de ses constituants.

5.2.1 Principes généraux

Nous nous intéressons, pour commencer, à la manière dont sont associées les particules pour former un jet. La construction d'un algorithme de jet doit satisfaire un grand nombre de contraintes, aussi bien théoriques qu'expérimentales, parmi lesquelles :

- Être insensible aux singularités infrarouges et colinéaires, par définition.
- Être aussi bien applicable à des dépôts d'énergies mesurés dans le détecteur, qu'à des hadrons et à des partons. Ce point est d'une extrême importance puisqu'il garantit la possibilité de comparer les données issues des expériences aux simulations Monte Carlo et aux calculs théoriques.
- Être invariant sous transformation de Lorentz dans la direction des particules incidentes. L'algorithme utilisé doit être stable sous changement de référentiel dans la direction des faisceaux. Ce point revêt une importance particulière auprès d'un collisionneur hadronique comme le LHC, puisque le centre de masse de la collision proton-proton ne correspond pas à celui du processus dur.
- Être indépendant du détecteur. Les performances d'un algorithme doivent être aussi indépendantes que possible du détecteur. Dans l'idéal, un algorithme de reconstruction ne devrait pas dépendre de la segmentation, de la réponse en énergie ou de la résolution du calorimètre. On souhaite de plus qu'il n'amplifie pas les dégradations des mesures inévitables (étalement des distributions, biais dans la mesure des angles...) dans le processus de détection.
- Être indépendant de la luminosité et du bruit de fond hadronique. L'algorithme de reconstruction doit rester performant et extraire un signal qui soit indépendant des processus de diffusions multiples à haute luminosité.

De manière plus pragmatique, les algorithmes utilisés doivent être faciles à mettre en oeuvre, utiliser le minimum de ressources informatiques et posséder une grande efficacité de reconstruction. À partir de ces exigences, de nombreux

algorithmes ont vu le jour, ils se divisent principalement en deux catégories : les algorithmes de cône et de k_T .

Les algorithmes de cône [44] correspondent au premier type d'algorithmes déployés auprès de collisionneurs hadroniques. Ils consistent à associer l'ensemble de l'énergie correspondant à un jet dans un cône de taille R fixée dans l'espace³ (ϕ, η) , η représentant la pseudo-rapacité ($\eta = -\ln(\tan \theta/2)$).

Ce type d'algorithme présente l'avantage d'avoir une interprétation géométrique simple et d'être facile à mettre en oeuvre. Il a cependant l'inconvénient d'être lent et de consommer beaucoup de temps de calcul. Pour pallier cette difficulté, des méthodes de reconstruction avec « graine » ont été mises au point. Diminuant le temps de calcul, ces méthodes ont cependant l'inconvénient d'introduire une sensibilité aux singularités infrarouges et colinéaires.

La déclinaison de l'algorithme de cône la plus moderne est la méthode de SiSCone (Seedless Infrared Safe Cone jet algorithm) [45]. Tout en assurant une bonne stabilité aux singularités infrarouges et colinéaires, cet algorithme se révèle plus rapide que les algorithmes standard. Bien que prometteur, il reste néanmoins délaissé au profit des algorithmes de type k_T , généralement plus performants⁴.

La famille des algorithmes de k_T [46, 44, 47], correspond à une seconde classe d'algorithmes, dont le principe s'appuie directement sur les concepts de singularités. En effet, le but de ces algorithmes est de rassembler les particules ayant la plus grande probabilité d'appartenir à un embranchement colinéaire ou infrarouge. Ils opèrent en regroupant des paires de particules proches, ordonnées en impulsion transverse. Du fait même de leur construction, ils sont totalement immunisés face aux singularités infrarouges et colinéaires. Ils peuvent de plus s'appliquer de manière indifférente aux simulations Monte-Carlo, calculs théoriques et détecteurs.

5.3 Famille des algorithmes de k_T

Pour leurs performances, les algorithmes de type k_T sont employés de manière privilégiée dans les détecteurs modernes. Leur point de départ consiste en une liste d'objets auxquels on peut associer un quadri-vecteur énergie-impulsion. À partir de cette liste, l'algorithme essaye de remonter les embranchements de QCD entre chaque objets. Le fonctionnement de l'algorithme de k_T standard peut se résumer de la manière suivante :

3. La distance entre deux objets dans un tel espace est $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$.

4. Pour N particules en entrée de l'algorithme de SiSCone, il faut environ N^2 opérations pour converger vers une solution. Un algorithme de type anti- k_T en nécessite $N \ln N$.

1. Pour chaque objet i de la liste, on définit la quantité $d_i = p_{T,i}^2$.
Pour chaque paire i, j , on calcule

$$\begin{aligned} d_{ij} &= \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \\ &= \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{(\phi_i - \phi_j)^2 + (y_i - y_j)^2}{R^2} \end{aligned}$$

où R est un paramètre sans dimension choisi par l'utilisateur et ΔR_{ij} la distance, dans le plan (ϕ, y) , entre les deux objets.

2. On parcourt toutes les variables d_i et d_{ij} construites, à la recherche du minimum d_{min} :
 - Si d_{min} correspond à une valeur de type d_i (pas d'objet proche), l'objet i est considéré comme un jet isolé, son quadri-vecteur est enregistré et il est supprimé de la liste des objets.
 - Si d_{min} correspond à une valeur de type d_{ij} (deux objets proches), les objets correspondants sont fusionnés par l'ajout de leurs quadri-vecteurs respectifs.
3. L'opération est répétée tant qu'il subsiste des objets sur la liste.

L'algorithme produit en sortie une liste de jets, chacun séparé par une distance minimale égale au paramètre R de l'algorithme, choisi par l'utilisateur.

Finalement, la quadri-impulsion de chaque jet est reconstruite par l'addition des quadrivecteurs énergie-impulsion des objets. Les autres variables décrivant le jet peuvent ensuite se déduire des coordonnées de ce quadrivecteur.

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{\text{jet}} &= \sum_{\text{constituants } i} \mathbf{P}_i \\ \eta^{\text{jet}} &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}^{\text{jet}}| + p_z^{\text{jet}}}{|\vec{p}^{\text{jet}}| - p_z^{\text{jet}}} \right), \quad \phi^{\text{jet}} = \arctan \left(\frac{p_y^{\text{jet}}}{p_x^{\text{jet}}} \right) \end{aligned}$$

En faisant intervenir l'impulsion transverse de chaque objet, l'algorithme de k_T standard agrège en priorité les objets possédant une faible impulsion transverse. Cela implique une grande sensibilité aux fragments spectateurs et aux interactions multiples des collisions hadron-hadron. De plus, le fait que ce type d'algorithme n'impose pas de forme géométrique dans le plan (ϕ, y) , comme le fait par exemple un algorithme de cône, rend le problème de l'étalonnage sur ce type de bruit de fond très difficile à résoudre. Pour ces raisons, les algorithmes de cône restèrent longtemps dominant au sein des expériences installées auprès de collisionneurs, jusqu'à l'apparition de nouvelles déclinaisons de l'algorithme de k_T , basées sur des puissances différentes de l'impulsion transverse :

- *L'algorithme d'anti- k_T* [48] : Il fonctionne sur le même principe que l'algorithme décrit précédemment. La seule différence est l'utilisation de l'inverse des impulsions transverses $p_{T,i}^{-2}$ dans le calcul des quantités d_i et d_{ij} . Ainsi, là où l'algorithme de k_T standard privilégiait les objets de plus faibles impulsions transverses, l'algorithme d'anti- k_T va privilégier les combinaisons d'objets de fortes impulsions transverses. Cela induit un comportement bien meilleur vis-à-vis du bruit d'empilement. Ce type d'algorithme est très adapté aux collisionneurs hadroniques et demeure le choix par défaut des systèmes de reconstruction de jet de tous les détecteurs installés au LHC.
- *L'algorithme de Cambridge-Aachen* [49] : Il s'agit d'une variante purement géométrique de l'algorithme de k_T , où l'impulsion transverse n'intervient pas. Il s'agit de regrouper dans le même jet, uniquement les contributions dont la distance relative dans le plan (ϕ, y) ne dépasse pas la distance R , donnée en paramètre. On obtient en général des jets plus fins, avec une grande robustesse vis-à-vis du bruit d'empilement. Cet algorithme peut s'avérer utile dans la recherche de sous-structures à l'intérieur d'un jet reconstruit.

La famille des algorithmes de k_T , dans sa version standard décrite ci-dessus, possède aussi le défaut de nécessiter un temps de calcul important. En effet, l'utilisation de ce type d'algorithme suppose un nombre important d'opérations pour chaque objet d'entrée, rendant son déploiement complexe. Pour pallier ce problème, deux mesures sont adoptées :

- La diminution du nombre d'objets en entrée. En pratique, une étape de regroupement de cellules proches est effectuée, avant l'entrée dans l'algorithme de jet (voir la section 5.4). Cette étape a pour principal but de réduire au maximum la contribution du bruit de fond dans la construction du jet mais, en réduisant le nombre d'objets en entrée, elle permet aussi de diminuer globalement⁵ le temps de calcul. Notons qu'il faut s'assurer que cette étape n'introduira pas de biais lors de la construction du jet.
- L'utilisation d'algorithmes de plus proches voisins. On peut montrer que l'algorithme de k_T standard, décrit ci-dessus, utilise de l'ordre de N^3 opérations pour reconstruire un jet à partir de N objets en entrée. L'utilisation d'algorithmes de triangulation dans l'espace métrique défini par la distance d_{ij} (triangulation de Voronoï [50]), permet de passer à un résultat bien meilleur, de l'ordre de $N \ln N$.

L'algorithme principal, retenu par la collaboration ATLAS, est un algorithme de type anti- k_T de paramètre $R = 0,4$ ou $0,6$ selon l'analyse. Il est basé sur

5. En comptant le temps de calcul nécessaire à la méthode de regroupement des cellules et l'algorithme de jet.

le logiciel dédié FastJet [51] et a pour objets d'entrée des amas de cellules des calorimètres électromagnétiques et hadroniques.

Notons tout de suite que dans la dernière partie de ce manuscrit, nous ferons usage de jets à larges paramètres $R \geq 1$. L'emploi de telles valeurs sera justifié au chapitre 9. Ces jets « de large R » ne sont pas standard et bénéficient d'un traitement tout à fait spécial.

5.4 Méthodes de pré-regroupement

Nous venons de voir qu'il existe, pour la reconstruction des jets dans le détecteur ATLAS, une étape de regroupement de cellules, entre la mesure des dépôts d'énergies dans les cellules des calorimètres et l'algorithme de jet. Cette étape vise à : supprimer au maximum les cellules dont le dépôt d'énergie mesuré s'avère être du bruit ; former des objets ayant un sens physique et diminuer le nombre d'objets en entrée des algorithmes de jet.

Pour le détecteur ATLAS, en tirant partie de la haute granularité qu'offrent ses calorimètres, deux méthodes sont utilisées : la construction de tours calorimétriques ou le regroupement « topologique » de cellules en amas.

Dans la suite, on considère chaque cellule des calorimètres comme un objet sans masse, de quadrivecteur énergie-impulsion $P_{\text{cell}} = (E_{\text{cell}}, \vec{p}_{\text{cell}})$, où E_{cell} est l'énergie mesurée dans la cellule et \vec{p}_{cell} , le vecteur de norme E_{cell} ayant pour direction celle reliant le vertex d'interaction et le centre de la cellule.

La méthode la plus classique est la construction de tours calorimétriques. Elle consiste en un regroupement de cellules selon des zones projectives, en suivant la segmentation du calorimètre. Les tours sont donc bâties géométriquement, en compilant les mesures des cellules touchées ayant une impulsion de même direction à partir du centre du détecteur.

C'est à la seconde méthode que je me suis particulièrement intéressé. Contrairement à la méthode de création de tours, dont le fonctionnement s'appuie directement sur les propriétés géométriques des calorimètres, la méthode de regroupement topologique est conçue pour suivre le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques dans les calorimètres. Le principe de la méthode consiste à regrouper en amas les cellules voisines possédant une énergie supérieure au bruit attendu des détecteurs⁶. L'algorithme de regroupement actuellement utilisé par la collaboration peut se résumer comme suit :

1. L'identification de toutes les cellules dont le niveau d'énergie E_{signal} (pris comme étant E_{cell} ou sa valeur absolue) est supérieur au bruit. Il s'agit de

6. Ce bruit est généralement vu comme la contribution de deux composantes : le bruit électronique et le bruit d'empilement (en temps et hors temps), dû aux interactions multiples.

calculer, pour chaque cellule, le rapport $E_{\text{signal}}/\sigma_{\text{bruit}}$, où σ_{bruit} s'écrit comme la somme quadratique du bruit électronique et d'empilement. On garde, sur une liste, toutes les cellules dont le rapport dépasse une valeur seuil t_{seuil} .

2. Pour chaque cellule de cette liste principale, on considère les cellules voisines. On calcule ensuite le même rapport pour ces dernières : s'il dépasse une valeur t_{voisine} , la voisine est ajoutée sur une liste complémentaire. Si une voisine est adjacente à deux des proto-amas définis précédemment, ces derniers sont ajoutés pour n'en former qu'un seul.
3. Les listes complémentaires sont parcourues de la même façon jusqu'à ce qu'il ne reste plus que des voisines ayant un rapport inférieur à une valeur t_{cell} .

Notons que cette association est réalisée en trois dimensions et peut inclure des cellules provenant de couches et de zones adjacentes, parfois même des deux calorimètres.

En sortie de cette étape de regroupement, on obtient un ensemble de proto-amas. L'étape suivante consiste à calculer leur énergie en sommant l'énergie des cellules qu'ils contiennent. Si cette énergie dépasse un seuil en énergie transverse (E_T), les proto-amas passent à l'étape finale, sinon ils sont supprimés de la liste. Finalement, on s'assure de n'avoir pas fusionné deux proto-amas ensemble en recherchant les minima et maxima locaux d'énergies dans chaque proto-amas. Si une structure interne est découverte, les deux amas présumés sont séparés sur la base des extrema trouvés [52].

Dans le programme de reconstruction standard du détecteur ATLAS, deux types d'amas topologiques sont construits : les amas électromagnétiques « EM633 » et les amas combinés électromagnétiques et hadroniques « HAD420 ». Les jeux de paramètres employés pour la construction de ces deux familles sont donnés en table 5.1.

TABLE 5.1: Les deux principaux jeux de paramètres utilisés pour le regroupement.

Nom de l'algorithme	EM633	HAD420
Calorimètre	EM	EM+HAD
E_{signal}	E_{cell}	$ E_{\text{cell}} $
Seuil E_T	$E_T > 5 \text{ GeV}$	$E_T > 0 \text{ GeV}$
t_{graine}	6	4
t_{voisine}	3	2
t_{cell}	3	0

Les amas de type « EM633 » sont généralement utilisés pour reconstruire les dépôts d'énergies purement électromagnétiques (électrons et photons) de faible énergie. Les seuils très élevés, utilisés pour ce type d'amas, permettent d'obtenir un très faible taux de fausses reconstructions. Cette méthode est utilisée en support de l'algorithme standard de fenêtre glissante usuellement employée [52], dont l'efficacité décroît à faible énergie.

Le jeu de paramètres « HAD420 » est quant à lui utilisé pour la reconstruction des jets. Les seuils permettent d'obtenir de bonnes performances avec les amas de faible énergie, en gardant un rapport signal sur bruit suffisamment grand. Dans la suite, notre étude portant uniquement sur les jets, seuls les amas construits sur la base de ce jeu de paramètres seront considérés.

Pour terminer, notons que, puisque toute la méthode exposée ici repose sur l'établissement de seuils comparatifs au bruit de fond attendu du détecteur, l'incertitude sur ce bruit joue un grand rôle sur l'efficacité de reconstruction de l'algorithme. Cette incertitude va principalement entraîner une baisse des performances à basse énergie, quand l'énergie de la particule incidente devient comparable au bruit.

« - Comme dirait quelqu'un de beaucoup plus avisé que moi, quelque fois c'est toi qui frappes le bar... Mais d'autres fois... c'est le bar qui te frappe
 - C'est un proverbe de la côte Est ?
 - Ça m'ferait mal. »

Ethan & Joel Cohen – *The Big Lebowski*

6

Étalonnage en énergie des jets

Sommaire

6.1	Principes et méthodes	80
6.2	Étalonnage par facteur d'échelle global	82
6.2.1	Correction du bruit d'empilement	82
6.2.2	Correction de l'origine du jet	84
6.2.3	Correction de l'énergie	84
	<i>6.2.3.1 Correction de la position</i>	85
6.2.4	Erreurs sur l'échelle d'énergie	86
6.3	Étalonnage Hadronique Local	90
6.3.1	Classification des amas	91
	<i>6.3.1.1 Moments d'un amas</i>	91
	<i>6.3.1.2 Classification des amas</i>	92
	<i>6.3.1.3 Performances de la méthode de classification pour des pions isolés</i>	94
6.3.2	Poids hadroniques	95
6.3.3	Poids hors-amas	96
6.3.4	Poids zones mortes	96

Comme toute grandeur mesurée, l'énergie brute, reconstruite en sortie d'algorithme de jet, est biaisée par les imperfections de l'appareil de mesure. Les procédures d'étalonnage décrites dans ce chapitre visent à corriger les défauts du détecteur et des algorithmes de reconstruction, de manière à restaurer *l'échelle d'énergie des jets*.

6.1 Principes et méthodes

Les jets consistent en l'association d'un ensemble de dépôts d'énergies mesurés dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques du détecteur. Leur reconstruction est ainsi soumise à plusieurs sources d'erreur :

1. La réponse partielle des calorimètres aux hadrons. Comme abordés au chapitre 4, les calorimètres d'ATLAS sont non-compensés, c'est-à-dire qu'une partie de l'énergie que déposent les hadrons se présente sous forme d'interactions ne pouvant être détectées (processus non-ionisants). Il s'agit principalement de phénomènes de spallation, pouvant représenter une part non négligeable de l'énergie totale (représentant un montant d'énergie de l'ordre de 10 à 20 % généralement).
2. L'énergie perdue dans les zones inactives du détecteur. Bien que les détecteurs aient été conçus pour minimiser les zones non-instrumentées, on ne peut éviter la présence de régions inactives qui entraînent une dégradation de la mesure : canaux de lecture, alimentations, etc...
3. L'énergie perdue en amont et en aval des calorimètres : il faut prendre en compte l'énergie perdue en amont, due à l'interaction des particules avec le trajectographe, le système de refroidissement et tout autre matériel se situant en avant des calorimètres. Pour certaines gerbes (généralement les gerbes les plus énergétiques), il faut aussi prendre en compte la possibilité qu'une partie de l'énergie sorte du volume de détection. Cette contribution inclut les pertes d'énergies introduites par les processus d'hadronisation créant des neutrinos ou des muons dans l'état final. Ces deux types de particules quittent en effet le volume des calorimètres sans interagir ou très peu, en emportant avec eux une partie de l'énergie.
4. Les particules hors des jets reconstruits. Une partie des particules de la gerbe initiale peut ne pas se retrouver, au final, contenue dans le jet reconstruit. C'est typiquement le cas pour les particules chargées de faible énergie, produites tôt dans le développement de la gerbe. Ces particules peuvent être défléchies par le champ magnétique du détecteur et interagir dans une autre région des calorimètres très éloignée de la région où le jet a été reconstruit.
5. Enfin, viennent les effets de seuil et les efficacités de reconstruction des amas ou des jets. Il faut prendre en compte les pertes éventuelles introduites dans les méthodes de reconstruction des jets et de leurs constituants.

Chacune de ces contributions est une source d'incertitude dans la mesure des quantités liées aux jets et une méthode d'étalonnage doit être appliquée de mani-

re à compenser ces phénomènes. Cet étalonnage doit pouvoir s'accommoder des contraintes des détecteurs, des conditions de prise de données (empilement...) et doit pouvoir s'appliquer sur tous les objets sur lesquels il porte, quelles que soient leur énergie et position, avec un maximum d'efficacité.

De manière à corriger au mieux les effets décrits ci-dessus, l'étalonnage des jets dans ATLAS s'articule autour de quatre méthodes complémentaires, permettant d'atteindre une compréhension maximale des effets mis en jeu. Ces méthodes sont :

L'étalonnage par facteur d'échelle global (JES) (*Jet Energy Scale*) [53] est la méthode principale utilisée systématiquement pour l'étalonnage. Cette dernière applique un facteur correctif à chaque jet en fonction de son énergie et de sa position en pseudo-rapacité dans le détecteur. Les facteurs correctifs sont déterminés par comparaison des données à une simulation Monte Carlo. Une correction d'empilement et un ajustement de la position du jet sont aussi appliqués.

L'étalonnage séquentiel global (GS) (*Global Sequential calibration*) [54] vise à améliorer la résolution en énergie des jets en s'appuyant sur leur structure transverse et longitudinale. Elle s'appuie, elle aussi sur une comparaison des données avec une simulation Monte Carlo. Cette méthode s'applique en complément de l'étalonnage par facteur d'échelle.

L'étalonnage hadronique global (GCW) (*Global Calibration Weighting*) [53] cherche à compenser l'asymétrie dans la réponse du système de calorimétrie entre les particules électromagnétiques et les hadrons. Un poids est ainsi calculé pour chaque jet en fonction de la contribution de chaque cellule le constituant, sur la base de la densité d'énergie reçue et de la position en profondeur des cellules. Les poids sont déterminés de manière à minimiser les fluctuations d'énergies entre les données et une simulation Monte Carlo.

L'étalonnage hadronique local (LCW) (*Local Calibration Weighting*) [55] s'applique sur les jets bâtis par association d'amas topologiques, comme abordés au chapitre 5. En se basant sur les propriétés des amas, la méthode consiste à extraire puis appliquer des facteurs correctifs, déterminés par simulation Monte Carlo, sur ces derniers.

Les deux dernières méthodes présentées sont qualifiées de méthodes *locales*. Dérivées de corrections sur les constituants des jets, elles s'insèrent comme étape de pré-étalonnage et doivent être complétées par une correction de type JES dédiée, prenant en compte les effets liés aux imperfections de reconstruction des jets. Cette dernière correction sera néanmoins moindre, et nous pouvons espérer avec ces procédures locales, une meilleure résolution en énergie des jets étalonnés, avec

des résultats sur l'énergie en elle-même comparables à l'étalonnage par facteur d'échelle global.

Dans la suite de ce document, nous insisterons sur deux méthodes. Dans un premier temps, nous décrirons la procédure d'étalonnage par facteur d'échelle global puisqu'elle constitue le coeur de la procédure d'étalonnage en énergie des jets. Dans un second temps, nous donnerons une description complète de la méthode d'étalonnage hadronique local, dont la validation fait l'objet du dernier chapitre de cette seconde partie.

6.2 Étalonnage par facteur d'échelle global

L'étalonnage par facteur d'échelle global est le schéma d'étalonnage le plus direct et le plus simple. Il consiste à appliquer, pour chaque jet reconstruit, un facteur correctif dont la valeur est fonction de l'énergie et de la position du jet.

Cet étalonnage permet une évaluation directe des erreurs systématiques, le rendant très adapté aux analyses de physique durant les premières années de fonctionnement du détecteur.

Concrètement, cette méthode consiste en trois étapes successives, en partant du jet brut reconstruit :

1. La correction du bruit d'empilement, dont le but est de soustraire l'énergie additionnelle que contient en moyenne un jet, à cause des interactions multiples. Un premier facteur correctif est dérivé, fonction des conditions d'empilement et de la position du jet.
2. Correction de l'origine du jet. La position des jets reconstruits est corrigée de manière à ce que chaque jet pointe dans la direction du vertex primaire de l'interaction et non vers le centre géométrique du détecteur.
3. Correction de l'énergie et de la position. L'énergie et la position des jets sont finalement corrigées, en comparant les distributions cinématiques des jets reconstruits à des simulations Monte Carlo.

6.2.1 Correction du bruit d'empilement

La correction du bruit d'empilement entend corriger l'énergie d'un jet du bruit de fond issu de l'activité hadronique ambiante. Il s'agit de soustraire la contribution à l'énergie d'un jet provenant des interactions entre les restes des protons et des processus d'interactions multiples. Ces processus d'empilement entraînent la détection de dépôts d'énergie dans les cellules des calorimètres. Si ces cellules sont comprises dans un jet, son énergie s'en verra artificiellement augmentée. Notons

ici que ce constat nous permet de déduire que la correction du bruit d'empilement est proportionnelle à l'aire, dans le plan (η, ϕ) , du jet à corriger¹.

Comme abordés à la section 3.1.2, l'empilement au LHC consiste en la contribution de deux phénomènes : les empilements en temps et hors temps. La contribution de l'empilement en temps peut être estimée par la connaissance du nombre de vertex primaires reconstruits N_{PV} . Pour l'empilement hors temps, ce dernier dépend directement de l'espacement $\tau_{paquets}$ entre les paquets. Cet espacement est généralement fixé pour toute une période de prises de données. Il n'apparaîtra pas directement dans le calcul ici mais oblige la ré-estimation de la correction pour chaque période. Le dernier ingrédient est la pseudo-rapacité η , puisque ce bruit n'est pas uniforme selon cette variable.

Avec ceci, nous écrivons la correction de l'énergie d'un jet comme² :

$$E_{\text{jet}}^{\text{corrigée}} = E_{\text{jet}}^{\text{brut}} - \mathcal{O}_{\text{const.}}(\eta, N_{PV}) \times \mathcal{A}_{\text{jet}}, \quad (6.1)$$

où le terme \mathcal{A}_{jet} est l'aire du jet et $\mathcal{O}_{\text{const.}}(\eta, N_{PV})$ est la correction moyenne à appliquer sur un constituant du jet³. Elle est déterminée sur les données, en fonction de N_{PV} et de la région en η du jet par comparaison à des événements ne contenant qu'un vertex primaire :

$$\mathcal{O}_{\text{const.}}(\eta, N_{PV}) = \langle E_{\text{const.}}(\eta, N_{PV}) \rangle - \langle E_{\text{const.}}(\eta, N_{PV} = 1) \rangle, \quad (6.2)$$

où l'on a pris la moyenne statistique sur tous les événements d'une même gamme en η et N_{PV} . Notons finalement que depuis le début de l'année 2012, une correction supplémentaire, visant à améliorer l'uniformité de la réponse des calorimètres en fonction de η , est ajoutée. Cette correction consiste en un poids résiduel, appliqué après la méthode décrite ci-dessus et qui en améliore la sensibilité [57].

La figure 6.1 montre la correction soustraite en GeV en fonction de la position en pseudo-rapacité des jets et du nombre de vertex primaires dans l'évènement. La correction est faible (de l'ordre du GeV) dans la partie centrale du détecteur car le bruit d'empilement est principalement détecté dans les zones avant, où les corrections dépendent fortement du nombre de vertex primaires et peuvent atteindre jusqu'à 5 GeV.

1. Ce qui est équivalent à dire que le bruit d'empilement est proportionnel à l'aire des jets. Il s'agit d'une sérieuse contrainte pour les jets de larges paramètres R , voir le chapitre 9.

2. Notons qu'une version plus moderne est employée sur les données 2012 [56]. Cette partie se concentrant sur les données prises en 2010 et 2011, nous laissons la description de cette nouvelle méthode au soin du lecteur.

3. Ceci n'est pas tout à fait exact puisque cette méthode n'est en réalité applicable qu'aux jets bâtis à partir de tours calorimétriques. La correction est donc déterminée par tour. Pour les jets d'amas topologiques, un modèle paramétré sur les données doit être employé, pour ré-exprimer la surface moyenne interceptée dans le plan (η, ϕ) par le jet en terme de tours calorimétriques. [53]

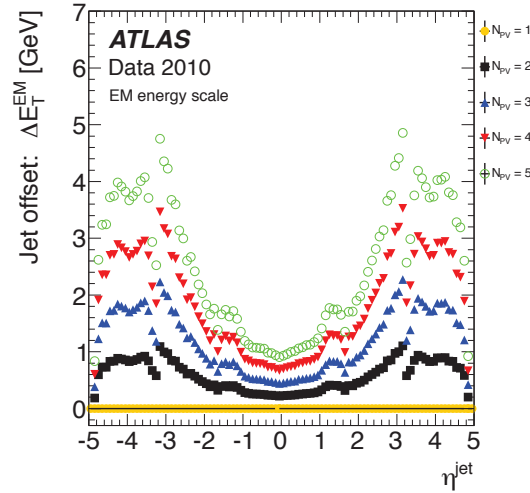


FIGURE 6.1: Correction d'empilement pour la méthode d'étalonnage par facteur d'échelle. Il s'agit des corrections appliquées aux jets reconstruits par un algorithme d'anti- k_T de paramètre $R = 0,6$ en fonction de leur pseudo-rapidité et du nombre de vertex primaires dans l'évènement.

6.2.2 Correction de l'origine du jet

Les quadrivecteurs bruts reconstruits par l'algorithme de reconstruction des jets ont systématiquement pour origine le centre géométrique du détecteur ATLAS. Cette seconde correction a ainsi pour but de modifier la direction du quadrivecteur de chaque jet, de manière à ce que son origine coïncide avec le vertex primaire reconstruit⁴.

En pratique, pour un jet donné, ce sont les quadrivecteurs des amas le constituant qui sont corrigés. Le quadrivecteur du jet est recalculé comme la somme vectorielle des quadrivecteurs des amas.

Cette correction laisse l'énergie d'un jet inchangée mais permet une amélioration de sa résolution angulaire, ainsi que de manière très marginale (moins d'un pour cent environ) de son impulsion transverse.

6.2.3 Correction de l'énergie

Finalement, la dernière étape vise à la restauration de l'échelle d'énergie des jets, c'est à dire la compensation de tous les autres effets indésirables pouvant survenir lors du processus de mesure. Pour faire cela, nous utilisons une simulation Monte Carlo détaillée du détecteur ATLAS. La comparaison des énergies des

4. Notons que cela est une bonne approximation mais que cet effet dégrade les jets provenant directement du bruit d'empilement.

jets reconstruits après la simulation du détecteur aux jets dits « vrais », avant détecteur, permet l'établissement d'un facteur correctif.

Dans un premier temps, un lot de jets isolés est constitué, sélectionnés comme n'ayant aucun autre jet reconstruit de p_T supérieur à 7 GeV dans un rayon de $2,5R$ (où R est le paramètre des jets reconstruits) autour d'eux. Chaque jet de ce lot est alors identifié à son jet vrai (en considérant une distance $\Delta R(\text{jet}, \text{jet vrai}) < 0.3$).

Sous l'hypothèse que la simulation Monte Carlo reproduit fidèlement le processus de mesure⁵, nous estimons la matrice de réponse du système de calorimétrie aux jets comme

$$\mathcal{R}_{ij} = \left\langle \frac{E_{\text{jet}}}{E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}} \right\rangle_{ij}, \quad (6.3)$$

où chaque élément correspond à la valeur moyenne d'un ajustement gaussien de la distribution de $E_{\text{jet}}/E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}$ en intervalles i, j de $E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}$ et η . Cette réponse moyenne est montrée à titre illustratif sur la figure 6.2(a).

Au final, les facteurs correctifs sont dérivés comme des fonctions $\mathcal{F}_k(E_{\text{jet}})$ pour des intervalles k de largeur 0,1 en η . Ces fonctions sont ajustées sur les réponses obtenues dans chaque classe i de $E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}$ [53].

Une fois les fonctions déterminées, l'énergie étalonnée d'un jet appartenant à la classe k en η est obtenue par le rapport

$$E_{\text{corrigée}} = \frac{E_{\text{brute}}}{\mathcal{F}_k(E_{\text{brute}})}. \quad (6.4)$$

Le rapport de correction moyen $\langle 1/\mathcal{F}_k(E) \rangle$ est montré pour différentes régions en pseudo-rapacité sur la figure 6.2(b), comme fonction de l'impulsion transverse du jet étalonné.

6.2.3.1 Correction de la position

Après correction de l'énergie, une nouvelle correction en pseudo-rapacité du jet reste à appliquer. Cette correction vise à corriger le biais introduit lors de la reconstruction d'un jet au sein d'une zone peu instrumentée. En effet, si l'un des constituants d'un jet est reconstruit dans une région faiblement instrumentée, son énergie sera automatiquement moindre et comme l'énergie des constituants est utilisée comme poids dans la reconstruction de la direction du jet, il s'ensuit un biais de reconstruction. De manière générale, ce biais fait que la pseudo-rapacité d'un jet est « tirée » vers les régions les mieux instrumentées contenant le jet.

La correction appliquée est assez similaire à la correction de l'énergie. Elle est dérivée comme la moyenne de $\Delta\eta = \eta_{\text{vrai}} - \eta$, donnée en classes $(E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}, \eta)$.

5. Ce n'est bien entendu pas le cas. Il s'agit d'une source d'erreur systématique de la méthode qui doit être prise en compte.

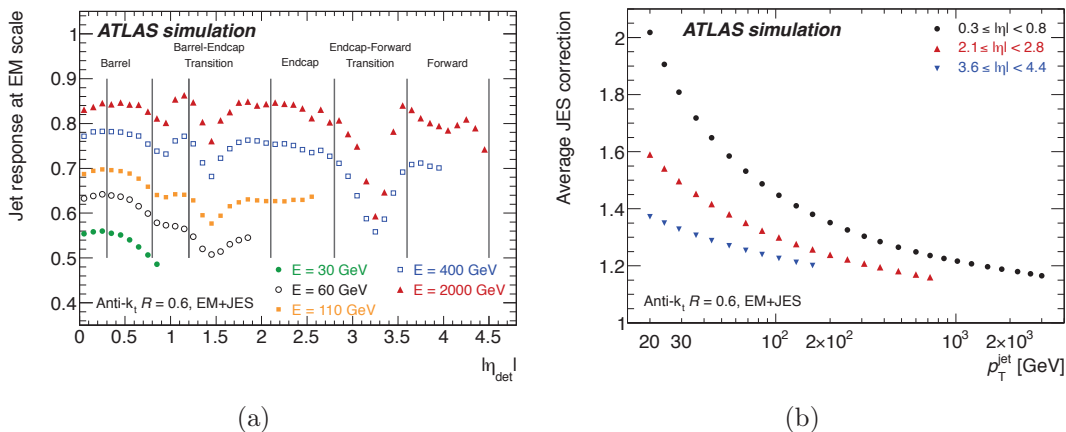


FIGURE 6.2: (a) Correction moyenne en fonction du p_T étalonné des jets. Les trois courbes montrent trois classes représentatives selon la position dans le détecteur η_{det} . (b) Réponse moyenne \mathcal{R} du calorimètre en fonction de la pseudo-rapidité et pour différentes énergies étalonnées.

Comme pour l'énergie, une fonction est obtenue par ajustement des valeurs dans chaque classe en $E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}$. La correction ainsi appliquée est très faible ($\Delta\eta < 0,01$) pour la plupart des régions des calorimètres, mais sont importantes pour les jets dans les régions de transition.

6.2.4 Erreurs sur l'échelle d'énergie

La méthode d'étalonnage par facteur global est employée par défaut à l'heure actuelle et entre donc comme ingrédient de toutes les analyses impliquant des jets dans l'état final. L'estimation de l'erreur faite sur la reconstruction de l'énergie des jets par cette méthode est donc un enjeu important et doit être déterminée le plus précisément possible.

En pratique, l'estimation de l'erreur systématique faite sur l'échelle d'énergie des jets est obtenue en combinant les informations venant d'études en faisceaux tests et de mesures in situ, ainsi qu'en utilisant différentes modélisations Monte Carlo du détecteur et des jets. L'erreur est estimée pour tous les jets dans la région centrale ($0,3 < |\eta| < 0,8$), puisque cette région est la mieux connue. Un facteur relatif est appliqué aux jets ayant une pseudo-rapidité supérieure à 0,8.

Les principales contributions à l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets sont :

1. Les erreurs liées à la méthode d'étalonnage. Cette erreur est liée au fait que la méthode employée pour la correction de l'énergie se base sur l'établissement d'un facteur correctif *moyenné*. Elle est estimée par un test de fermeture (« JES calibration non-closure » sur la figure 6.3) sur les échan-

tillons de Monte Carlo, employé pour calculer les facteurs correctifs. Après étalonnage des jets, le rapport $E_{\text{jet}}/E_{\text{jet}}^{\text{vrai}}$ devrait être égal à un, quel que soit le jet en entrée. Ce n'est de manière générale pas le cas pour les jets de faible énergie [53]. La différence à l'unité est alors propagée dans le calcul de l'erreur finale.

2. La réponse des calorimètres. La réponse des calorimètres dans la partie centrale du détecteur a pu être mesurée au cours d'essais en faisceaux tests (« Single particle » sur la figure 6.3). Elle peut être estimée aussi par comparaison à la mesure d'impulsion fournie par le trajectographe pour les hadrons (pions) chargés. La matrice de réponse construite par simulation Monte Carlo est ainsi contrainte, au moins en partie par la réponse reconstruite sur les données. Les différences sont elles aussi propagées et intégrées sous forme d'erreur systématique.
3. La simulation du détecteur et des processus physiques. Il s'agit de l'erreur liée à l'emploi d'une simulation Monte Carlo pour la modélisation du détecteur et des jets. Pour le détecteur, l'erreur est estimée en utilisant une simulation autorisant des légères variations dans la description du détecteur (« PYTHIA PERUGIA » sur la figure 6.3), ainsi qu'en faisant varier le montant de matière en amont des calorimètres (« Additional dead material » sur la figure 6.3) et les seuils de bruit électroniques⁶ (« Noise Thresholds » sur la figure 6.3). Les erreurs de modélisation des processus physiques sont quant à elles estimées par l'emploi de simulations basées sur des modèles d'hadronisation différents (« ALPGEN+HERWIG+JIMMY » sur la figure 6.3).
4. Les erreurs liées à l'estimation relative de la correction pour les jets non centraux (« intercalibration » sur la figure 6.3). Elles sont principalement estimées au moyen d'évènements dijets où un jet est reconstruit dans le tonneau et l'autre dans les parties avant des calorimètres.

La figure 6.3 montre l'erreur systématique totale sur l'échelle d'énergie des jets étalonnés par la méthode de facteur d'échelle, ainsi que les contributions individuelles citées ci-dessus. L'erreur est donnée en fonction de l'impulsion transverse pour différentes régions en pseudo-rapidités.

Comme attendue, c'est dans la partie centrale du détecteur que l'erreur totale est la plus faible, où elle varie entre 2 et 4 %. Dans les régions plus avant, l'erreur est dominée par le terme d'estimation relative (*intercalibration*) et peut atteindre 10 %.

Pour finir, nous donnons, sur le tableau 6.1, les erreurs maximales pour des jets de $p_T = 20, 200 \text{ GeV}$ ou $1,5 \text{ TeV}$ pour les différentes régions du détecteur.

⁶ Le bruit électronique du calorimètre est déterminant pour la reconstruction des amas topologiques, voir la section 5.4

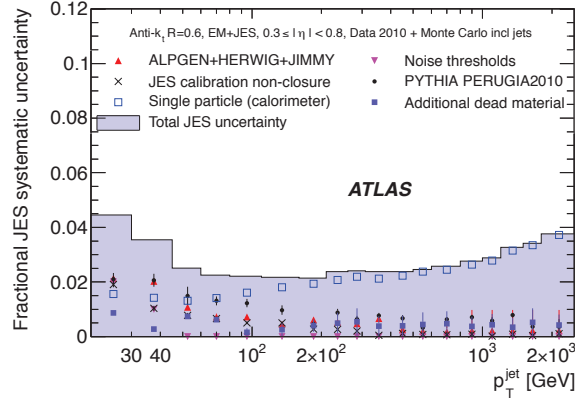
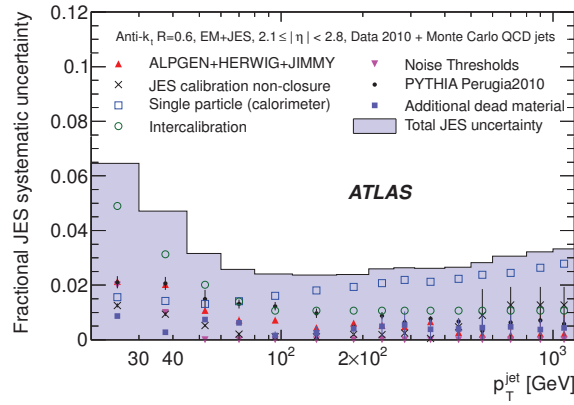
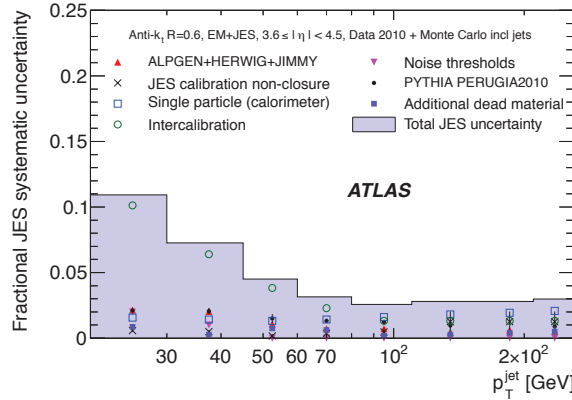
(a) $0,3 < |\eta| < 0,8$ (b) $2,1 < |\eta| < 2,8$ (c) $3,6 < |\eta| < 4,5$

FIGURE 6.3: Erreur systématique sur l'échelle d'énergie des jets, reconstruits avec un algorithme d'anti- k_T de paramètre $R = 0,6$, après étalonnage par facteur d'échelle, en fonction de l'impulsion du jet p_T^{jet} , pour : la région centrale du détecteur ($0.3 < |\eta| < 0.8$) en (a) ; les bouchons du calorimètre hadronique ($2,1 < |\eta| < 2,8$) en (b) et le détecteur avant en (c) ($3,6 < |\eta| < 4,5$). L'incertitude totale est donnée par la distribution solide. Les contributions individuelles sont montrées via les distributions sous forme de points.

TABLE 6.1: Erreurs maximales sur l'échelle d'énergie des jets, reconstruits avec un algorithme d'anti- k_T de paramètre $R = 0,6$, pour différentes valeurs de p_T et η .

η	Erreur maximale		
	$p_T = 20 \text{ GeV}$	$p_T = 200 \text{ GeV}$	$p_T = 1,5 \text{ TeV}$
$0 < \eta < 0,3$	4,6%	2,3%	3,1%
$0,3 < \eta < 0,8$	4,5%	2,2%	3,3%
$0,8 < \eta < 1,2$	4,4%	2,3%	3,3%
$1,2 < \eta < 2,1$	5,4%	2,3%	3,4%
$2,1 < \eta < 2,8$	6,5%	2,4%	
$2,8 < \eta < 3,2$	7,9%	2,5%	
$3,2 < \eta < 3,6$	8,1%	3,0%	
$3,6 < \eta < 4,5$	10,9%	2,9%	

6.3 Étalonnage Hadronique Local

La procédure d'étalonnage hadronique local se base sur la correction de l'échelle d'énergie des amas topologiques. En effet, puisque le quadrivecteur énergie-impulsion d'un jet est construit comme la somme des quadrivecteurs des amas, l'application d'une correction sur les amas entraîne mécaniquement une amélioration de l'échelle d'énergie des jets.

La correction ne suffira pas toutefois, car certains effets ne peuvent être pris en compte qu'au niveau du jet lui-même. Doit donc suivre un étalonnage dédié, dont le principe se base sur une correction de type facteur d'échelle global.

Au niveau d'un amas, les sources de mauvaise reconstruction de l'énergie peuvent être classées en trois catégories :

- la réponse plus faible du système de calorimétrie aux hadrons,
- les inefficacités de l'algorithme de regroupement topologique,
- l'énergie perdue dans les zones inactives des calorimètres.

Le point fort des méthodes locales réside en ce qu'elles présentent l'avantage de pouvoir classifier puis appliquer des corrections différentes sur les dépôts d'énergie de type électromagnétiques et hadroniques. Par exemple, le point de départ de la méthode d'étalonnage hadronique local consiste en la classification des amas en fonction du type de dépôt, électromagnétique ou hadronique, qui les composent majoritairement. Bien que le rapprochement entre les concepts de particule incidente et amas reconstruit soit pour le moins grossier⁷, la classification effectuée peut être vue comme un tri entre les électrons, photons et pions neutres d'un côté et les hadrons chargés et neutrons de l'autre. Cette séparation permet ainsi un étalonnage optimal de chaque catégorie.

Une telle correction de l'énergie des amas se présente sous la forme de tables de poids, déterminées par simulation Monte Carlo. L'utilisation d'une simulation réaliste du détecteur nous permet de décrire, contrôler et classer, pour chaque gerbe traversant le volume du détecteur, la trace énergétique qu'elle laisse sur son passage. Les catégories suivantes sont ainsi établies :

1. énergie de type électromagnétique visible, correspondant aux dépôts d'énergie ionisants des électrons et des photons. Il s'agit principalement de bremsstrahlung et de création de paires. Ce type de dépôt représente en moyenne entre 40 et 60 % de l'énergie totale d'une gerbe.

⁷. On considère généralement qu'à un amas reconstruit correspond en moyenne 1.6 particules incidentes.

2. énergie de type non-électromagnétique visible, déposée par toute particule chargée (sauf les électrons). Environ un quart à un tiers de l'énergie d'une gerbe est de ce type.
3. énergie de type invisible. Il s'agit de dépôts non-ionisants, principalement des processus de spallation, invisibles aux calorimètres. Cela représente en moyenne 20 à 30 % de l'énergie totale des gerbes.
4. énergie échappée : l'énergie quittant le volume du détecteur et les particules n'interagissant pas, comme les muons et neutrinos. Ce montant d'énergie perdu est plus faible et avoisine, en moyenne, 2 ou 3 %.

Autrement dit, qu'elle engendre un signal détectable ou pas, la simulation garde trace de toutes les interactions ayant eu lieu dans le volume du détecteur. Par ce biais, nous sommes capables d'évaluer, à partir de la connaissance de l'énergie détectable, les montants d'énergie moyens perdus lors d'interactions hadroniques non détectables ou ceux perdus dans les zones non-instrumentées des détecteurs. C'est sur ce principe que sont construites les tables de poids.

Pour cette construction, la simulation officielle du détecteur ATLAS, optimisée pour décrire au mieux le comportement des gerbes en interaction dans les calorimètres, basée sur le logiciel GEANT4 [58] est utilisée. Les tables sont construites en étudiant la réponse de la simulation à des pions neutres et chargés isolés, en interaction dans le détecteur. Leur distribution dans le plan (η, ϕ) est choisie de manière uniforme, avec une énergie distribuée de manière à remplir complètement l'espace des phases disponible entre 150 MeV et 2 TeV.

6.3.1 Classification des amas

Comme abordée plus haut, la méthode d'étalonnage débute avec la classification des amas en fonction des types de dépôt les composant. La méthode de classification se base sur l'identification de variables discriminantes décrivant la forme des amas, appelés moments des amas topologiques.

6.3.1.1 Moments d'un amas

Le moment de degré n d'un amas est défini à partir d'une observable X , décrivant les cellules qui le composent. Il a pour expression :

$$\langle X^n \rangle = \frac{\sum_{\{i|E_i>0\}} E_i X_i^n}{\sum_{\{i|E_i>0\}} E_i}, \quad (6.5)$$

où les sommes courent sur les cellules de l'amas ayant une énergie *positive*. Sommer la contribution des cellules d'énergies négatives et positives peut en effet

mener à des comportements non-physiques. Par exemple, le moment d'ordre 1 de la pseudo-rapacité d'un amas est

$$\langle \eta \rangle = \frac{\sum_{\{i|E_i>0\}} E_i \eta_i}{\sum_{\{i|E_i>0\}} E_i}, \quad (6.6)$$

correspondant à la moyenne de la pseudo-rapacité des cellules d'un amas, pondérée par l'énergie dans chaque cellule.

De manière générale, les quantités suivantes sont couramment employées dans l'identification des amas :

- $\langle \phi \rangle$ et $\langle \eta \rangle$, les moments de premier ordre en ϕ et η ,
- $\langle x \rangle$, le moment correspondant au barycentre de l'amas,
- $\langle \rho \rangle$, la densité d'énergie moyenne de l'amas,
- $\langle r \rangle$ et $\langle r^2 \rangle$, les deux premiers moments de la distance entre les cellules et l'axe longitudinal de la direction de la gerbe,
- $\langle \lambda \rangle$ et $\langle \lambda^2 \rangle$, les deux premiers moments de la distance entre les cellules et le centre de l'amas, mesurée dans la direction transversale,
- λ_{center} , la distance entre le centre de l'amas et le bord des calorimètres, mesurée dans la direction de la gerbe,
- f_{max} , la fraction d'énergie dans la cellule la plus énergétique.

Les quantités qui ne figurent pas entre des crochets ne correspondent pas à des moments à proprement parler mais contribuent à la description de la forme de l'amas. La description du développement d'une gerbe en terme de ces variables est donnée en figure 6.4.

Les variables qui présentent, a priori, le meilleur pouvoir discriminant pour la distinction des amas à dominantes électromagnétiques ou hadroniques sont les moments décrivant la largeur et la longueur de l'amas, $\langle r^2 \rangle$ et $\langle \lambda^2 \rangle$, ainsi que la profondeur du barycentre de l'amas, λ_{center} et la densité d'énergie moyenne dans chaque cellule $\langle \rho \rangle$.

6.3.1.2 Classification des amas

La procédure utilisée pour la séparation des amas repose sur l'utilisation des moments les plus pertinents et efficaces à identifier un dépôt électromagnétique ou hadronique. En pratique, une fois ces variables choisies, il s'agit de représenter un amas dans un espace de phase construit sur ces dernières. La position d'un amas dans cet espace traduira sa tendance à être majoritairement constitué de dépôts de type électromagnétique ou hadronique.

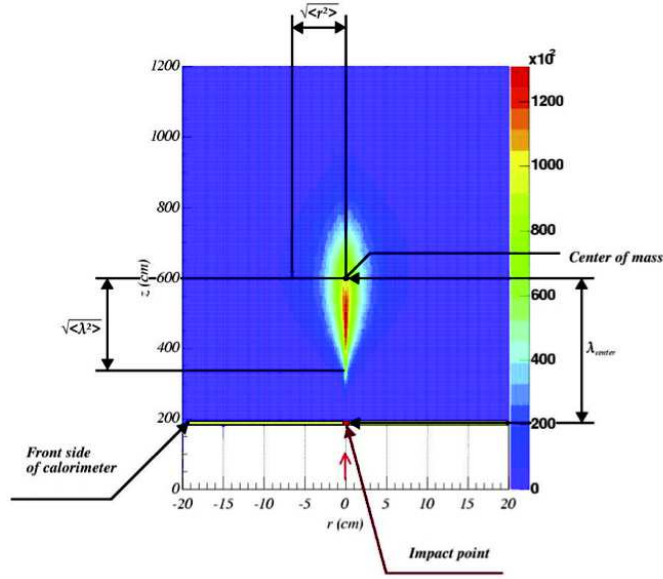


FIGURE 6.4: Les principaux moments utilisés dans la description d'un amas dans les calorimètres.

La méthode de classification employée à l'heure actuelle est construite autour d'un espace de phase quadri-dimensionnel en $|\eta|$, E_{amas} , $\log_{10}(\lambda_{\text{center}})$ et $\log_{10}(\langle\rho\rangle)$. Cet espace de phase est dans un premier temps rempli par la simulation de pions neutres et chargés, introduite précédemment. Pour chaque classe i de l'espace, on peut définir alors la probabilité qu'un pion neutre le peuple comme étant :

$$w_i = \frac{n_i^{\pi^0}}{n_i^{\pi^0} + n_i^{\pi^\pm}}, \quad (6.7)$$

où les $n_i^{\pi^0, \pm}$ représentent la fraction de pions neutres ou chargés trouvés dans la classe i lors de la simulation.

Ce poids de probabilité est finalement utilisé dans la séparation des données : un amas sera classifié comme électromagnétique s'il appartient, dans l'espace des phases, à une classe avec un poids $w_i > 0.5$. La figure 6.5 montre, sur une échelle colorée, les poids obtenus par la procédure de simulation pour $0.2 < |\eta| < 0.4$ et différentes gammes d'énergie, le tout en fonction des autres paramètres définissant l'espace des phases.

On retrouve sur ces tables le comportement attendu, à savoir que les amas de type électromagnétiques dominent les régions à haute densité d'énergie et faible profondeur. Il apparaît aussi clairement que la démarcation se fait moins nette pour des amas de faible énergie, due au fait que dans ces régions, les distributions pour les pions neutres et chargés présentent un recouvrement plus important.

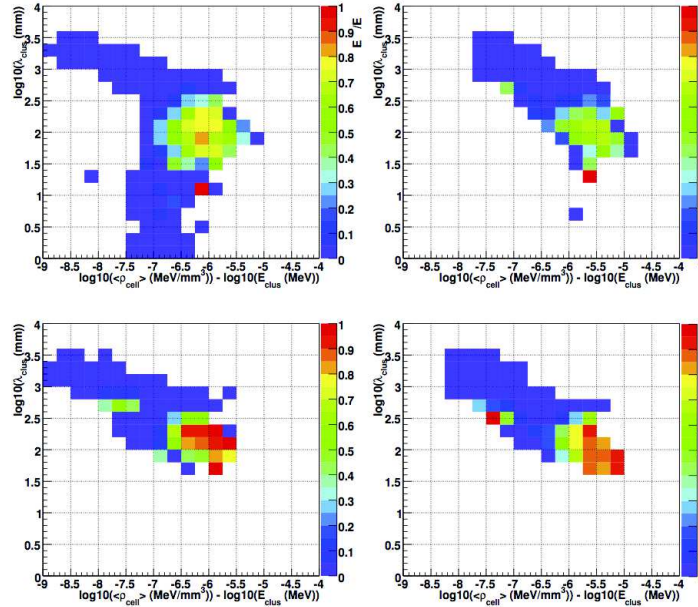


FIGURE 6.5: Probabilité d’observer un pion neutre obtenue par simulation de pions chargés et neutres dans la région $0.2 < |\eta| < 0.4$ (figures de gauche) et $2.0 < |\eta| < 2.2$ (figures de droite), pour $1 \text{ GeV} < E_{amas} < 2 \text{ GeV}$ (figures du haut) et $8 \text{ GeV} < E_{amas} < 16 \text{ GeV}$ (figure du bas).

6.3.1.3 Performances de la méthode de classification pour des pions isolés

La figure 6.6 montre la distribution de la fraction d’énergie reconnue comme électromagnétique en fonction de l’énergie d’entrée pour une simulation de pions isolés neutres ou chargés. Pour les pions chargés (à droite), la méthode de classification s’avère performante, avec une fraction hadronique stable, entre 80 et 90 %, sur toute la gamme d’énergie. Pour les pions neutres (à gauche), la méthode atteint une efficacité de classification de 80 à 85% au dessus de 50 GeV. En dessous de cette énergie, l’efficacité décroît, pour atteindre les 50% à 5 GeV environ.

Il est aussi intéressant de se pencher sur cette même distribution d’efficacité de classification en fonction de la pseudo-rapacité η . La figure 6.7 montre une telle distribution pour des pions isolés d’énergie comprise en 70 et 130 GeV. Les distributions montrent clairement une dépendance de l’efficacité, avec principalement des dégradations dans les zones de transition entre le tonneau et les bouchons pour la partie électromagnétique et dans les zones très proches des faisceaux pour la partie hadronique.

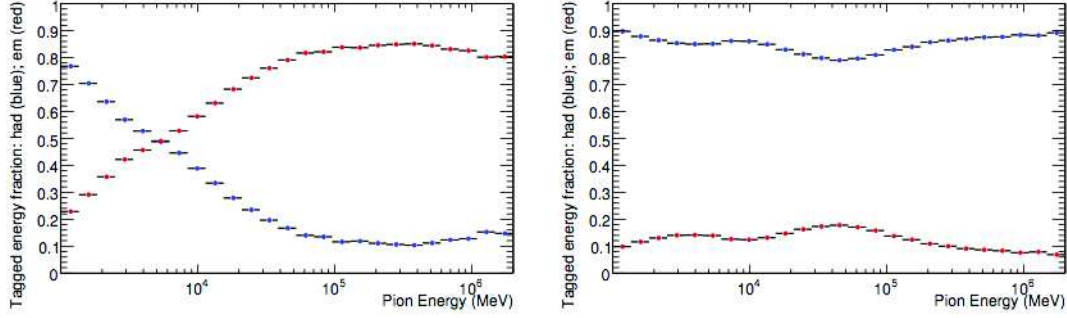


FIGURE 6.6: Fraction d'énergie classée électromagnétique (en rouge) et hadronique (en bleu) pour une simulation de pions neutres (figure de gauche) et chargés (figure de droite) isolés, en fonction de leur énergie d'entrée. Les distributions sont moyennées sur les variable η et ϕ .

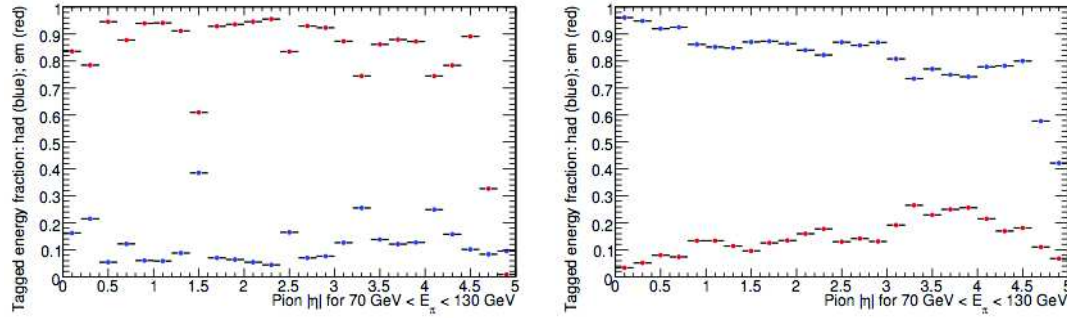


FIGURE 6.7: Fraction d'énergie classée électromagnétique (en rouge) et hadronique (en bleu) pour une simulation de pions neutres (figure de gauche) et chargés (figure de droite) isolés, compris dans une gamme d'énergie $E = (100 \pm 30)\text{GeV}$, en fonction de la pseudo-rapidité. Les distributions sont moyennées sur les variable E et ϕ .

6.3.2 Poids hadroniques

Pour chaque amas à dominante hadronique et en utilisant la simulation du détecteur, nous sommes capables de construire, pour chaque cellule de l'amas, des tables de poids estimant le montant moyen d'énergie perdue par interactions hadroniques non détectables à partir de l'énergie détectée.

Pour être corrigées, certains critères doivent être remplis par les cellules de l'amas. On doit en effet avoir :

- $E_{\text{cell}} > 2\sigma_{\text{bruit}}$ et $E_{\text{cell}}^{\text{corrigée}} > \sigma_{\text{bruit}}$, où $E_{\text{cell}}^{\text{corrigée}}$ représente l'énergie de la cellule après correction. Ces conditions sont mises en place de manière à

éviter que les cellules dont le signal provient du bruit de fond des calorimètres aient une contribution dominante dans la correction de l'énergie des amas.

- $0.5 < E_{\text{cell}}^{\text{corrigée}}/E_{\text{cell}} < 3, 5$ ou 10 , selon la zone du calorimètre. Il s'agit d'une coupure sur le poids appliqué en lui-même, empêchant une correction trop faible, pour prévenir une domination du bruit de fond et une correction trop élevée, généralement causée par des fluctuations non réelles.

Les tables de poids sont données par le rapport $E_{\text{cell}}^{\text{corrigée}}/E_{\text{cell}}$ comme fonctions de l'énergie de l'amas auquel la cellule appartient, la pseudo-rapacité et la densité d'énergie mesurée dans la cellule.

6.3.3 Poids hors-amas

L'étape de correction hors amas vise à compenser les pertes d'énergie dues aux inefficacités de l'algorithme de regroupement topologique. En effet, à cause de l'approche par seuil de ce dernier, les faibles dépôts d'énergies (comparables au bruit de fond du détecteur) qui apparaissent en queues de gerbes hadroniques ne sont généralement pas inclus dans l'amas.

L'établissement d'une correction s'avère plus difficile à mettre en oeuvre puisque nous parlons d'un montant d'énergie déposé en dehors des amas, dans des cellules qui ne sont pas identifiées comme appartenant à ceux-ci. Avec notre simulation, nous pouvons facilement remonter au montant total d'énergie perdue par ce processus dans les calorimètres mais l'assignation des fractions de ce montant total est plus difficile à estimer.

La méthode retenue se base sur la construction d'un critère d'isolation pour chaque amas, calculé comme la fraction de cellules entourant son périmètre extérieur et qui n'est pas incluse dans un autre amas. Un critère d'isolation de zéro signifie que toutes les cellules périmétriques sont incluses dans d'autres amas. La correction se fait par application de tables de poids, en fonction de la pseudo-rapacité η et de la profondeur de l'amas λ et dont les valeurs sont données par les rapports moyens entre l'énergie totale hors amas et l'énergie corrigée des amas après l'étape de poids hadroniques.

6.3.4 Poids zones mortes

La correction pour les zones mortes entend compenser l'énergie des amas déposée dans les zones inactives des calorimètres. Cette correction prend en compte tous types d'énergie perdue dans les détecteurs situés en amont des calorimètres (trajectographes, aimant solénoïde ...), dans les zones non-instrumentées ainsi que l'énergie sortant du volume de détection.

La procédure de correction utilise les dépôts d'énergie de la simulation Monte-Carlo situés dans les régions inactives des calorimètres. Ces régions sont organisées en environ 82 000 cellules virtuelles (de surface $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$) dans 114

zones. La figure 6.8 montre une coupe du détecteur en coordonnées (R,z) avec, sur une échelle colorée, les montants d'énergie perdue en MeV dans ces zones inactives pour une simulation Monte-Carlo de pions neutres et chargés.

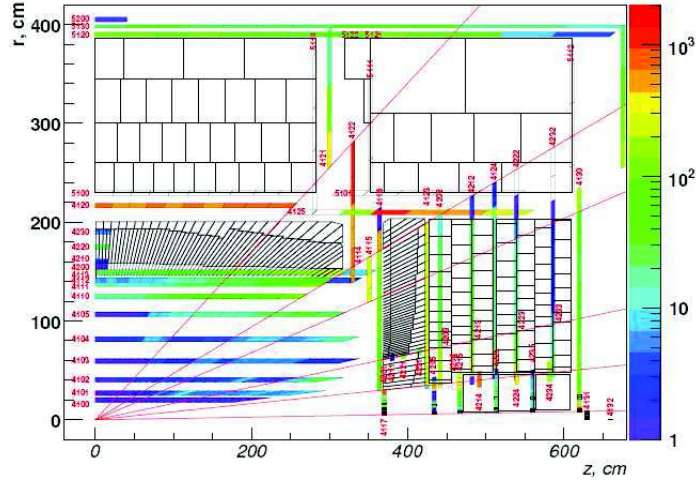


FIGURE 6.8: Énergie déposée en MeV, dans les zones mortes d'après une simulation de pions de 500 GeV.

La correction en elle-même reprend toujours le même principe : un poids est appliqué à l'énergie des cellules en fonction de leur position dans les calorimètres. Une cellule verra son énergie corrigée seulement si elle appartient à un amas et si elle est une voisine directe d'au moins une cellule virtuelle. Par cette méthode, un dépôt dans une zone morte pourra se voir attribuer à plusieurs cellules. Dans ce cas, se rajoute au poids standard un poids exprimant le rapport relatif d'énergies dans les cellules voisines.

Finalement, il se peut que des dépôts situés dans les zones mortes ne soient pas attribués à un amas. Dans ce cas, cette énergie est attribuée à l'ensemble des amas avec un poids déterminé en fonction de la distance dépôt-amas D par :

$$\text{poids} = E_{\text{amas}}^{\alpha} \exp(-D/R_0) , \quad (6.8)$$

Où les paramètres α et R_0 ont été déterminés par une étude de performances. Ils ont pour valeur $\alpha = 0.5$ et $R_0 = 0.2$.

« Je tire de l'absurde trois conséquences qui sont ma révolte, ma liberté, ma passion. Par le seul jeu de ma conscience, je transforme en règle de vie ce qui était invitation à la mort - et je refuse le suicide »

Albert Camus – *Le Mythe de Sisyphe*

7

Validation de la méthode d'étalonnage hadronique local

Sommaire

7.1	Principe général	100
7.2	Erreur systématique sur l'échelle d'énergie des amas	101
7.2.1	Données utilisées et simulation Monte Carlo	101
7.2.2	Erreur systématique sur la correction hadronique	102
7.2.3	Erreur systématique sur la correction hors amas	103
7.2.4	Erreur systématique sur la correction des zones mortes	104
7.2.5	Conclusion et perspectives	106

La méthode d'étalonnage hadronique local, présentée ci-dessus, fut validée par la collaboration ATLAS lors d'essais en faisceaux tests en 2004 [59]. Utilisée en complément de la méthode de facteur d'échelle global, cette méthode permet d'obtenir de bonnes performances et son utilisation est de plus en plus répandue au sein des analyses de physique.

Ce chapitre est dédié à la validation de la méthode d'étalonnage hadronique local. Il reflète le travail fourni lors de ma première année de thèse et vise l'extraction d'une première estimation de l'erreur systématique associée à l'échelle d'énergie des amas. Cette incertitude constitue la première étape dans l'extraction d'une erreur systématique sur l'échelle d'énergie des jets étalonnés par la méthode locale.

L'étude que nous mettons en place se base sur la comparaison des résultats expérimentaux à la simulation Monte Carlo détaillée du détecteur. Cette façon de procéder n'est pas optimale car trop sujette aux différences issues de la mauvaise modélisation des phénomènes physiques liés aux processus étudiés (mauvaise modélisation du développement des gerbes etc...). Bien que moins robuste qu'une méthode basée uniquement sur les données des expériences, cette approche garde néanmoins un sens, en considérant les simulations Monte Carlo comme un niveau de compréhension des signaux observés.

L'extraction décrite ici s'appuie sur une des caractéristiques majeures de la méthode d'étalonnage hadronique local : *l'indépendance de chaque étape de pondération*. Nous pouvons décorrélérer complètement les effets induits par chaque étape et ainsi simplifier considérablement l'extraction d'une erreur systématique.

7.1 Principe général

Nous partons de ce constat, à savoir que bien que les sources d'erreurs, influençant la mauvaise reconstruction d'un signal soient corrélées entre elles, les erreurs systématiques associées aux procédures de correction peuvent très bien ne pas présenter de telles corrélations. C'est particulièrement le cas lorsque l'étalonnage se fait par un ensemble de procédures indépendantes, comme pour l'approche par étalonnage hadronique local.

Par exemple, l'amplitude des poids hadroniques et hors amas présentent une dépendance vis-à-vis de la forme de la gerbe dont le signal est issu mais les erreurs systématiques associées à ces deux corrections indépendantes sont totalement décorrélées. Si ce n'était pas le cas, alors l'application d'une correction affecterait l'amplitude de la correction suivante.

Si l'on note E_{amas}^0 l'énergie d'un amas avant étalonnage, $E_{amas}^{had.}$ l'énergie après l'application des poids hadroniques, E_{amas}^{ooc} après la correction hors-amas, E_{amas}^{dm} après l'application des corrections pour les zones mortes et enfin E_{amas}^{cal} , l'énergie étalonnée, nous pouvons alors écrire l'erreur relative sur l'énergie étalonnée comme la somme quadratique :

$$\frac{\Delta E_{amas}^{cal}}{E_{amas}^{cal}} = \frac{1}{E_{amas}^{cal}} \sqrt{(\Delta E_{amas}^{had})^2 + (\Delta E_{amas}^{ooc})^2 + (\Delta E_{amas}^{dm})^2}, \quad (7.1)$$

qui se réécrit aisément comme :

$$\frac{\Delta E_{amas}^{cal}}{E_{amas}^{cal}} = \sqrt{\sum_{k=had, ooc, dm} \left(\frac{E_{amas}^k}{E_{amas}^{cal}} \frac{\Delta E_{amas}^k}{E_{amas}^k} \right)^2} \quad (7.2)$$

$$= \sqrt{\sum_{k=had, ooc, dm} \left(\frac{E_{amas}^k}{E_{amas}^{cal}} \delta_{syst}^k \right)^2}, \quad (7.3)$$

avec $\delta_{syst}^k = \Delta E_{amas}^k / E_{amas}^k$ correspondant à l'erreur systématique associée à chaque étape de correction (hadronique, hors amas et zones mortes). Il apparaît ainsi que la détermination d'une erreur systématique sur l'énergie des amas doit être évaluée par l'estimation de l'erreur associée à chaque étape de correction.

7.2 Erreur systématique sur l'échelle d'énergie des amas

Les contributions individuelles de chaque étape de correction à l'erreur totale ne sont pas des grandeurs auxquelles nous avons facilement accès. Notre approche se base donc sur la comparaison des données à une simulation Monte Carlo, ce qui permet de réécrire le terme δ_{syst}^k comme :

$$\delta_{syst}^k(\eta, E_{T,amas}^0) = \frac{\langle (E_{amas}^k / E_{amas}^0)_{exp} \rangle(\eta)}{\langle (E_{amas}^k / E_{amas}^0)_{MC} \rangle(\eta)}, \quad (7.4)$$

qui correspond aux rapports moyennés des poids appliqués pour l'étape de correction k pour les données et une simulation Monte Carlo, pris comme fonction de la position dans le détecteur (la pseudo-rapacité).

7.2.1 Données utilisées et simulation Monte Carlo

L'étude menée ici fut réalisée sur les données de collision proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV enregistrées entre les mois de mars et d'octobre 2010. Ces données correspondent à une luminosité intégrée d'environ 35 pb^{-1} .

Les données sont sélectionnées sur la base d'un déclenchement de sélection minimal (biais minimum) que peut fournir le détecteur ATLAS. Les événements considérés ici ont donc pour seules contraintes d'être issus d'une collision entre protons. Des critères concernant les détecteurs sont aussi appliqués de manière

à ne garder que les événements où le calorimètre, le trajectographe et le champ magnétique opèrent dans des conditions d'acquisition nominale.

La simulation utilisée doit être à même de reproduire le plus fidèlement possible les événements produits ainsi que de simuler le comportement du système de calorimétrie. Nous utilisons donc le générateur Monte Carlo Pythia [60], basé sur le jeu de paramètres AMBT1 [61], reproduisant au mieux les comportements physiques lors des prises de données à $\sqrt{s} = 0.9$ et 7 TeV [58], [53]. Cette simulation est capable de reproduire les conditions de prise de données étudiées.

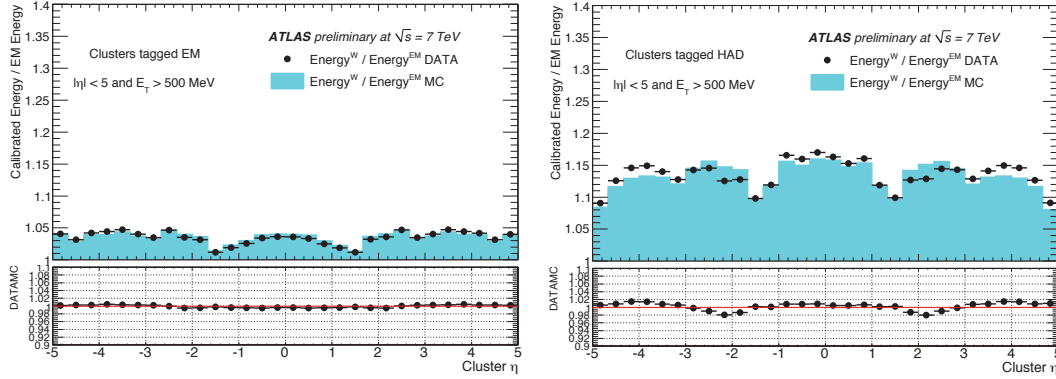
7.2.2 Erreur systématique sur la correction hadronique

La figure 7.1 montre les rapports à l'énergie brute de l'énergie corrigée par l'étape de pondération hadronique pour les amas identifiés à dominante électromagnétique (a) et hadronique (b). Tous les amas compris dans une gamme de pseudo-rapacité $-5 < |\eta| < 5$ et d'énergie transverse supérieure à 500 MeV sont pris en compte. Cette coupure sur l'énergie transverse des amas est destinée à ne pas sélectionner les amas provenant du bruit électronique.

Le rapport de l'énergie corrigée sur l'énergie brute donne directement accès à l'amplitude de la correction. Nous voyons que l'amplitude de la correction est d'environ 5 % pour les amas à dominante électromagnétique tandis que les amas classés comme hadroniques voient leur énergie corrigée d'un facteur pouvant aller jusqu'à 15 %.

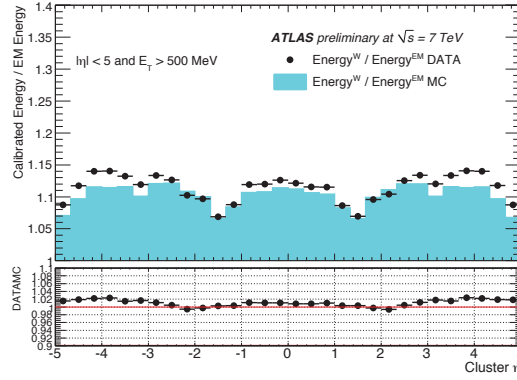
Un creux dans la distribution des corrections est observé dans les régions de transition en $|\eta| = 1,5$ et 3 environ, ce qui implique des corrections plus faibles dans ces zones. Dans ces régions moins instrumentées et pourvues d'une granularité moindre, l'algorithme de classification des amas perd en efficacité. Il est alors plus difficile d'attribuer correctement les poids de correction aux amas sans faire d'erreur. Le choix a donc été fait d'attribuer des corrections moindres dans ces régions.

De manière générale, nous constatons un très bon accord entre les données et la simulation, particulièrement pour les amas électromagnétiques et dans la partie centrale du détecteur. Au bas de chaque figure sont reportés les rapports entre les données et la simulation, que nous interprétons comme une estimation de l'erreur δ_{sys}^{had} associée à l'étape de correction hadronique. Cette erreur est de l'ordre du pour cent pour les amas électromagnétiques et d'environ 2% pour les amas hadroniques. La figure (c) représente la combinaison des deux régimes. Sur cette figure, tous les amas sont considérés, sans distinction quant à leurs types. Nous voyons que les rapports sont dominés par la composante des amas hadroniques et nous estimons, au final, que l'erreur sur l'étape de correction hadronique est inférieure à 2% dans le tonneau et les bouchons. Dans les zones avant, il existe un



(a) amas à dominante électromagnétique

(b) amas à dominante hadronique



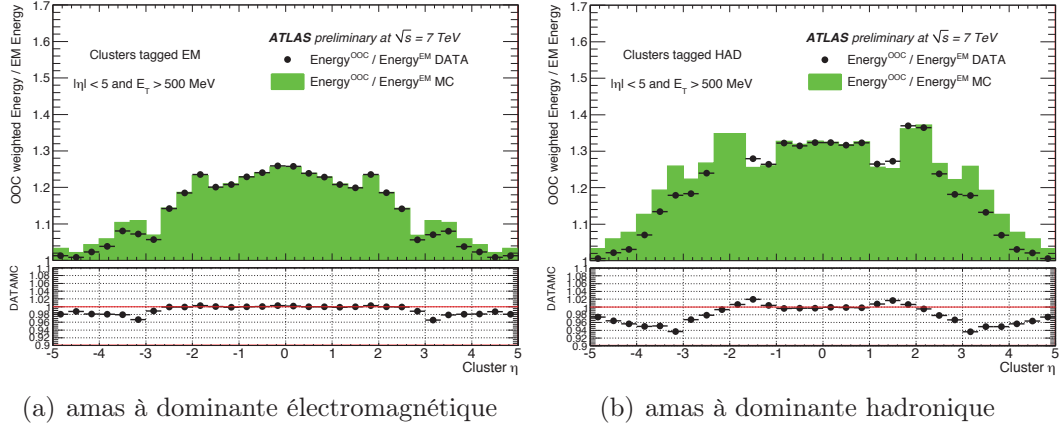
(c) tous les amas

FIGURE 7.1: Rapports E^{had}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction hadronique sur l'énergie brute, moyennés en classes de pseudo-rapidité η pour des amas à dominante électromagnétique (a) ou hadronique (b). La figure (c) présente la combinaison des deux types d'amas. Les rapports sont montrés dans les données et la simulation Monte Carlo par respectivement les distributions sous forme de points et les distributions solides.

désaccord entre les données et la simulation. L'erreur augmente alors et atteint les 2 %.

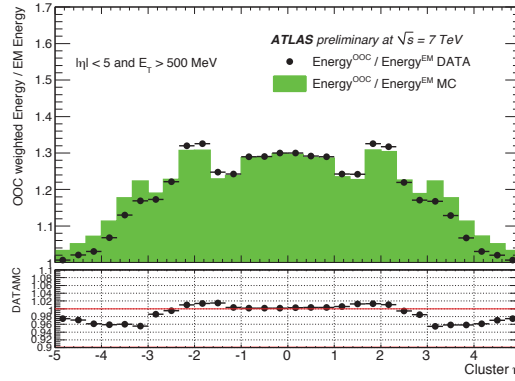
7.2.3 Erreur systématique sur la correction hors amas

La figure 7.2 montre les mêmes rapports pour, cette fois, l'étape de correction hors amas uniquement. Nous retrouvons le même comportement global que pour les poids hadroniques. Rappelons toutefois que cette étape de correction dépend d'un critère d'isolation prenant en compte le nombre de cellules sur le périmètre de l'amas et donc de la granularité du calorimètre. Cela explique le très bon accord entre données et simulation dans la région centrale et la dégradation progressive



(a) amas à dominante électromagnétique

(b) amas à dominante hadronique



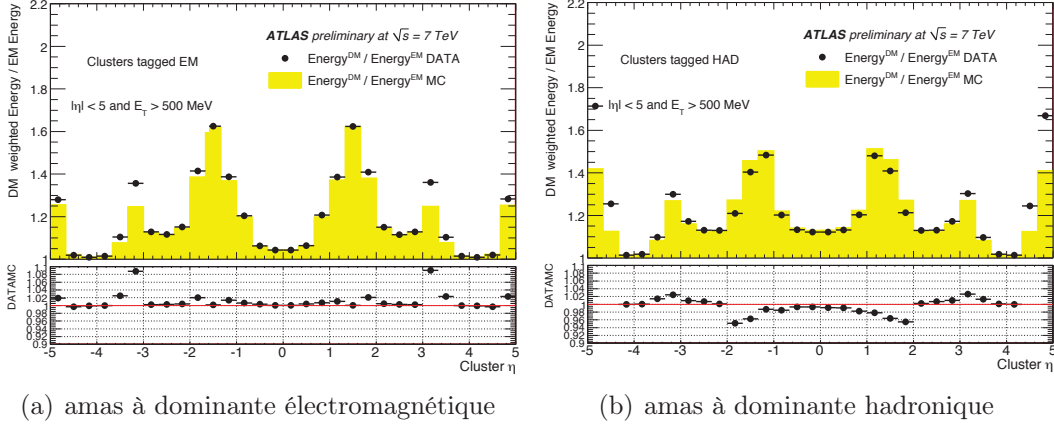
(c) tous les amas

FIGURE 7.2: Rapports E^{OOC}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction hors-amas sur l'énergie brute, moyennées en classes de pseudo-rapidité η pour des amas à dominante électromagnétique (a) ou hadronique (b). La figure (c) présente la combinaison des deux types d'amas.

dans les zones où l'établissement d'un critère d'isolation est plus difficile. Nous retenons au final un accord à environ 4 % pour toutes les régions des calorimètres pour cette étape de correction.

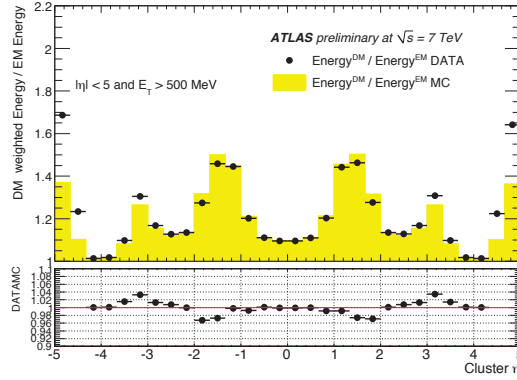
7.2.4 Erreur systématique sur la correction des zones mortes

Enfin, la figure 7.3 présente les rapports de correction associés aux zones mortes du détecteur. Sur cette figure, nous retrouvons un comportement attendu, à savoir une correction importante dans les régions de transition où la présence de zones mortes est la plus importante. Nous pouvons noter aussi la différence de l'amplitude des poids dans la partie centrale entre les amas classés électromagnétiques



(a) amas à dominante électromagnétique

(b) amas à dominante hadronique



(c) tous les amas

FIGURE 7.3: Rapports E^{DM}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction des zones mortes sur l'énergie brute, moyennées en classes de pseudo-rapidité η pour des amas à dominante électromagnétique (a) ou hadronique (b). La figure (c) présente la combinaison des deux types d'amas.

et hadroniques. Cette différence d'amplitude s'explique par les différents modes d'interactions des particules chargées et neutres dans la matière, entraînant par exemple des corrections plus importantes pour les hadrons qui interagissent en amont des calorimètres.

L'accord des données avec la simulation Monte Carlo pour cette correction est fortement dégradé dans les régions de transition, où la modélisation Monte Carlo peine à reproduire fidèlement les phénomènes physiques et le comportement du détecteur. Un accord convenable est aussi très difficilement atteignable dans les zones avant, où le parcours des particules dans les systèmes de détection en amont des calorimètres est maximal. On arrive au final à une différence d'environ 4 % entre les données et la simulation pour toutes les régions, exceptés les calorimètres avant, où l'accord est plutôt aux alentours de 15 %.

7.2.5 Conclusion et perspectives

La détermination de l'erreur associée à chaque étape de correction est un enjeu central pour la validation et l'estimation de l'erreur associée à l'échelle d'énergie des jets étalonnée par la méthode d'étalonnage hadronique local. La difficulté des objets mis en jeu nécessite une estimation basée sur la comparaison des données à une simulation Monte Carlo détaillée du détecteur et doit être interprétée avec prudence.

Dans cette étude, nous avons réussi à estimer l'erreur associée à chaque étape de correction à respectivement 2, 4 et 4 % pour les parties centrales et le tonneau du calorimètre pour les corrections hadroniques, hors amas, et zones mortes. Ces erreurs entrent en compte dans la mesure de l'erreur sur l'échelle d'énergie des amas par le biais du terme δ_{sys}^k introduit au début de ce chapitre. Leur mesure constitue la première évaluation concrète mise en place auprès du détecteur ATLAS.

Bien que la méthode présentée dans ce chapitre ait l'avantage de fournir un aperçu rapide de l'erreur sur l'énergie reconstruite des amas, nous devons garder à l'esprit qu'elle constitue une évaluation sommaire et très préliminaire, bien loin d'un résultat robuste nécessitant des études plus approfondies. Par exemple et de manière à réduire les erreurs liées à l'introduction d'une comparaison à une simulation Monte Carlo, il serait possible d'aller plus loin en étudiant la réponse fournie par différents générateurs Monte Carlo, permettant ainsi l'étude du biais qu'introduit l'utilisation de simulations.

Des études portant sur la stabilité des corrections en fonction des conditions d'empilement, ou sur la dépendance des corrections vis à vis de l'énergie des amas en entrée furent menées dans le cadre de cette analyse. Elles nécessiteront dans le futur un travail plus approfondi pour permettre de comprendre plus en détail les mécanismes en jeu dans les processus de mesure liés aux amas topologiques.

Sur le long terme finalement, l'estimation des erreurs pourrait être faite en propageant dans les algorithmes d'étalonnage les désaccords données/simulation des distributions des moments des amas, utilisés pour la classification et la détermination des poids correctifs.

Pour finir, notons que la méthode mise en place ici ne donne pas directement accès à l'erreur que nous souhaitons réellement estimer, à savoir l'erreur sur l'échelle d'énergie des jets. Les erreurs ainsi obtenues ne peuvent se comparer directement aux erreurs liées à l'étalonnage par facteur d'échelle global présenté lors du chapitre précédent et une estimation de l'erreur sur l'étalonnage des jets devra suivre et compléter cette étude.

Troisième partie

Quarks top boostés et recherche de résonance lourde dans ATLAS

« Rien n'est vrai, tout est permis »

Hassan-i-Sabbah

8

Le quark top au LHC

Sommaire

8.1	Phénoménologie du quark top au LHC	110
8.1.1	Production au LHC	110
8.1.1.1	<i>Production en paires par voie forte</i>	<i>110</i>
8.1.1.2	<i>Quark top célibataires par interaction électro-faible</i>	<i>112</i>
8.2	Désintégration du quark top	113
8.3	Le quark top comme sonde pour la nouvelle physique	115
8.3.1	Principales observables	116
8.4	Phénoménologie de la recherche de résonances en paires top-antitop	117
8.4.0.1	<i>Z' en TopColor</i>	<i>117</i>
8.4.0.2	<i>Gluon de Kaluza-Klein</i>	<i>117</i>
8.4.1	Recherches antérieures	117

La mise en évidence du quark top par les expériences DØ [62] et CDF [63] en 1995 est l'un des accomplissements majeur du Tevatron. D'une masse équivalente à un noyau d'or ou de plomb, il complète la troisième famille de quarks en tant que partenaire d'isospin faible du quark b .

Proche de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible, la masse élevée du quark top lui confère des propriétés et un rôle singulier au sein du modèle standard. Il

est par exemple le seul quark se désintégrant par interaction faible avant hadronisation, ce qui offre une possibilité unique d'étude des propriétés d'un quark isolé.

Pour expliquer cette masse, bon nombre de modèles au-delà du modèle standard prédisent de forts couplages entre le quark top et la nouvelle physique. Dans ce paradigme, l'étude précise des canaux avec des quarks top dans l'état final est un moyen privilégié de sonder l'émergence de nouvelle physique.

8.1 Phénoménologie du quark top au LHC

Avec une section efficace de production d'environ 7 pb, le Tevatron a permis la découverte ainsi que les premières mesures de masse du quark top. C'est cependant avec la mise en service du LHC que s'ouvre une nouvelle ère dans l'exploration du secteur du top, puisque la section efficace de production de quarks top est environ 35 fois plus grande. Avec ce taux de production, correspondant à la création d'une paire de quarks top par seconde à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), le LHC est parfois qualifié « d'usine à tops ».

8.1.1 Production au LHC

Encore méconnus, les mécanismes de production et de désintégration du quark top sont un enjeu crucial pour le LHC. Ils pourraient permettre de révéler les limites du modèle standard au travers de la mise en évidence de déviations par rapport aux prédictions théoriques mais aussi de mieux contraindre les bruits de fond pour les études de processus rares. Parmi ces derniers, citons par exemple la production associée d'un boson de Higgs neutre avec une paire de quarks top, d'un nouveau boson de jauge (de type Z' ou W') ou la recherche de supersymétrie.

Nous présentons, dans cette section, les deux modes de production d'un quark top au LHC : la création de quarks top en paires top antitop par interaction forte et la production de quarks célibataires par interaction électrofaible.

8.1.1.1 Production en paires par voie forte

Les processus d'interaction forte sont, auprès des collisionneurs hadroniques, les processus dominants de production de quarks top. La conservation de la saveur implique alors la création par paires $t\bar{t}$. Les diagrammes de Feynman à l'arbre associés à ce mode de production sont reportés sur la figure 8.1.

Rappelons qu'auprès de collisionneurs hadroniques, les partons responsables du processus d'interaction dur ne portent qu'une fraction x de l'impulsion des protons accélérés. Ainsi, au seuil de production d'une paire $t\bar{t}$, il est aisé de montrer [64] que cette fraction d'impulsion s'écrit $x = \frac{2m_t}{\sqrt{s}}$.

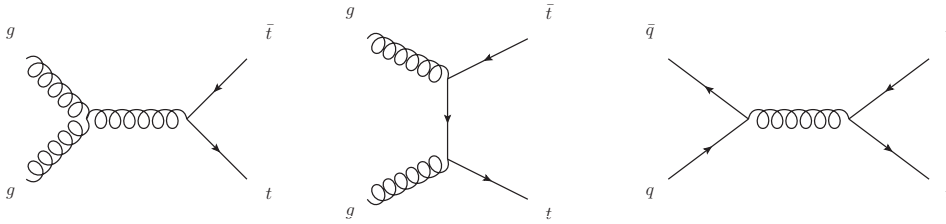


FIGURE 8.1: Diagrammes de Feynman de production à l'arbre de paires de quarks top au LHC.

Au LHC, où l'énergie dans le centre de masse atteint aujourd'hui 8 TeV, cela correspond à une fraction $x \approx 4.10^{-2}$. Pour ces valeurs, les distributions de partons sont dominées par les gluons de la mer, comme montré sur la figure 3.2. Nous déduisons ainsi que la production de paires de quarks top au LHC est dominée par les processus de fusion de gluons, à hauteur de 90% de la production totale. Les 10% restant sont fournis par les processus d'annihilation $q\bar{q}$.

La section efficace totale de production de quarks top par paires au LHC est estimée à 163_{-8-9}^{+4+9} pb à 7 TeV [65]. Elle est calculée pour une masse du quark top de 173 GeV avec le jeu de distributions partoniques MSTW2008 à l'ordre NNLO, comme montré sur la figure 3.2. D'un enjeu crucial, l'amélioration de ces mesures fait l'objet d'une très forte activité au sein des expériences ATLAS et CMS.

Notons, pour finir, que la production de quarks top par paires est aussi possible par le biais de processus d'interaction électrofaible, au travers des vertex d'interactions montrés sur la figure 8.2. Faisant intervenir des photons et bosons Z produits bien au-delà de leur couche de masse, ils sont donc très fortement supprimés et généralement négligeables devant l'amplitude de production par interaction forte.

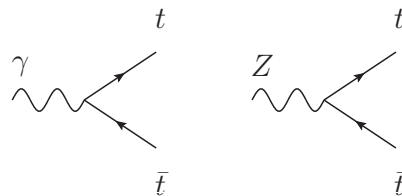


FIGURE 8.2: Vertex de production résonante de paires de quarks top par interaction électrofaible.

8.1.1.2 Quark top célibataires par interaction électrofaible

Si nous pouvons négliger la production résonante de quarks top par l'intermédiaire de bosons Z ou de photons, il existe un mode de production unique à l'interaction électrofaible, puisqu'elle seule permet le changement de saveur des courants chargés. Il s'agit de la production de quarks top célibataires, faisant intervenir le boson W . Les diagrammes de Feynman associés à ce type de production sont ainsi montrés sur la figure 8.3.

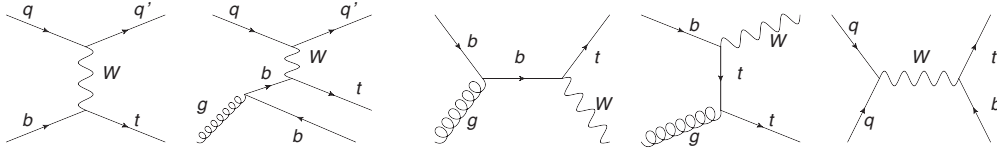


FIGURE 8.3: Diagramme de Feynman à l'ordre dominant de production de quarks top célibataires. De gauche à droite : les deux diagrammes de la voie t , les deux diagrammes de la production associée Wt et la voie s .

8.1.1.2.1 Production en voie t

La production de quarks top célibataires par voie t est le mode dominant de création au LHC. Il consiste en l'échange d'un boson W entre un quark de valence u ou d d'un des protons collisionnant, avec un quark b de la mer de l'autre proton. Ce mode de production est notamment intéressant en ce qu'il prévoit une asymétrie de production pour les tops et antitops au LHC. En effet, les protons étant formés par un agrégat de deux quarks u et d'un quark d , il est deux fois plus probable qu'un quark u de charge $2/3$ soit impliqué qu'un quark d . L'échange d'un boson W^+ est donc favorisé, entraînant un excédent de production de quarks top¹. Les sections efficaces de production de quarks top et antitop attendues au LHC à 7 TeV sont respectivement $\sigma(t) = 41,7_{-0,8}^{+1,6}$ pb et $\sigma(\bar{t}) = 22,5_{-0,3}^{+0,7}$ pb [66]. La somme des deux contributions (top et antitop) a été mesurée à 83 ± 4 (stat.) $_{-19}^{+20}$ (syst.) pb par l'expérience ATLAS avec la campagne de prise de données à 7 TeV, en accord avec les prédictions [67].

8.1.1.2.2 Production associée Wt

Le mode de production associé Wt consiste en la production d'un quark top et d'un boson W . Ce canal permet une mesure précise de l'élément V_{tb} de la matrice

1. Notons aussi que les PDF des quarks b et \bar{b} sont de même amplitude au sein du proton.

de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), ainsi que de contraindre fortement les mesures des fonctions de distributions partoniques du quark b . Ce canal a été mis en évidence pour la première fois auprès des expériences ATLAS [68] et CMS [69] avec les prises de données à 7 TeV du LHC, en accord avec la section efficace prédite par le modèle standard, estimée à $15,7 \pm 1,4$ pb [6].

8.1.1.2.3 Production en voie s

La production par voie s consiste en la fusion de deux quarks q et q' de saveurs différentes pour donner un boson W virtuel qui, si produit hors de sa couche de masse, peut se désintégrer par interaction faible en un quark top et un quark b . Comme la voie t , ce canal présente lui aussi une asymétrie de production top/antitop pour des collisions entre protons. Comme la production résonante de paires de quarks top, le taux de production de ce type de processus est fortement supprimé par la masse élevée du quark top et il n'a jamais pu être observé à ce jour auprès de collisionneurs. À 7 TeV, les sections efficaces attendues pour ce mode de production sont $\sigma(t) = 3,17_{-0,1}^{+0,13}$ pb pour le quark top et $\sigma(\bar{t}) = 1,42_{-0,07}^{+0,06}$ pb pour l'antitop [70].

8.2 Désintégration du quark top

À cause de sa masse, le quark top est instable et décroît rapidement par interaction faible à courant chargé, au travers des processus $t \rightarrow Wd$, $t \rightarrow Ws$ et $t \rightarrow Wb$, dont les rapports d'embranchement dépendent principalement du carré de leurs éléments respectifs V_{td} , V_{ts} et V_{tb} dans la matrice CKM. Ainsi, avec des paramètres V_{td} , V_{ts} estimés respectivement inférieurs à 0,014 et 0,043 [6], on déduit de l'hypothèse d'unitarité de la matrice CKM que le mode de décroissance dominant du quark top est la désintégration en W et b , avec $V_{tb} > 0,999$. Dans la suite, nous approximations cette valeur à 1 et nous considérons donc une désintégration exclusive $t \rightarrow Wb$.

La largeur totale de désintégration du quark top est mesurée à $\Gamma_t = 1,99_{-0,55}^{+0,69}$ GeV [6], correspondant à une durée de vie sous interaction faible d'environ $5 \cdot 10^{-25}$ s, soit un ordre de grandeur plus faible que le temps typique d'hadronisation ($\sim 10^{-24}$ s, calculé à partir de la constante Λ_{QCD} définie lors du premier chapitre). Il s'ensuit que le quark top se désintègre avant d'avoir le temps de s'hadroniser. Il est donc le seul quark dont nous pouvons mesurer directement les propriétés, permettant notamment des mesures inédites de spin et de polarisation.

La production d'un quark top est donc signée par la désintégration $t \rightarrow Wb$, où le quark b et le boson W sont produits sur leurs couches de masse respectives. Le boson W va à son tour se désintégrer pour donner dans l'état final, soit un

lepton et un neutrino, soit deux quarks q et q' , préférentiellement issus d'un même doublet d'isospin².

Pour les processus de création de paires $t\bar{t}$, nous obtenons alors 3 états finals possibles distincts, dont les rapports d'embranchements sont présentés sur la figure 8.4.

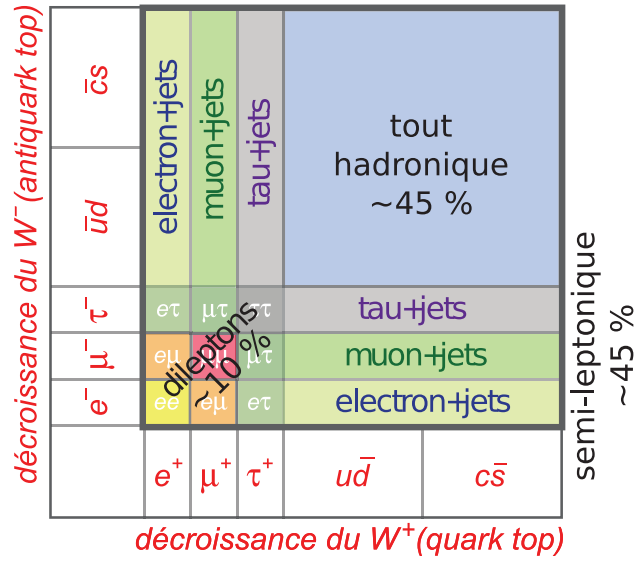


FIGURE 8.4: Les différents canaux de désintégration d'une paire de quarks top. Sur la figure, la surface de chaque état final est proportionnelle à son rapport d'embranchement.

L'état final tout hadronique où les deux bosons W associés aux tops décroissent, de manière hadronique, en quarks. Ce type d'état final possède un fort rapport d'embranchement (46%) mais se compose uniquement de jets. Il s'agit donc d'un canal d'étude assez complexe auprès de collisionneurs hadroniques car très difficile à distinguer du fort bruit de fond multijets.

L'état final dileptonique lorsque les deux W se désintègrent en leptons et neutrinos. Ce canal a le grand avantage de posséder deux leptons dans l'état final, permettant de supprimer très fortement le bruit de fond hadronique. Le rapport d'embranchement est cependant faible, surtout si l'on ne prend pas en compte les décroissances en leptons τ , dont la reconstruction est plus

2. D'un point de vue expérimental, nous pouvons ici noter que la désintégration du W en une paire cb est fortement supprimée par l'élément de matrice CKM associé : $V_{cb} \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$. Ainsi, les événements avec un ou deux quarks tops dans l'état final auront tendance à présenter *uniquement* un ou deux jets étiquetés beaux, provenant directement du quark b accompagnant le boson W dans la désintégration des quarks top.

difficile. Il faut enfin prendre en considération les deux neutrinos émis, dont la présence rend la reconstruction des tops particulièrement complexe.

L'état final semi-leptonique correspond au cas intermédiaire, où l'un des bosons W décroît leptoniquement et l'autre de manière hadronique. Ce type d'évènement possède un rapport d'embranchement de 29% si nous ne considérons pas les cas avec un τ dans l'état final. Il se caractérise par la présence d'un lepton chargé de haute énergie, permettant encore une fois la nette réduction du bruit de fond hadronique.

Dans cette thèse, nous nous intéresserons à l'état final semi-leptonique, particulièrement adapté aux études auprès de collisionneurs hadroniques et permettant une reconstruction précise du spectre de masse invariante top-antitop. Nous excluons de plus la topologie présentant un lepton τ dans l'état final, puisque ce dernier est plus délicat à reconstruire.

8.3 Le quark top comme sonde pour la nouvelle physique

Proche de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible, la masse du quark top confère à cette particule un rôle tout à fait particulier au sein du modèle standard. Pour expliquer cette masse, de nombreux modèles de physique au-delà du modèle standard font jouer au quark top un rôle de premier plan. Expérimentalement, cela fait de cette particule une sonde privilégiée pour tester l'émergence d'une nouvelle physique à l'échelle du TeV.

Nous proposons, dans cette section, un tour d'horizon rapide des analyses principales mises en place auprès des expériences ATLAS et CMS pour sonder le secteur du quark top et l'apparition de phénomènes de nouvelle physique à travers lui. Ces analyses s'articulent principalement autour des deux propriétés principales qu'exhibe le quark top :

- Sa masse élevée implique de forts couplages du quark top dans la plupart des modèles de nouvelle physique. Ainsi, la découverte de nouveaux phénomènes pourrait très vraisemblablement passer par la mise en évidence de déviations dans les propriétés du top par rapport aux prédictions du modèle standard mais aussi par l'apparition, par exemple, de résonances dans le spectre de masse invariante top-antitop.
- Il se désintègre avant de s'hadroniser, ce qui permet la mise en place d'études de polarisation et de corrélation de spin. Ce type d'observables permet par exemple le test de la violation de symétrie CP à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible.

8.3.1 Principales observables

L'étude de la production de quarks top célibataires est un moyen privilégié d'étudier le secteur électrofaible à des échelles d'énergie inédites. Elle permet notamment la contrainte précise de l'élément V_{tb} de la matrice CKM mais aussi de signer l'apparition de désaccords dans les couplages prédits par le modèle standard. Ainsi, l'étude de la production du quark top en voie t pourrait, par exemple, permettre de tester avec précision l'apparition de courants neutres changeant la saveur (FCNC pour *Flavor Changing Neutral Current*). En compétition avec les processus de création du modèle standard, l'apparition d'un tel courant se traduirait principalement par l'observation d'une déviation dans la section efficace de production de tops en voie t par rapport aux prédictions du modèle standard et signerait ainsi la présence de nouvelle physique. Les premières mesures, réalisées par les expériences ATLAS [71] et CMS [72] n'ont, pour l'instant, pas mis à jour de tels processus.

De nombreuses extensions du modèle standard prédisent l'existence de nouvelles particules instables, dont la désintégration pourrait faire intervenir de manière privilégiée le quark top. Dans ce contexte, les états finals en quarks top célibataires et paires de quarks top, permettent chacun d'explorer un vaste espace des phases, à la recherche de tels processus. Citons par exemple les modèles prédisant l'apparition d'un nouveau boson de jauge chargé W' , ou d'excitations de type Kaluza-Klein du quark b pour les recherches en tops célibataires et l'apparition d'un boson de jauge neutre Z' et d'excitations du gluon g_{KK} pour les recherches en paires de tops. Ce type d'étude nécessite, entre autres, une bonne connaissance des processus du modèle standard car ceux-ci constituent, dans ces recherches, un bruit de fond irréductible, devant être au mieux caractérisé.

Pour finir, citons que le fait que le quark top se désintègre avant que l'effet décohérent de l'hadronisation entre en jeu permet l'établissement d'observables inédites au secteur des quarks. En effet, il se désintègre quasi-exclusivement par interaction faible au travers du vertex $t \rightarrow W b$. Si les produits de désintégration sont émis sur leur couche de masse le quark top polarise les états de chiralité³ du quark b et du boson W . L'étude de la conservation du moment angulaire total dans les collisions permet alors d'établir des observables permettant de sonder l'existence notamment de couplages anormaux, interdits au sein du modèle standard [39].

Il est de plus possible, pour les états finals en paires de quarks top, d'étudier les effets de corrélation de spin [73] et d'asymétrie des distributions en pseudo-rapacité des tops et antitops [74] prédits par le modèle standard.

3. Il est généralement commode de négliger la masse du quark b , très faible devant celle du top. Dans ce contexte la chiralité se confond avec l'hélicité, qui est la projection du spin sur la quantité de mouvement.

8.4 Phénoménologie de la recherche de résonances en paires top-antitop

Plusieurs modèles de nouvelle physique prédisent l'apparition de pics de résonance dans le spectre de masse invariante top-antitop. Dans l'analyse menée au cours des trois derniers chapitres de cette thèse, nous baserons nos interprétations sur deux scénarios, capables de reproduire les différentes hypothèses de largeur et de sections efficaces testées.

8.4.0.1 Z' en TopColor

Dans un premier temps, nous cherchons à sonder l'apparition d'un boson neutre Z' leptophobic dans le modèle de Technicouleur assistée par TopColor [75] (voir la section 2.2.2). Dans ce modèle, le Z' se couple très fortement à la dernière famille de quarks et très faiblement au secteur des leptons. De cette manière, nous nous assurons d'une section efficace significative à $\sqrt{s} = 8$ TeV mais aussi d'un fort rapport d'embranchement pour la désintégration $Z' \rightarrow t\bar{t}$. L'utilisation d'un tel modèle permet la caractérisation de l'apparition d'une résonance étroite, puisqu'avec une largeur $\Gamma_{Z'}/M_{Z'}$ de 1,2%, la résolution de la résonance est inférieure à la résolution typique ($\approx 10\%$) des sous-détecteurs d'ATLAS. Les sections efficaces à l'arbre, corrigées pour l'ordre NLO [76], de ce type de processus et pour différentes masses $M_{Z'}$ sont reportées sur le tableau 8.1.

8.4.0.2 Gluon de Kaluza-Klein

Le second modèle testé correspond à la mise en évidence d'un gluon de Kaluza-Klein g_{KK} dont l'apparition est prédite dans les modèles de Randall-Sundrum [77] (voir la section 2.2.3). Ce modèle prédit en effet l'émergence d'un nouvel octet coloré de spin 1, ne se couplant pas aux leptons. Ainsi, cet octet se désintègre exclusivement en paires de quarks, avec un rapport d'embranchement de 92,5% en paire de quarks top (5% en quarks b et $\sim 2\%$ en quarks légers). Avec une largeur de 15,3%, ce modèle complète convenablement la gamme couverte par le premier modèle. Le tableau 8.1 montre les sections efficaces à l'arbre pour ce type de production en fonction de la masse de la résonance considérée.

8.4.1 Recherches antérieures

Initiée auprès des expériences $D\bar{0}$ [78, 79] et CDF [80, 81, 82, 83, 84] du Tevatron, la recherche de résonances dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ est soumise à de nombreuses contraintes expérimentales, principalement issues des mesures réalisées récemment par les expériences ATLAS [85, 86, 87] et CMS [88, 89] dans les trois différents états finals envisageables.

TABLE 8.1: Sections efficaces des deux signaux considérés. La section efficace pour la production résonante de Z' est donnée à l'arbre avec un facteur correctif égal à 1,3.

Masse (GeV)	$Z' \rightarrow t\bar{t}$ $\sigma \times \text{BR}$ (pb)	$g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$ $\sigma \times \text{BR}$ (pb)
500	23,17	81,93
1000	1,61	5,47
1500	0,21	
1600		0,50
2000	0,04	0,14
2500	0,007	0,04
3000	0,002	

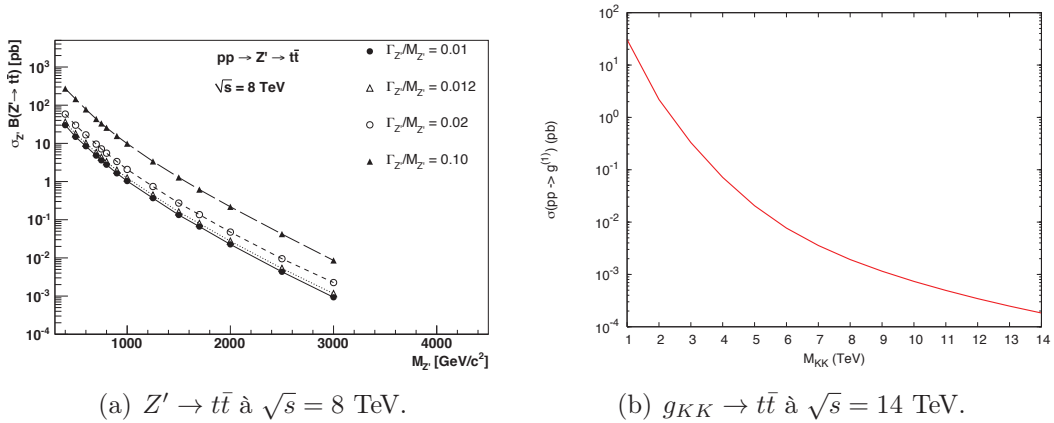


FIGURE 8.5: Sections efficaces $\sigma \times BR$ pour les processus : (a) $Z' \rightarrow t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 8$ TeV et (b) $g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV

Les mesures effectuées auprès du Tevatron permirent de contraindre notamment la masse du boson Z' , avec une limite à 95% de confiance à $m_{Z'} > 900$ GeV. Si aucune limite ne fut posée sur la masse du gluon de Kaluza-Klein, les mesures des expériences DØ et CDF permirent tout de même de contraindre les couplages des octets de couleurs avec le modèle standard.

Les expériences ATLAS et CMS ont, avec les données collectées à 7 TeV lors de l'année 2011, ouvert l'échelle du TeV. Avec des limites d'exclusion similaires, les analyses mises en place par les expériences du LHC permettent d'exclure des masses de l'ordre du TeV, comme montré sur le tableau 8.2.

Les trois chapitres suivants présentent l'analyse menée avec le détecteur ATLAS lors de la campagne de prise de données à 8 TeV, enregistrée au cours de

TABLE 8.2: Résumé des résultats du Tevatron et LHC concernant la recherche de production résonante dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$.

Canal	\mathcal{L} (fb ⁻¹)	$m_{Z'}$ (GeV)	$m_{g_{KK}}$ (GeV)
CDF, Tevatron			
Semi-leptonique [80]	4,8	$m_{Z'} > 900$	
Hadronique [81]	2,8	$m_{Z'} > 805$	
DØ, Tevatron			
Semi-leptonique [78]	5,3	$m_{Z'} > 835$	
ATLAS, LHC			
Semi-leptonique [86]	4,7	$m_{Z'} > 1700$	$m_{g_{KK}} > 1900$
Hadronique [85]	4,7	$m_{Z'} > 1300$	$m_{g_{KK}} > 1500$
Dileptonique [87]	1,04		$m_{g_{KK}} > 840$
CMS, LHC			
Semi-leptonique [88]	19,6	$m_{Z'} > 2100$	$m_{g_{KK}} > 2500$
Dileptonique [89]	5,0	$m_{Z'} > 1300$	

l'année 2012. Cette analyse est le pendant de l'analyse menée par l'expérience CMS, montrée en gras sur le tableau 8.2. L'analyse que nous développons dans la suite diffère en de nombreux aspects de l'analyse menée par l'expérience CMS et permettra notamment de confirmer les résultats présentés ici, avec une mesure indépendante.

« Écoutes, on t'connait pas, mais laisses nous t'dire que tu t'pré pares des nuits blanches... des migraines... des 'nervous breakdown', comme on dit de nos jours. »

Michel Audiard – Les tontons flingueurs

9

Recherche de résonance lourde dans le spectre de masse invariante top antitop

Sommaire

9.1	Stratégie de l'analyse	123
9.2	Données utilisées et simulation	125
9.2.1	Données utilisées	125
9.2.2	Simulation Monte Carlo	126
9.2.2.1	<i>Principaux bruits de fond</i>	<i>127</i>
9.2.2.2	<i>Simulation des Signaux</i>	<i>128</i>
9.3	Reconstruction des objets	130
9.3.1	Reconstruction des leptons	130
9.3.1.1	<i>La mini-isolation</i>	<i>130</i>
9.3.2	Reconstruction des jets	131
9.3.2.1	<i>Le trimming</i>	<i>131</i>
9.3.3	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	132
9.4	Sélection des paires de quarks top	133
9.4.1	Efficacités de sélection	135
9.5	Reconstruction de la masse invariante	136
9.5.1	Analyse résolue	136
9.5.2	Analyse boostée	138
9.5.3	Reconstruction du quadrivecteur du neutrino	139

9.5.4	Masse reconstruite	140
9.6	Incertitudes systématiques	141
9.6.1	Erreur sur la luminosité	141
9.6.2	Incertitudes sur les PDF	142
9.6.3	Incertitudes sur le bruit de fond top-antitop	143
9.6.4	Incertitudes sur le bruit de fond W +jets	143
9.6.5	Incertitudes sur les autres bruits de fond	144
9.6.6	Incertitudes sur la mesure des électrons et muons	144
9.6.7	Incertitudes sur la mesure des jets	145
9.6.8	Incertitudes sur la mesure de l'énergie transverse manquante	145
9.6.9	Bilan	145

Les trois derniers chapitres du présent manuscrit sont consacrés à la recherche de production résonante de nouvelles particules lourdes se désintégrant en une paire de quarks top. Nous présentons, dans ce chapitre, l'analyse menée auprès du détecteur ATLAS avec les 14 fb^{-1} de données collectées au cours de l'année 2012 à 8 TeV dans le centre de masse.

La mise en évidence d'une production résonante lourde se traduit expérimentalement par l'utilisation d'une observable unique : le spectre de masse invariante top-antitop. Prédite par plusieurs extensions du modèle standard, une telle production présente généralement une section efficace bien inférieure aux taux de création connus. Cette recherche se traduit donc par la mise en évidence d'une déviation dans le nombre d'évènements attendus dans la distribution de masse invariante du système formé par la paire de quarks top.

Si l'on envisage cependant la production résonante de particules avec une masse de l'ordre du TeV, les quarks top produits possèdent alors une impulsion transverse très grande devant leur masse, c'est à dire un facteur de boost important [90]. La cinématique de désintégration de ces quarks top *boostés* implique alors des émissions à faibles angles et donc une reconstruction expérimentale plus complexe, dans laquelle les objets de l'état final sont partiellement voire totalement confondus. Ce phénomène est d'une importance toute particulière pour le top se désintégrant de manière hadronique, puisque les trois jets de hadrons auxquels il donne naissance seront généralement reconstruits en un seul et même jet ¹.

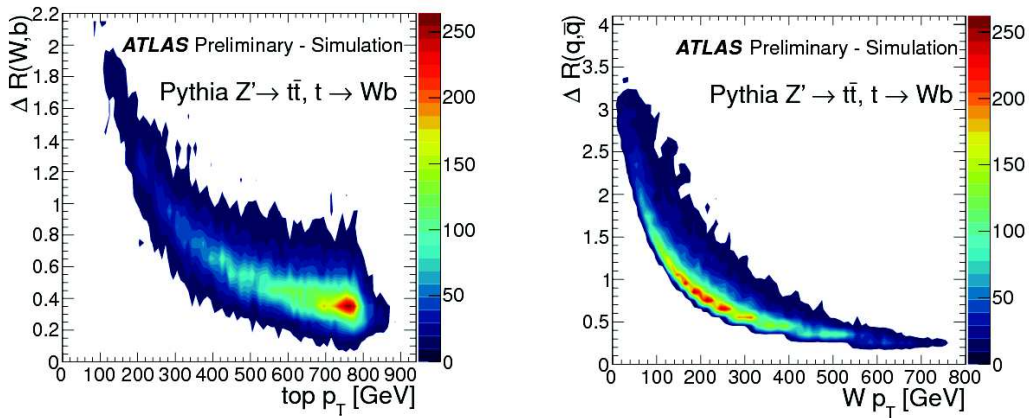
Nous présentons ainsi, dans ce chapitre, l'analyse optimisée mise en place pour la recherche de résonances avec des quarks top de très hautes impulsions trans-

1. Avec un algorithme d'anti- k_T , rappelons que les agrégats successifs se font à petits angles et hautes impulsions transverses. Les trois quarks issus de la désintégration du top, s'ils sont émis très proches les uns des autres, auront toutes les chances d'être reconstruits comme un seul jet.

verses. Cette analyse a la particularité de présenter un état final composé d'un lepton *non-isolé*, d'énergie transverse manquante et d'un jet de *large rayon R*.

9.1 Stratégie de l'analyse

Comme abordée en introduction de ce chapitre, la topologie de l'état final associé à l'analyse possède une dépendance vis-à-vis de la masse de la résonance recherchée. En effet, pour des nouvelles particules lourdes, dont la masse se situe au delà de l'échelle du TeV, les quarks top qu'elle émet en se désintégrant sont produits avec une impulsion transverse importante (avec notamment $p_T > m_t$). Dans ce cas de figure, les quarks top sont dits « *boostés* » et leurs produits de désintégration sont alors émis dans une même région angulaire du détecteur. Ce phénomène, purement cinématique, est illustré sur la figure 9.1, où sont montrées les distances dans le plan (η, ϕ) , entre les produits de désintégration issus du quark top en fonction de l'impulsion de ce dernier.



(a) Distance ΔR entre le boson W et le quark b de la désintégration $t \rightarrow Wb$ en fonction de l'impulsion transverse du quark top.

(b) Distance ΔR entre les deux quarks issus du processus $W \rightarrow q\bar{q}$ en fonction de l'impulsion transverse du boson W .

FIGURE 9.1: Distance ΔR , dans le plan (η, ϕ) , entre les différents produits de désintégration de la chaîne $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$. En (a) est montrée la distance entre le boson W et le quark b en fonction de l'impulsion transverse du quark top. En (b) est reporté l'angle entre les deux quarks issus du boson W .

Ainsi, pour des impulsions importantes (supérieures à 400 GeV sur la figure 9.1), les distances entre objets deviennent rapidement très inférieures aux paramètres de reconstruction standard des jets.

Pour le quark top se désintégrant de manière totalement hadronique ($t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$), cela se traduit par une fusion progressive, à mesure qu'augmente

l'impulsion du quark top, des jets issus des trois quarks de la chaîne de désintégration. Cette dernière configuration est appelée *monojet de quark top*. Elle correspond au cas où les trois quarks sont reconstruits au sein du même jet. Du côté du quark top leptonique, le même phénomène est observé et l'on reconstruit, pour de très hautes impulsions transverses, le signal d'un lepton sortant d'un jet. La figure 9.2 illustre les différentes topologies rencontrées en fonction de la masse invariante reconstruite. Nous appelons dans la suite régime *résolu*, la topologie obtenue pour de faibles impulsions transverses (typiquement $p_T < 500$ GeV) et régime *boosté* le domaine des très hautes impulsions (approximativement $p_T > 1$ TeV). Entre ces deux domaines, se situe un régime de *transition*, où les objets de l'état final sont partiellement fusionnés,

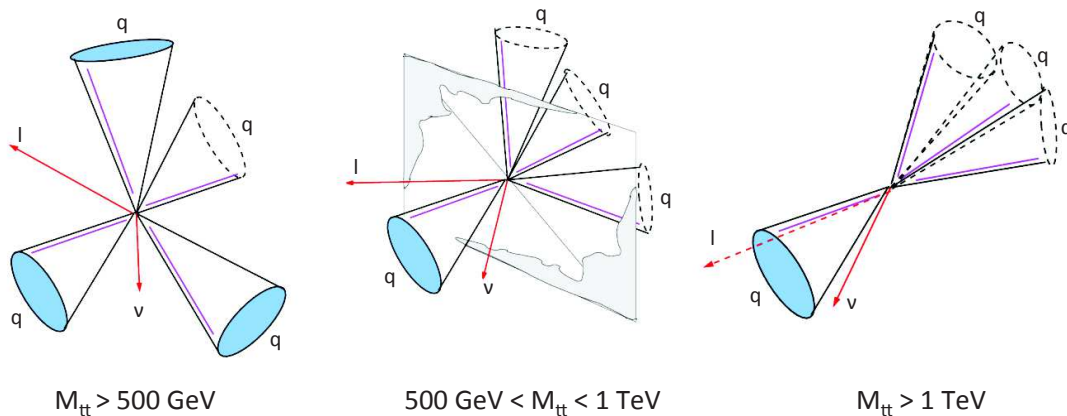


FIGURE 9.2: Les différentes topologies de l'état final top-antitop pour différentes masses invariantes du système. De gauche à droite, le régime résolu, le régime de transition et enfin le régime boosté.

De manière à couvrir au mieux l'intégralité du spectre de masse invariante, l'analyse que nous mettons en place est scindée selon deux régimes distincts :

L'analyse « résolue » spécialement adaptée à la recherche de paires de quarks top à de faibles impulsions transverses. Elle se caractérise par une recherche de quatre jets, d'un lepton et d'énergie transverse manquante dans l'état final.

L'analyse « boostée » dont l'emploi permet une reconstruction efficace dans les cas où tous les objets de l'état final sont très proches les uns des autres. Plus spécifiquement, elle s'intéresse aux états finals présentant un lepton, un jet, de l'énergie transverse manquante et un jet de large rayon.

Les deux analyses sont toutes deux appliquées sur l'ensemble du spectre de masse invariante. Ainsi, si un évènement ne passe pas les critères de sélection définis pour l'analyse boostée, il est passé en entrée de l'analyse résolue. Nous

maximisons de cette manière l'efficacité de reconstruction, notamment dans le régime de transition, où l'établissement d'une sélection est plus délicate car nous ne savons pas dans quelle configuration s'opère la fusion partielle des objets. Dans ce contexte, l'utilisation conjointe des deux analyses permet de couvrir l'ensemble de ces configurations.

Pour finir, notons que dans le cadre de l'analyse boostée, la fusion des objets de l'état final adresse deux problèmes majeurs :

- Du côté du quark top se désintégrant de manière leptonique, la fusion des objets implique que le lepton est émis très proche du jet initié par le quark b . Les hautes impulsions mises en jeu permettent l'identification du lepton mais nous sommes contraints d'abandonner les critères d'isolations standards et nous introduisons dans la suite, un critère d'isolation adapté aux analyses dans le régime boosté, la « mini-isolation », correspondant à un critère qui dépend de l'impulsion transverse des leptons reconstruits.
- Pour le quark top décroissant de manière hadronique, nous reconstruisons un monojet de quark top, correspondant à la fusion des trois jets issus de la chaîne de désintégration $t \rightarrow W b \rightarrow q \bar{q} b$. Ce jet unique doit posséder un rayon important si nous voulons être sûrs de collecter toute l'information provenant de la décroissance du quark top et ainsi ne pas introduire de biais de reconstruction. Nous reconstruisons donc ce monojet de top comme un jet unique, construit par un algorithme d'anti- k_T de rayon $R = 1,0$. Avec en moyenne vingt interactions par croisement des faisceaux, l'utilisation de jet de large rayon est soumise à une forte contamination liée au bruit d'empilement. Cela nécessite la mise en place de méthodes de nettoyage, comme le trimming [91] présenté dans ce chapitre.

9.2 Données utilisées et simulation

9.2.1 Données utilisées

Les données utilisées correspondent aux collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8$ TeV collectées par le détecteur ATLAS dans le courant de l'année 2012. Pour l'analyse, seules sont considérées les données collectées sous des conditions de fonctionnement nominales de tous les sous-détecteurs et aimants d'ATLAS et des faisceaux du LHC. Le déclenchement de la prise de données se base sur la détection d'un électron ou muon de haute impulsion dans l'état final. De manière à recouvrir l'ensemble du spectre de masse invariante, deux seuils d'impulsion transverse pour ces leptons sont employés. Dans un premier cas, nous utilisons une coupure à 24 GeV, avec un critère d'isolation, ce qui permet une bonne sélection d'évènements pour les faibles masses invariantes. Pour de plus hautes masses, des

coupires à 36 et 60 GeV sont respectivement employées pour les muons ou électrons. Le critère d'isolation du lepton est alors relâché pour permettre la sélection des événements dans le régime boosté. Nous obtenons, avec le dispositif de prise de données mis en place, une luminosité intégrée correspondant à $14,3 \pm 0,5 \text{ fb}^{-1}$ et $14,2 \pm 0,5 \text{ fb}^{-1}$ [92, 93] pour les états finals présentant des électrons ou muons respectivement.

Notons, pour finir, qu'avec des collisions toutes les 50 ns, les prises de données 2012 ont donné lieu à des conditions d'empilement inédites jusqu'alors. Ainsi, la figure 9.3 montre la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux lors de la campagne de prise de données nous concernant. De cette figure, nous tirons un nombre moyen de 20 interactions pour chaque croisement des faisceaux au centre du détecteur ATLAS.

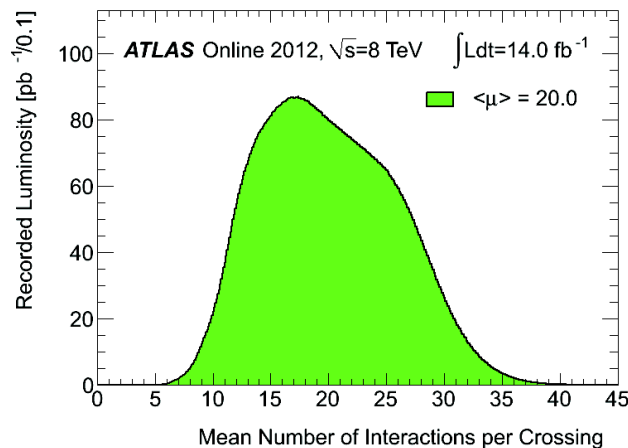


FIGURE 9.3: Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux pour les données 2012 au LHC.

9.2.2 Simulation Monte Carlo

Pour cette étude, les signaux et les principaux bruits de fond sont estimés par l'utilisation d'une simulation Monte Carlo. Après génération, les événements simulés subissent la simulation détaillée officielle du détecteur ATLAS, basée sur le logiciel GEANT4 [58] puis sont analysés de la même manière que les données. L'effet introduit par les interactions multiples est intégré et chaque événement pondéré de manière à reproduire le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux.

9.2.2.1 Principaux bruits de fond

Il est d'un enjeu crucial d'obtenir une estimation précise des principaux bruits de fond contaminant notre recherche. Outre le continuum irréductible de production $t\bar{t}$ prédite par le modèle standard, un certain nombre de processus peuvent simuler l'état final que nous recherchons. Les principaux bruits de fond sont estimés par simulation Monte Carlo et sont listés ici :

- La production de paires de quarks top au sein du modèle standard est générée à l'aide du générateur MC@NLO [94]. Ce bruit de fond devant être estimé le plus précisément possible, cette génération est associée aux logiciels HERWIG [95] et JIMMY [96], permettant respectivement la modélisation des processus de formation des gerbes partoniques et d'hadronisation, puis la simulation des diffusions partoniques multiples. Le jeu de distribution de partons CT10 [97] est employé, avec une masse du quark top de 172,5 GeV. Seuls les évènements présentant un schéma de décroissance semi-leptonique sont considérés (incluant la production de fermions tau), pour une section efficace de 80,2 pb [98] correspondant à une estimation à l'ordre NNLO.
- Le bruit de fond correspondant à la mauvaise reconstruction d'évènements de production de quarks top célibataires est simulé, comme décrit précédemment, par l'emploi combiné des simulations MC@NLO/HERWIG/JIMMY pour la production en voie s et pour la production associée Wt . La production en voie t est quant à elle modélisée par l'emploi du générateur ACERMC [99] puis de PYTHIA [60] pour le développement des gerbes partoniques et d'hadronisation. Les sections efficaces inclusives impliquées sont estimées sur la base de calculs NNLO à respectivement 28,4 pb [100], 22,4 pb [101] et 1,8 pb [102] pour les voies t , Wt et s .
- La production de bosons W et Z se désintégrant de manière leptonique, accompagnée de jets dans l'état final, est simulée par le générateur ALPGEN [103]. Cette simulation, inclut jusqu'à cinq partons dans l'état final, se base sur le jeu de PDF CTEQ6L1 [104] et utilise PYTHIA pour la modélisation des gerbes de partons et l'hadronisation. En complément, des simulations dédiées sont générées pour les processus de production d'un boson et de quarks lourds ($Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$ et Wc). La proportion de ces derniers processus ainsi que la normalisation globale du bruit de fond W +jets sont corrigées par l'observation dans les données de l'asymétrie de charge prédite lors de la production de W dans l'état final [105]. Les sections efficaces [106] des différents processus mis en jeu sont présentées sur les tableaux 9.1 et 9.2.
- Les états finals dibosons sont simulés par les générateurs HERWIG et JIMMY, en utilisant le jeu de PDF CTEQ6L1. Un filtre est appliqué de manière à spécifier la détection d'un lepton d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV, compris dans une gamme de pseudo-rapidité $|\eta| < 2,8$. Ces évènements cor-

respondent à une section efficace avant le filtre, calculée à l'ordre NLO égale à 20,9 pb pour la production d'évènements WW , 7,0 pb pour les évènements WZ et enfin 1,5 pb pour les états finals ZZ [107].

- Le bruit de fond multijets, constitué d'évènements ne contenant que des jets dans l'état final, avec un jet reconstruit à tort comme un électron est entièrement caractérisé à partir des données collectées. La forme et la normalisation de la distribution d'évènements de ce type sont dérivées en utilisant les données de collisions récoltées, avec la méthode dite « de la matrice » [108, 64].

TABLE 9.1: Sections efficaces théoriques de production W +jets à l'arbre, corrigées par un K -facteur égal à 1,133 et prenant en compte les corrections à l'ordre NNLO sur la section efficace totale du Z .

Échantillon	Section efficace (pb)	Échantillon	Section efficace (pb)
$W \rightarrow e\nu + 0p$	9219,22	$W + bb + 0p$	59,21
$W \rightarrow e\nu + 1p$	2030,34	$W + bb + 1p$	51,60
$W \rightarrow e\nu + 2p$	613,63	$W + bb + 2p$	26,82
$W \rightarrow e\nu + 3p$	166,21	$W + bb + 3p$	14,20
$W \rightarrow e\nu + 4p$	42,26	$W + cc + 0p$	162,13
$W \rightarrow e\nu + 5p$	12,88	$W + cc + 1p$	162,81
$W \rightarrow \mu\nu + 0p$	9214,69	$W + cc + 2p$	91,50
$W \rightarrow \mu\nu + 1p$	2031,47	$W + cc + 3p$	40,74
$W \rightarrow \mu\nu + 2p$	613,29	$W + c + 0p$	859,83
$W \rightarrow \mu\nu + 3p$	165,98	$W + c + 1p$	310,67
$W \rightarrow \mu\nu + 4p$	42,29	$W + c + 2p$	81,16
$W \rightarrow \mu\nu + 5p$	12,93	$W + c + 3p$	18,60
$W \rightarrow \tau\nu + 0p$	9218,09	$W + c + 4p$	5,38
$W \rightarrow \tau\nu + 1p$	2032,60		
$W \rightarrow \tau\nu + 2p$	613,18		
$W \rightarrow \tau\nu + 3p$	165,98		
$W \rightarrow \tau\nu + 4p$	42,22		
$W \rightarrow \tau\nu + 5p$	13,07		

9.2.2.2 Simulation des Signaux

La production résonante de bosons Z' est simulée en utilisant le processus implémenté dans le générateur PYTHIA, avec le jeu de PDF MSTW2008 à l'arbre. Plusieurs échantillons sont générés, avec des masses différentes. Chaque échantillon correspond à une résonance de largeur d'environ 3 %, négligeable au vu de

TABLE 9.2: Sections efficaces théoriques de production Z +jets à l'arbre, corrigées par un K -facteur égal à 1,133 et prenant en compte les correction à l'ordre NNLO.

Échantillon	Section efficace (pb)	Échantillon	Section efficace (pb)
$Z \rightarrow ee + 0p$	848,30	$Zbb \rightarrow bb + ee + 0p$	9,49
$Z \rightarrow ee + 1p$	207,21	$Zbb \rightarrow bb + ee + 1p$	3,82
$Z \rightarrow ee + 2p$	69,44	$Zbb \rightarrow bb + ee + 2p$	1,34
$Z \rightarrow ee + 3p$	18,36	$Zbb \rightarrow bb + ee + 3p$	0,58
$Z \rightarrow ee + 4p$	4,64	$Zbb \rightarrow bb + \mu\mu + 0p$	9,49
$Z \rightarrow ee + 5p$	1,42	$Zbb \rightarrow bb + \mu\mu + 1p$	3,79
$Z \rightarrow \mu\mu + 0p$	848,32	$Zbb \rightarrow bb + \mu\mu + 2p$	1,35
$Z \rightarrow \mu\mu + 1p$	207,44	$Zbb \rightarrow bb + \mu\mu + 3p$	0,60
$Z \rightarrow \mu\mu + 2p$	69,40	$Zbb \rightarrow bb + \tau\tau + 0p$	9,48
$Z \rightarrow \mu\mu + 3p$	18,40	$Zbb \rightarrow bb + \tau\tau + 1p$	3,81
$Z \rightarrow \mu\mu + 4p$	4,61	$Zbb \rightarrow bb + \tau\tau + 2p$	1,35
$Z \rightarrow \mu\mu + 5p$	1,40	$Zbb \rightarrow bb + \tau\tau + 3p$	0,58
$Z \rightarrow \tau\tau + 0p$	848,30	$Zcc \rightarrow cc + ee + 0p$	17,83
$Z \rightarrow \tau\tau + 1p$	207,44	$Zcc \rightarrow cc + ee + 1p$	8,51
$Z \rightarrow \tau\tau + 2p$	69,18	$Zcc \rightarrow cc + ee + 2p$	3,58
$Z \rightarrow \tau\tau + 3p$	18,30	$Zcc \rightarrow cc + ee + 3p$	1,39
$Z \rightarrow \tau\tau + 4p$	4,66	$Zcc \rightarrow cc + \mu\mu + 0p$	17,84
$Z \rightarrow \tau\tau + 5p$	1,39	$Zcc \rightarrow cc + \mu\mu + 1p$	8,49
		$Zcc \rightarrow cc + \mu\mu + 2p$	3,58
		$Zcc \rightarrow cc + \mu\mu + 3p$	1,39
		$Zcc \rightarrow cc + \tau\tau + 0p$	17,84
		$Zcc \rightarrow cc + \tau\tau + 1p$	8,50
		$Zcc \rightarrow cc + \tau\tau + 2p$	3,59
		$Zcc \rightarrow cc + \tau\tau + 3p$	1,38

la résolution des détecteurs. Comme abordé précédemment, un facteur correctif égal à 1,3 est appliqué de manière à prendre en compte les effets à l'ordre NLO.

Le signal d'un gluon de Kaluza-Klein est généré à l'aide du générateur MADGRAPH [109] puis hadronisé avec PYTHIA. Comme décrits au chapitre 8, la largeur de la résonance est fixée à 15,3 % et le rapport d'embranchement à 92,5 %.

Rappelons que les sections efficaces utilisées pour chaque échantillon de signal sont reportées sur le tableau 8.1.

9.3 Reconstruction des objets

9.3.1 Reconstruction des leptons

Avec un signal perçu comme un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, déposé en association à une trace dans le détecteur interne, les électrons sont principalement identifiés sur la base de critères de forme du dépôt dans le calorimètre [110]. Les détails concernant l'étalonnage et les performances de reconstruction des électrons sont détaillés dans la référence [111]. Pour l'analyse, nous ne considérons que les électrons dans la gamme de pseudo-rapacité $|\eta| < 2,47$, excluant ainsi les électrons reconstruits dans les zones avant des calorimètres. Nous excluons de la même manière les régions de transition entre le tonneau et les bouchons ($1,37 < |\eta| < 1,52$) de manière à assurer une bonne reconstruction de l'énergie. De manière à se situer dans la zone d'efficacité maximale du système de déclenchement, nous réclamons que l'énergie transverse des électrons soit supérieure à 25 GeV. Ces derniers doivent, pour finir, passer le critère de mini-isolation décrit ci-dessous.

Les muons sont identifiés par l'association des traces détectées dans le spectromètre à muon et le trajectographe. Leur énergie est reconstruite grâce à la déviation de ces traces dans le champ magnétique et est corrigée pour l'énergie perdue dans les calorimètres. Comme pour les électrons, on s'assure du fonctionnement nominal du système de déclenchement en réclamant que leur impulsion transverse soit supérieure à 25 GeV. De plus, de manière à s'assurer d'une reconstruction performante, les muons avec $|\eta| > 2,5$ ne sont pas sélectionnés. Comme pour les électrons, les muons doivent être reconstruits avec une origine proche du vertex primaire ($z < 2$ mm) et satisfaire au critère de mini-isolation. L'étalonnage de l'énergie des muons ainsi que les performances de reconstruction obtenues avec les méthodes mises en place sont décrites dans la référence [112].

De manière à éviter le recouvrement des signaux des leptons et des jets, une procédure de suppression est appliquée. Sont ainsi retirés de la sélection les muons ayant une distance $\Delta R < 0,1$ à un jet de rayon $R = 0,4$ car ils sont très probablement issus du processus d'hadronisation dans le développement du jet. De plus, les électrons ayant $\Delta R < 0,4$ par rapport à un jet sont aussi retirés de la sélection, en raison de la difficulté que pose la reconstruction des électrons dans un jet.

9.3.1.1 La mini-isolation

Avec la mini-isolation, nous appliquons un cône d'isolation autour du lepton, dont le rayon dans le plan (η, ϕ) décroît avec l'énergie transverse mise en jeu. Nous calculons en pratique la somme MI_{10} des impulsions transverses des traces non-associées au lepton dans le cône de rayon $10 \text{ GeV}/E_T$. Si cette

somme emporte plus de 5 % de l'énergie transverse du lepton, c'est à dire si $MI_{10}/E_T > 0,05$, le lepton est retiré de la sélection.

9.3.2 Reconstruction des jets

Dans cette analyse, nous reconstruisons deux ensembles de jets distincts : les jets de faible et de large rayons. Ainsi, tous les jets sont reconstruits par association d'amas topologiques avec un algorithme d'anti- k_T de rayon $R = 0,4$ pour le premier ensemble et $R = 1,0$ pour le second. Dans les deux cas, les amas d'entrée sont corrigés par la méthode d'étalonnage hadronique local et les jets étalonnés par la méthode de facteur de correctif décrite au chapitre 6.

Nous ne sélectionnons que les jets ayant une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et une position comprise dans la gamme $|\eta| < 2,5$. Un critère supplémentaire est appliqué pour les jets de faibles rayons, correspondant au ratio de la somme des impulsions transverses des traces issues d'un vertex donné par celle des traces issues de tous les vertex d'interaction. Cette fraction, notée JVF (pour *Jet Vertex Fraction*) ne doit être supérieure à 0,5.

Enfin, de manière à réduire l'impact du bruit d'empilement sur la reconstruction des jets de large rayon, nous leur faisons subir une étape de « nettoyage » : le trimming [91].

9.3.2.1 Le trimming

Le nettoyage des jets par la méthode de trimming prend racine dans le fait que la contamination due au bruit d'empilement dans un jet est très généralement issue de processus bien moins énergétiques que les processus de formation de la gerbe hadronique.

Ainsi, l'action de l'algorithme est présentée schématiquement sur la figure 9.4 et peut se résumer comme suit :

- Les constituants du jet de départ sont à nouveau associés par un algorithme de k_T , de paramètre $R_{\text{sub.}} \ll R$. Nous obtenons en sortie n « sous-jets ».
- Chaque sous-jet est examiné. S'il emporte moins qu'une fraction f_{cut} de l'impulsion transverse du jet initial, il est alors retiré du jet.

L'algorithme dépend donc de deux paramètres : le rayon des sous-jets $R_{\text{sub.}}$ et la fraction d'impulsion f_{cut} . Ces deux paramètres sont estimés par simulation Monte Carlo à 0,3 et 5%, de manière à réduire au maximum l'impact du bruit d'empilement sans dégrader la reconstruction du jet initial.

Les performances de cet algorithme sont illustrées sur la figure 9.5, où sont montrées les masses des jets de plus hauts p_T dans des événements simulés $Z' \rightarrow t\bar{t}$, pour une masse du boson Z' de 1,6 TeV. Nous voyons, sur la figure de gauche, la dépendance de la masse reconstruite du jet en fonction du nombre de vertex

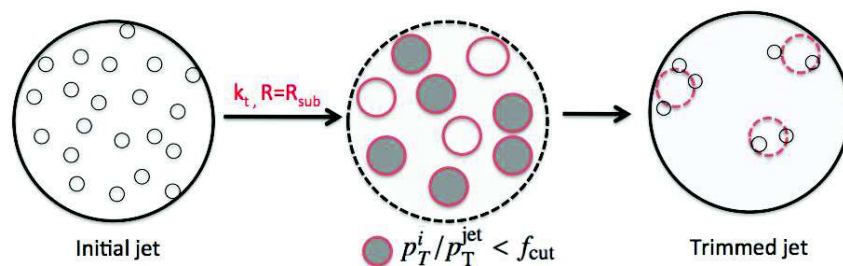
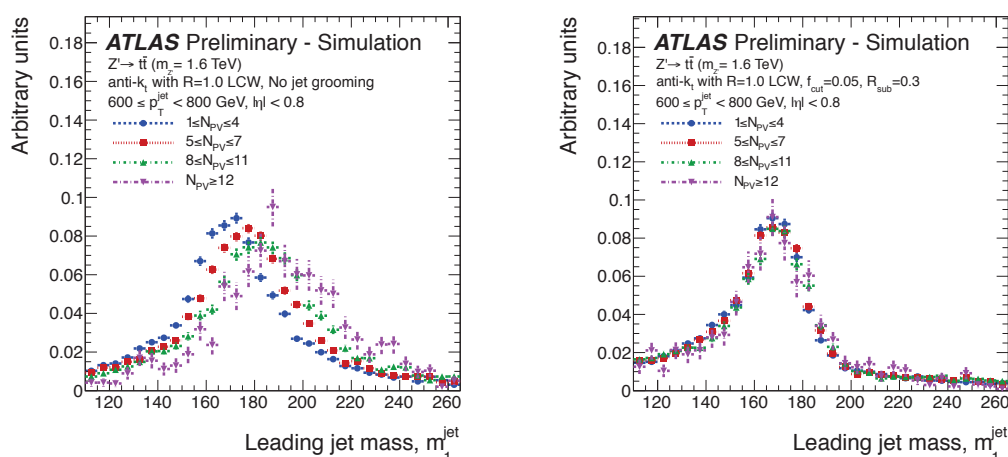


FIGURE 9.4: Schéma du fonctionnement de l’algorithme de trimming.

primaires de l’événement. Après trimming, les résultats sont bien meilleurs, avec un accord très bon pour toutes les courbes montrées sur la figure de droite.



(a) Masse du jet non-trimé de plus haut p_T . (b) Masse du jet trimmé de plus haut p_T .

FIGURE 9.5: Masse du jet ($R = 1, 0$ de plus haut p_T dans des événements de simulation du signal d’un Z' à 1,6 TeV. Les différentes courbes correspondent à différents nombres de vertex primaires reconstruits. Les figures sont tirées de la référence [113].

9.3.3 Reconstruction de l’énergie transverse manquante

L’énergie transverse manquante est calculée comme l’opposée de la somme vectorielle des énergies transverse de chaque cellule des calorimètres associées à des amas topologiques [114]. Notons que les cellules sont préalablement associées à leurs objets physiques (jet, électrons et muons) et sont étalonnées selon l’objet dont elles font partie. Enfin, les cellules associées aux objets de faibles p_T ne sont pas prises en compte dans la somme vectorielle.

9.4 Sélection des paires de quarks top

Nous appliquons sur les événements de collision un certain nombre de critères que ceux-ci doivent remplir de manière à être intégrés à l'analyse. Cette sélection d'événements vise deux buts principaux : obtenir un lot d'événements correspondant à des conditions de prises de données optimales, sélectionnant ainsi un lot à analyser de bonne qualité et, d'autre part, minimiser au maximum la contamination liée aux événements de bruit de fond de l'analyse.

Un ensemble de contraintes est ainsi imposé aux événements de collision de manière à être considéré dans l'analyse finale. Certains critères sont communs aux analyses résolues et boostées :

1. Les événements doivent tout d'abord être issus de collisions pratiquées dans des conditions normales de fonctionnement pour tous les sous-détecteurs d'ATLAS mais aussi correspondre à des conditions nominales de fonctionnement pour l'accélérateur [115].
2. Seules les collisions passant les critères du système de déclenchement établi à la section 9.2.1 sont utilisées.
3. Au moins un vertex primaire, correspondant à un processus d'interaction dur, doit être détecté. Ce vertex doit de plus avoir donné lieu à au moins cinq traces dans le détecteur interne. Nous rejetons ainsi tous les événements n'ayant pas produit d'interaction dure, ainsi que les événements liés aux rayons cosmiques.
4. Nous réclamons la présence d'un et un seul lepton dans l'état final. Nous réduisons ainsi fortement le bruit de fond multijets, ne présentant pas de lepton dans l'état final². De plus, en ne considérant que les événements à un unique lepton, nous réduisons les contaminations dibosons et les processus $t\bar{t}$ dans l'état final dileptonique.
5. Avec un neutrino de haute impulsion transverse, les événements sont supposés comporter un certain montant d'énergie transverse manquante. Nous posons ainsi un seuil sur le montant d'énergie transverse manquante détectée et construisons de plus la *masse transverse*, définie comme $M_T = \sqrt{2p_T \cancel{E}_T(1 - \cos \Delta\phi)}$, où p_T se réfère à l'impulsion transverse du lepton et $\Delta\phi$ est l'angle azimutal entre le lepton et l'énergie transverse manquante. Dans le canal électronique, nous réclamons $\cancel{E}_T > 30$ GeV et $M_T > 30$ GeV. Pour l'état final muonique, nous imposons $\cancel{E}_T > 20$ GeV et la coupure tri-

2. La contamination résultante est donc liée à une mauvaise reconstruction d'un jet comme électron ou muon.

angulaire $\cancel{E}_T + M_T > 60$ GeV. Ces coupures s'avèrent très performantes pour la suppression du bruit de fond multijets.

6. Enfin et grâce au vertex déplacé auquel il donne lieu, il est possible d'identifier la présence d'un jet spécifiquement issu d'un quark b . Plus spécifiquement, l'algorithme employé dans cette analyse, est basé sur l'emploi d'un réseau de neurones, combinant les informations issues de plusieurs algorithmes d'étiquetage des jets de quarks b . Ces algorithmes reposent principalement sur une reconstruction efficace des traces laissées dans le trajectographe et sur l'identification précise des vertex d'interaction [116]. Pour cette analyse, nous réclamons qu'au moins un jet de faible rayon soit identifié dans l'évènement comme provenant d'un quark b .

Les sélections mises en place pour les analyses résolues et boostées diffèrent sur les contraintes appliquées sur les jets dans les évènements. Ainsi nous appliquons les critères de sélection suivants :

Analyse résolue De manière à garder une efficacité significative dans le régime de transition, l'analyse résolue doit pouvoir permettre la fusion partielle des objets dans l'état final. Ainsi, pour être sélectionnés, les évènements doivent comporter soit au moins 4 jets de rayons $R = 0,4$, soit au moins 3 jets de faible rayon si l'un des jets possède une impulsion transverse supérieure à 60 GeV.

Analyse boostée Les évènements doivent comporter au moins un jet de rayon $R = 0,4$ et au moins un jet de rayon $R = 1,0$. De manière à satisfaire les contraintes cinématiques du régime boosté, nous imposons des critères très stricts au jet de large rayon. La masse de ce jet doit ainsi correspondre à la masse du top $m > 100$ GeV, avoir une impulsion transverse importante $p_T > 300$ GeV et se présenter dos-à-dos par rapport au jet leptonique, avec la coupure $\Delta R(\text{jet lept.}, \text{jet had.}) > 1,5$ et $\Delta\phi(\text{lepton}, \text{jet had.}) > 2,3$. Pour sélectionner au mieux le monojet de top, nous explorons de plus la sous-structure du jet de large rayon et l'on applique une coupure sur la dernière échelle de fragmentation du jet $\sqrt{d_{12}} > 40$ GeV. Ces critères de sélection permettent une très forte réduction de tous les principaux bruits de fond de l'analyse. En effet, les critères cinématiques permettent, la très forte suppression de tous les bruits de fond, qui sont beaucoup moins fréquents à hautes énergies. D'autre part, la sélection du jet de large rayon par une masse proche de la masse du top et l'exploration de la sous-structure du jet, à la recherche de la chaîne de désintégration $t \rightarrow Wb$, permet une suppression drastique des évènements ne contenant pas de paires de quarks top dans l'état final.

Rappelons pour finir, que les événements sont considérés par l'analyse résolue uniquement s'ils échouent à remplir les critères de sélection de l'analyse boostée.

9.4.1 Efficacités de sélection

Les efficacités de sélection pour différentes masses de Z' sont montrées sur la figure 9.6. Cette figure permet notamment d'apprécier les performances respectives des analyses résolues et boostées³ pour différents points de fonctionnement sur la masse du signal recherché. Comme attendue, l'analyse résolue domine la région des basses masses, où la sélection boostée ne peut prétendre reconstruire correctement les signaux recherchés. Cette dernière analyse atteint son pic d'efficacité pour des masses supérieures au TeV et nous constatons que la combinaison des deux analyses est pertinente, puisque l'analyse résolue garde dans le régime des hautes masses invariantes, une contribution non-négligeable à l'efficacité de sélection totale.

Nous observons de plus des comportements très différents entre les canaux électrons et muons puisque l'efficacité de sélection des électrons est très fortement réduite après 1 TeV environ. Ce fait est dû à la difficulté de reconstruire les électrons à de très hautes masses invariantes puisque l'électron sera complètement immergé dans le jet.

Le tableau 9.3 montre les nombres d'événements attendus et le nombre passant la sélection pour les principaux bruits de fond de l'analyse. De manière générale, la sélection s'avère performante pour la réduction des bruits de fond ne comprenant pas de quark top dans l'état final. Notons tout particulièrement que les contraintes cinématiques très fortes dans le régime boosté permettent l'établissement d'une sélection très pure, avec une réduction drastique de tous les bruits de fond. Le bruit de fond W +jets, bien que considérablement réduit, garde une contribution importante et joue dans cette analyse le rôle de contaminant principal à la recherche mise en place dans la suite.

L'analyse consistant en la recherche d'une déviation dans le spectre de masse invariante, nous estimons (grossièrement) la sensibilité de l'analyse avec la donnée du rapport de significativité $S/\sqrt{B} \approx 3$, calculée ici au meilleur point de fonctionnement de l'analyse ($m_{t\bar{t}} = 1,5$ TeV), sans prendre en compte les erreurs systématiques détaillées à la section 9.6.

Finalement, nous constatons que le bruit de fond majeur pour l'analyse, du moins dans le régime boosté, est le bruit de fond W +jets, dont la contamination reste élevée. Étant de plus une source importante d'erreurs systématiques, ce bruit joue un rôle majeur dans la performance obtenue au final. Le chapitre suivant présente les tentatives mises en place, basées sur une étude approfondie de la

3. Les deux analyses sont appliquées de manière indépendante sur la figure

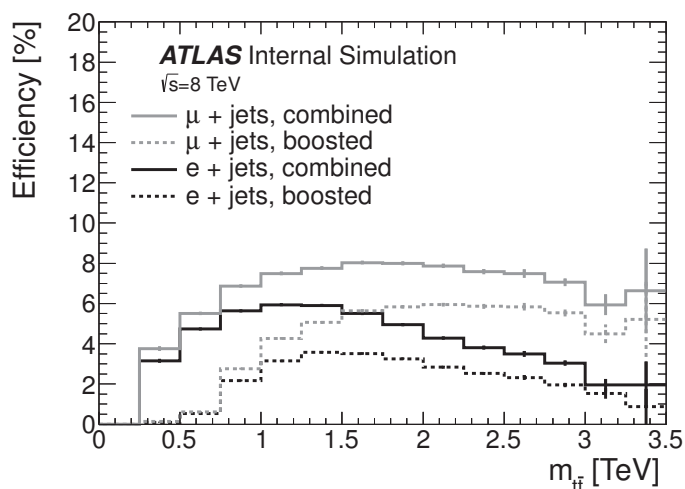


FIGURE 9.6: Efficacités de sélection en fonction de la masse invariante reconstruite pour le signal d'un Z' de différentes masses. L'état final en muons est présenté par les distributions grisées tandis que l'état final en électrons est représenté par les lignes noires. Les lignes pointillées montrent les efficacités obtenues pour la sélection boostée et les lignes pleines représentent l'efficacité des analyses résolues et boostées combinées.

sous-structure que présente le monojet de quark top, pour améliorer la sélection actuelle.

9.5 Reconstruction de la masse invariante

Une fois les événements d'intérêt sélectionnés, il reste à reconstruire le plus fidèlement possible les masses des deux quarks top parmi le bruit de fond au sein du détecteur. Composées d'objets différents dans l'état final, les analyses résolues et boostées diffèrent lors de cette étape.

9.5.1 Analyse résolue

La reconstruction des quadri-vecteurs des quarks top à partir des objets reconstruits dans l'état final implique l'identification précise des jets issus de la chaîne de désintégration des quarks top parmi l'ensemble des processus annexes polluant notre recherche. Nous identifions et associons ces jets aux désintégrations des quarks top en construisant un test de moindres carrés. Dans le cas où

TABLE 9.3: Nombres attendus N d'évènements de bruit de fond et nombres d'évènements passant la sélection dans les données. Les erreurs comprennent les incertitudes statistiques et systématiques. Les chiffres entre parenthèses montrent l'efficacité de la sélection pour le bruit de fond correspondant.

Analyse résolue				
Type	N	e+jets	μ +jets	somme
$t\bar{t}$	4.10^6	93371 ± 14872	117664 ± 18811	211035 ± 33462 (5.10^{-2})
tops célibataires	2.10^6	6762 ± 836	8405 ± 1123	15167 ± 1927 (7.10^{-3})
W+jets	1.10^9	15624 ± 4159	23024 ± 5846	38648 ± 9925 (4.10^{-5})
Z+jets	1.10^8	1787 ± 421	1787 ± 382	3574 ± 79 (4.10^{-5})
Dibosons	3.10^4	226 ± 45	319 ± 59	545 ± 103 (2.10^{-2})
Multijets	–	3678 ± 1839	10443 ± 5221	14121 ± 7060 (≈ 0)
Total	–	121447 ± 17230	161641 ± 2260	283088 ± 29490
Données	–	119490	160878	280251
Analyse boostée				
Type	N	e+jets	μ +jets	somme
$t\bar{t}$	4.10^6	2100 ± 500	2800 ± 600	4900 ± 1100 (1.10^{-2})
tops célibataires	2.10^6	71 ± 15	105 ± 22	176 ± 34 (1.10^{-4})
W+jets	1.10^9	170 ± 60	310 ± 90	480 ± 140 (4.10^{-7})
Z+jets	1.10^8	18 ± 11	33 ± 8	52 ± 15 (5.10^{-7})
Dibosons	3.10^4	$2,0 \pm 0,8$	$1,5 \pm 1,4$	$3,5 \pm 1,8$ (7.10^{-5})
Multijets	–	39 ± 19	32 ± 16	71 ± 35 (≈ 0)
Total	–	2400 ± 500	3300 ± 700	5600 ± 1200
Données	–	2177	2945	5122

au moins 4 jets de faibles impulsions sont sélectionnés, ce dernier s'écrit :

$$\chi^2 = \left[\frac{m_{jj} - m_W}{\sigma_W} \right]^2 + \left[\frac{m_{jjb} - m_{jj} - m_{\text{top had.}-W}}{\sigma_{\text{top had.}-W}} \right]^2 + \left[\frac{m_{jlv} - m_{\text{top lep.}}}{\sigma_{\text{top lep.}}} \right]^2 + \left[\frac{(p_{T,jjb} - p_{T,jlv}) - \Delta p_T(\text{top had.}, \text{top lep.})}{\sigma_{\text{diff.}p_T}} \right]^2, \quad (9.1)$$

où le premier terme traite de la reconstruction du boson W décroissant hadroniquement, les deuxième et troisième termes traduisent la reconstruction des quarks top hadroniques⁴ et leptoniques. Le dernier terme contraint l'impulsion transverse des deux quarks top à être du même ordre, comme attendu pour le schéma de décroissance d'une résonance.

4. La contribution du boson W au quark top hadronique est retirée, de manière à découpler ce terme du premier.

Chaque paramètre dans cette expression est estimé par une étude de performances pour le signal d'un boson Z' entre 500 GeV et 2 TeV. Les valeurs obtenues sont reportées sur le tableau 9.4.

Lorsqu'un des jets possède une impulsion transverse supérieure à 60 GeV, la reconstruction ne se base que sur trois jets et nous utilisons alors l'expression modifiée :

$$\chi^2 = \left[\frac{m_{jj} - m_{jj}^{\text{top had.}}}{\sigma_{jj}^{\text{top had.}}} \right]^2 + \left[\frac{m_{j\nu} - m_{\text{top lep.}}}{\sigma_{\text{top lep.}}} \right]^2 + \left[\frac{(p_{T,jjb} - p_{T,j\nu}) - \Delta p_T(\text{top had.}, \text{top lep.})}{\sigma_{\text{diff.}p_T}} \right]^2, \quad (9.2)$$

où le premier terme est modifié, de manière à permettre la reconstruction lorsqu'une fusion partielle des quarks du côté hadronique se produit. Les valeurs des paramètres $m_{jj}^{\text{top had.}}$ et $\sigma_{jj}^{\text{top had.}}$ sont aussi reportées sur le tableau 9.4.

TABLE 9.4: Paramètres ajustés pour la reconstruction de la paire de quarks top.

Paramètre	Valeur
m_W	83,3 GeV
$m_{\text{top had.}-W}$	91,1 GeV
$m_{\text{top lep.}}$	168,2 GeV
σ_W	10,8 GeV
$\sigma_{\text{top had.}-W}$	14,2 GeV
$\sigma_{\text{top lep.}}$	20,6 GeV
$\Delta p_T(\text{top had.}, \text{top lep.})$	-8,7 GeV
$\sigma_{\text{diff.}p_T}$	55 GeV
$m_{jj}^{\text{top had.}}$	173,5 GeV
$\sigma_{jj}^{\text{top had.}}$	16,3 GeV

Nous pouvons noter, pour finir, que sur le tableau 9.4, les valeurs ajustées ne correspondent en général pas aux valeurs réelles des paramètres. C'est par exemple le cas pour les masses m_W et $m_{\text{top lep.}}$. Cet effet peut être issu de plusieurs sources d'erreurs, parmi lesquelles le bruit d'empilement, l'étalonnage des jets et les radiations dans les états initiaux et finals jouent un rôle dominant.

9.5.2 Analyse boostée

Le régime boosté présente beaucoup moins d'ambiguïté de reconstruction, permettant une identification beaucoup plus simple des quarks top. Rappelons que les objets dans l'état final sont composés, dans ce régime :

- D'un lepton de haute impulsion transverse, électron ou muon. Ce dernier est automatiquement assigné à la décroissance leptonique d'un des quarks top.
- D'un ensemble de jets, de rayons $R = 0,4$ et $1,0$. Pour chaque ensemble, nous choisissons le jet de plus haut p_T respectant les critères de sélection établis⁵. Une fois sélectionné, le jet de plus faible rayon est assigné au quark top leptonique et le jet de large rayon est assimilé au monojet de quark top⁶.
- D'un certain montant d'énergie transverse manquante. Nous faisons alors l'hypothèse que ce défaut d'énergie est *intégralement* dû à l'énergie emportée par le neutrino présent dans l'état final et quittant le volume du détecteur sans interagir avec ce dernier [117].

9.5.3 Reconstruction du quadrivecteur du neutrino

La reconstruction du quadrivecteur du neutrino se base sur la conservation de l'énergie-impulsion dans le vertex d'interaction $W \rightarrow l\nu$. Notons, dans un premier temps, que l'énergie transverse manquante est associée à la conservation de l'impulsion dans le plan transverse et qu'elle permet donc d'associer à cette particule un vecteur d'impulsion \vec{E}_T dans ce plan. Seule l'impulsion longitudinale p_z^ν est alors inconnue et, pour la déterminer, nous supposons la masse m_W du boson W connue avec précision [6]. En notant $(E, \vec{p}) = (E, \vec{p}_T, p_z^l)$ le quadrivecteur du lepton, on peut écrire

$$m_W^2 = 2E\sqrt{\vec{E}_T^2 + p_z^{\nu 2}} - 2\vec{p}_T \cdot \vec{E}_T - 2p_z^\nu p_z^l. \quad (9.3)$$

En remaniant l'expression, on trouve que l'impulsion p_z^ν du neutrino est solution de l'équation polynomiale suivante :

$$(E^2 - p_z^{l 2})p_z^{\nu 2} - 2\left(\frac{m_W^2}{2} + \vec{p}_T \cdot \vec{E}_T\right)p_z^l p_z^\nu - \left(\frac{m_W^2}{2} + \vec{p}_T \cdot \vec{E}_T\right)^2 = 0. \quad (9.4)$$

Selon le signe du discriminant de cette équation, plusieurs cas de figure doivent être envisagés :

- Si le discriminant est égal à zéro, alors l'équation possède une unique solution réelle. Dans ce cas, l'impulsion longitudinale du neutrino est déterminée sans ambiguïté.

5. Nous identifions dans la pratique le jet de plus faible rayon en premier puisque la sélection des événements requiert la coupure $\Delta R(\text{jet lept.}, \text{jet had.}) > 1,5$ pour la sélection des jets de large rayon.

6. Les sévères contraintes, notamment sur leur sous-structure, appliquées aux jets de large rayon impliquent généralement qu'un seul jet de l'évènement peut prétendre au titre de monojet de top.

- Si le discriminant est strictement positif, il existe deux solutions réelles au problème et deux choix sont alors possibles pour l’impulsion du neutrino. Dans cette configuration, la solution donnant le meilleur χ^2 est choisie dans le régime résolu, tandis que la solution donnant au neutrino l’impulsion la plus faible est systématiquement préférée dans le régime boosté⁷.
- Enfin, si le discriminant est strictement négatif, il n’existe aucune solution réelle à l’équation. Ce cas de figure étant très vraisemblablement lié à une mauvaise reconstruction du vecteur d’énergie transverse manquante \vec{E}_T , nous faisons alors varier en module et direction ce dernier autour de sa position reconstruite, de manière à rendre le discriminant nul.

9.5.4 Masse reconstruite

La figure 9.7 présente les masses invariantes reconstruites pour différentes valeurs de masses générées pour le signal d’un Z' leptophobic. Sur les figures du haut, les masses invariantes reconstruites présentent une queue à basses masses, de plus en plus importante à mesure que la masse du signal d’origine augmente. Cette queue de distribution apparaît dès la génération du signal et est liée à un effet d’accroissement de la production du Z' hors de sa couche de masse, via la convolution du signal résonant et des fonctions de distribution de partons pour de faibles valeurs de x . De manière générale, les résolutions obtenues pour le signal reconstruit sont de l’ordre de la dizaine de pour cent, comme attendu étant donné les performances du détecteur.

Les figures du bas montrent les distributions résiduelles obtenues par soustraction de la masse invariante reconstruite par les analyses résolue et boostée et les distributions de masses générées. Une seconde queue à basses masses est observée dans les distributions. Ces dernières sont cette fois-ci principalement liées à la difficulté que pose la reconstruction des radiations de partons par les quarks tops de l’état final.

Intéressons-nous, pour finir, à la figure 9.8 sur laquelle sont représentées les masses reconstruites des quarks top dans le régime boosté. Ces distributions montrent notamment la bonne performance de la sélection vis-à-vis de la réduction des bruits de fond. Nous notons qu’un léger déficit d’évènements de données apparaît pour toutes les distributions. Nous constatons de plus une dégradation de la résolution de la masse reconstruite du quark top hadronique, liée principalement à la difficulté de reconstruire ce dernier correctement dans sa configuration monojet.

⁷. La solution donnant au neutrino l’impulsion la plus faible donne dans 65 % des cas une meilleure reconstruction du quadrivecteur du boson W [39]

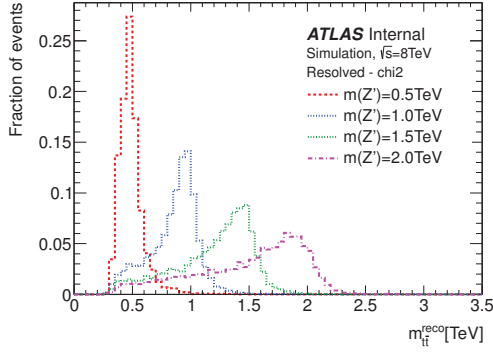
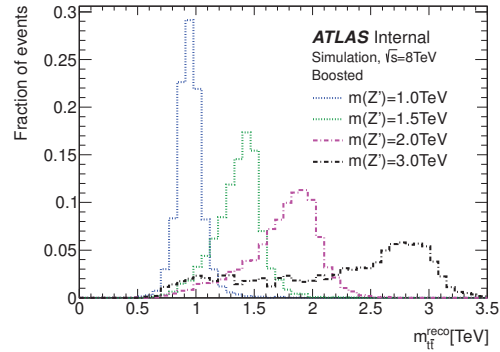
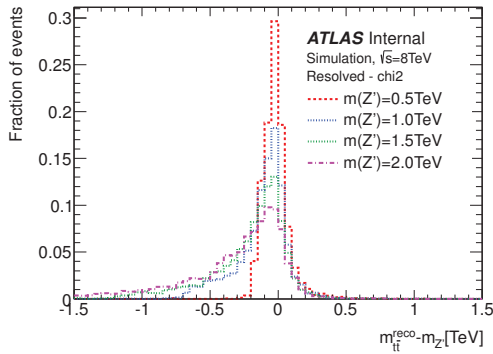
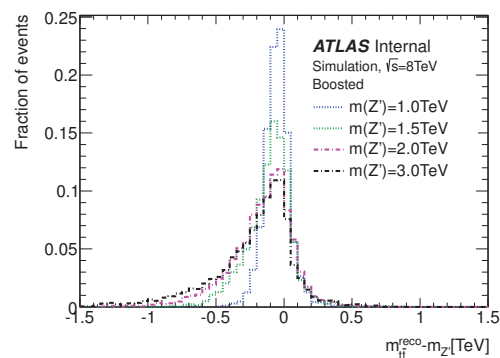

 (a) Masse invariante reconstruite pour le signal d'un Z' dans le régime résolu.

 (b) Masse invariante reconstruite pour le signal d'un Z' dans le régime boosté.

 (c) Différence entre les masses invariantes vraies $m_{Z'}$ et reconstruites m_{tt}^{reco} dans le régime résolu.

 (d) Différence entre les masses invariantes vraies $m_{Z'}$ et reconstruites m_{tt}^{reco} dans le régime boosté.

FIGURE 9.7: Masse invariante reconstruite pour différentes masses de Z' pour les régimes : résolu (a) et boosté (b). Les figures du bas montrent les différences résiduelles par rapport à la masse invariante générée pour l'analyse résolue (c) et boostée (d).

9.6 Incertitudes systématiques

La reconstruction de la masse invariante top-antitop est soumise à de nombreuses sources d'erreurs systématiques. Ces erreurs peuvent, de manière générale, affecter les normalisations globales mais aussi les formes des distributions attendues.

9.6.1 Erreur sur la luminosité

L'incertitude liée à la détermination de la luminosité constitue une source d'erreurs pour le nombre d'événements en entrée de l'analyse. Elle doit être prise en

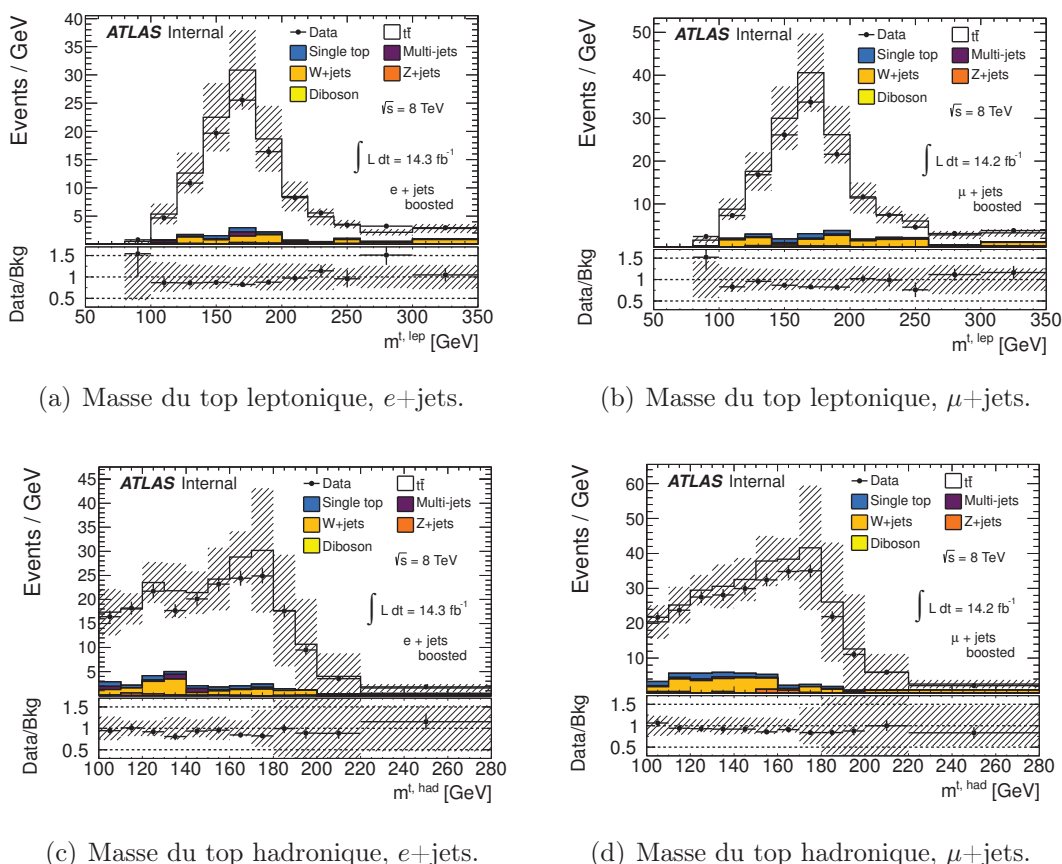


FIGURE 9.8: Masses reconstruites des quarks top leptoniques (figures du haut) et hadroniques (figures du bas) dans les états finals électrons (à gauche) et muons (à droite) pour l’analyse boostée. Les incertitudes incluent les erreurs systématiques détaillées dans la section 9.6 .

compte pour tous les bruits de fond, exceptés les bruits W +jets et multijets, dont la normalisation est établie sur les données. L’incertitude liée à la détermination de la luminosité totale intégrée est estimée à 3,6% [118].

9.6.2 Incertitudes sur les PDF

Lors de la simulation des bruits de fond, nous faisons le choix d’une paramétrisation particulière pour la modélisation des fonctions de distributions de partons. Influençant les sections efficaces et les sections efficaces différentielles, cette paramétrisation a un impact important sur la modélisation correcte du bruit de fond. En pratique, l’estimation de l’erreur liée à notre choix de PDF est estimée en combinant les enveloppes des intervalles de confiance à 68 % données pour les paramétrisations : CTEQ, MSTW2008NLO et NNPDF2.3 [64, 119]. Avec cette

méthode, l'erreur sur le bruit de fond total est estimée à 5,8 %, mais nous constatons une forte dépendance à l'échelle d'énergie considérée, puisque cette erreur peut atteindre jusqu'à 40 % pour des masses invariantes supérieures à 2 TeV.

9.6.3 Incertitudes sur le bruit de fond top-antitop

Normalisation globale L'erreur sur l'évaluation de la normalisation totale du bruit de fond top-antitop est l'incertitude principale de normalisation du bruit de fond total. Cette erreur correspond à l'estimation de la section efficace théorique du processus considéré. Elle est calculée à l'aide du logiciel HATHOR1.2 [120], employé avec le jeu de PDF MSTW2008. Nous ajoutons en quadrature une incertitude calculée en variant de plus ou moins 1 GeV la masse du quark top, prenant ainsi en compte l'impact sur la section efficace de l'incertitude sur cette dernière. L'erreur totale obtenue est estimée à 11%.

Générateur Monte Carlo De manière à estimer l'erreur liée à la génération des processus par simulation Monte Carlo, nous comparons nos résultats avec ceux donnés par le générateur POWHEG [121, 122, 123]. Nous estimons ainsi l'erreur brute, liée aux biais introduits par l'utilisation du générateur MC@NLO, mais aussi les erreurs dans les processus de fragmentation et de développement des gerbes hadroniques, en comparant les données de PYTHIA, POWHEG et HERWIG.

Masse du quark top L'erreur qu'apporte la méconnaissance précise de la masse du quark top sur le spectre de masse invariante $t\bar{t}$ est prise en compte en comparant les simulations obtenues pour des masses de quark top comprises entre 170 et 175 GeV.

Radiations dans l'état initial/final La radiation de partons dans l'état initial (ISR pour *Initial State Radiation*) ou final (FSR pour *Final State Radiation*) est estimée en appliquant notre sélection sur des lots d'évènements simulés contenant des proportions de radiations différentes et en comparant, au final, le nombre d'évènements obtenus en sortie.

9.6.4 Incertitudes sur le bruit de fond W +jets

Normalisation et saveurs lourdes La normalisation du bruit de fond W +jets, ainsi que la proportion de production associée à des saveurs lourdes est effectuée par estimation de l'asymétrie de charge observée dans les données. L'erreur associée à la normalisation de ce bruit de fond est donc directement donnée par l'évaluation de l'erreur effectuée dans la méthode utilisée [124]. Cette erreur comprend donc principalement, en supplément aux erreurs de sections efficaces théoriques et sur les distributions de partons, une contri-

bution liée aux erreurs de reconstruction des charges des objets reconstruits ainsi qu'une contribution liée aux erreurs d'estimation de l'asymétrie prédite pour le bruit de fond de quarks top célibataires.

Paramètres de modélisation La dernière erreur pouvant entacher la simulation du bruit de fond W +jets correspond aux paramètres utilisés pour la génération des lots de simulation $W + n$ partons. En effet, cette modélisation implique des choix sur les échelles de renormalisation et de factorisation ainsi que l'emploi de seuils, notamment en impulsion transverse, dont le résultat final dépend arbitrairement [124]. L'erreur liée à ce phénomène est dérivée par comparaison d'échantillons produits pour différents choix de seuils et d'échelles de factorisation et de normalisation.

9.6.5 Incertitudes sur les autres bruits de fond

Puisqu'ils ne présentent qu'une faible contribution à la contamination du signal, les erreurs systématiques affectant les autres bruits de fond sont uniquement prises comme celles liées à leurs sections efficaces théoriques respectives. Nous considérons donc une erreur de 7,7% pour le bruit de fond de tops célibataires, 48% pour le bruit Z +jets et 34% pour les événements dibosons.

Entièrement caractérisé sur les données, l'erreur sur bruit de fond multijets est dérivée comme l'erreur sur la méthode de la matrice employée pour son estimation. Au final, un terme conservateur de 50% est retenu pour l'analyse, majorant les erreurs pouvant impacter la bonne reconstruction de ce bruit de fond.

9.6.6 Incertitudes sur la mesure des électrons et muons

La reconstruction imparfaite des électrons et des muons lors du processus de mesure est une source d'erreur pouvant impacter l'analyse à plusieurs niveaux, puisque ceux-ci sont utilisés à la fois lors de la reconstruction de la masse invariante du système mais aussi pour le déclenchement de l'enregistrement des données de collision.

En pratique, l'erreur que nous associons à la mauvaise reconstruction de ces objets est extrapolée sur des mesures réalisées dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ et $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, dont les comportements sont connus avec précision [110]. Dans notre analyse, nous devons de plus prendre en compte les incertitudes liées à l'extrapolation de ces mesures pour de très hautes énergies mais surtout, nous devons estimer l'erreur associée à l'emploi du critère de mini-isolation [124].

9.6.7 Incertitudes sur la mesure des jets

Les jets sont étalonnés par l'emploi successif de la méthode d'étalonnage hadronique locale et de facteur d'échelle. Ces méthodes et les erreurs qui en découlent ont largement été présentées au chapitre 6 du présent manuscrit. Se rajoute, pour les jets de faibles rayons, une erreur liée à l'extrapolation de la méthode d'étalonnage vers la topologie des événements $t\bar{t}$. Cette erreur englobe les spécificités liées à l'étalonnage de jets issus de saveurs lourdes [125] et à l'extrapolation de la correction établies principalement sur des événements isolés vers une topologie multijets [126].

Notons, de plus, que du côté du jet de large rayon, l'erreur donnée consiste en la combinaison de l'erreur d'étalonnage ainsi que de l'erreur associée à la mesure de sa masse et du paramètre de sous-structure employé $\sqrt{d_{12}}$.

Nous devons aussi prendre en compte l'erreur liée à l'inefficacité de l'algorithme d'étiquetage des jets de quarks b . Cette incertitude est estimée comme l'enveloppe des spectres de masses invariantes obtenus sous des variations, dans sa barre d'erreur, du point de fonctionnement de l'algorithme d'étiquetage employé [127, 128].

9.6.8 Incertitudes sur la mesure de l'énergie transverse manquante

Finalement, nous devons prendre en compte les erreurs liées aux inefficacités de reconstruction de l'énergie transverse manquante. De manière générale, les erreurs de reconstruction sont ici liées à la mauvaise modélisation des dépôts d'énergie non-associés à des amas d'une part et aux émissions de jets à faibles énergies d'autre part. Ces deux contributions sont en général très corrélées et proviennent d'une source commune, l'empilement dans les processus d'interactions. La prise en compte du phénomène d'empilement est faite par pondération des événements, en fonction du nombre de vertex primaires reconstruits [64].

9.6.9 Bilan

Le tableau 9.5 montre l'impact des erreurs systématiques principales sur les différents bruits de fond à l'analyse ainsi que pour le signal d'un Z' à une masse de 1,5 TeV. Les incertitudes sont largement dominées par les erreurs liées à la normalisation du bruit de fond top-antitop du modèle standard et les incertitudes d'évaluation des distributions de partons, dont l'effet peut entraîner une incertitude de 50% pour des masses invariantes supérieures à 2 TeV. Nous constatons de plus, le rôle central que joue la reconstruction précise des jets, que ce soit pour

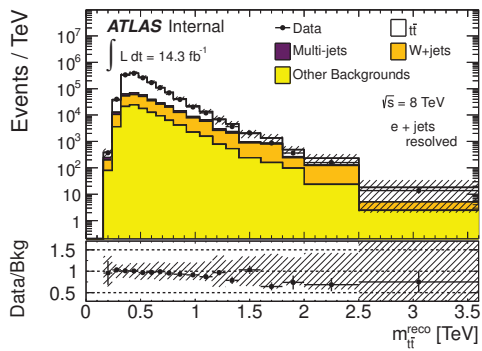
les jets de faibles rayons dans l'analyse résolue, ou pour le jet de large rayon du régime boosté.

Enfin, notons le rôle important joué par le bruit de fond W +jets qui, après le continuum $t\bar{t}$ du modèle standard, a la contribution la plus importante au bruit de fond total. Même s'il ne constitue pas en lui-même une source d'erreur importante, la seule façon de différencier ce bruit de fond de la désintégration d'un quark top est l'emploi de l'étiquetage des jets de quarks b . Le bruit de fond W +jets joue donc par ce biais un rôle cumulé non-négligeable.

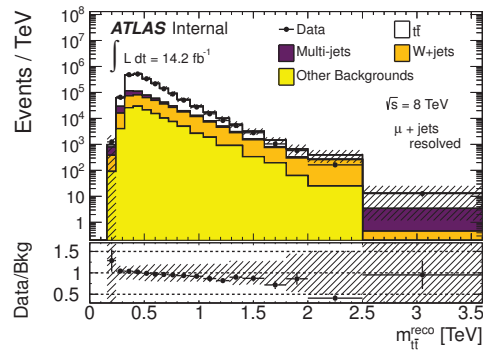
TABLE 9.5: Impact moyen des erreurs systématiques dominantes sur les événements sélectionnés (en pour cent du nombre total) pour les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à une masse de 1,5 TeV.

Analyse résolue								
	total	$t\bar{t}$	single top	W +jets	Z +jets	multijet	dibosons	Z'
Luminosité	2,9	3,6	3,6	–	3,6	–	3,6	3,6
PDF	1,6	2,0	–	0,9	–	–	1,0	1,3
ISR/FSR	0,2	0,2	–	–	–	–	–	–
Normalisation $t\bar{t}$	7,8	10,7	–	–	–	–	–	–
Simulation $t\bar{t}$	1,5	2,0	–	–	–	–	–	–
Masse du top	1,7	2,4	–	–	–	–	–	–
Normalisation W +jets	2,1	–	–	12,2	–	–	–	–
Saveurs lourdes	1,0	–	–	12,4	–	–	–	–
Multijets e +jets	0,8	–	–	–	–	15,5	–	–
Multijets μ +jets	1,7	–	–	–	–	34,5	–	–
Jet	11,4	9,3	14,9	22,5	26,3	–	24,2	3,9
Résolution Jet	2,2	0,6	2,8	9,2	14,5	–	6,0	1,0
<i>Jet Vertex Fraction</i>	1,7	1,7	1,7	2,6	2,6	–	2,2	2,3
<i>b</i> -tag	4,3	4,9	5,7	2,4	3,1	–	1,9	1,8
Électron	1,0	1,1	1,1	1,0	1,2	–	1,0	1,1
Muon	1,5	1,5	1,5	1,6	1,4	–	1,6	1,5
Analyse boostée								
	total	$t\bar{t}$	single top	W +jets	Z +jets	multijet	dibosons	Z'
Luminosité	3,3	3,6	3,6	–	3,6	–	3,6	3,6
PDF	5,8	5,8	7,2	6,3	8,7	–	6,6	2,9
ISR/FSR	0,7	0,8	–	–	–	–	–	–
Normalisation $t\bar{t}$	8,8	10,2	–	–	–	–	–	–
Simulation $t\bar{t}$	1,6	1,9	–	–	–	–	–	–
Masse du top	1,3	1,5	–	–	–	–	–	–
Normalisation W +jets	1,0	–	–	12,2	–	–	–	–
Saveurs lourdes	1,0	–	–	12,4	–	–	–	–
Multijets e +jets	0,3	–	–	–	–	27,5	–	–
Multijets μ +jets	0,3	–	–	–	–	22,5	–	–
Jet, $R = 0,4$	0,7	0,6	1,5	1,3	3,0	–	0,9	0,5
Jet, $R = 1,0$	16,5	16,8	16,7	13,9	16,6	–	32,8	3,3
<i>Jet Vertex Fraction</i>	2,1	2,1	2,1	2,0	2,7	–	2,1	2,4
<i>b</i> -tag	3,4	3,4	2,8	4,3	0,8	–	0,7	5,9
Électron	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	–	1,4	1,0
Muon	1,6	1,6	1,6	1,7	1,7	–	1,2	1,6

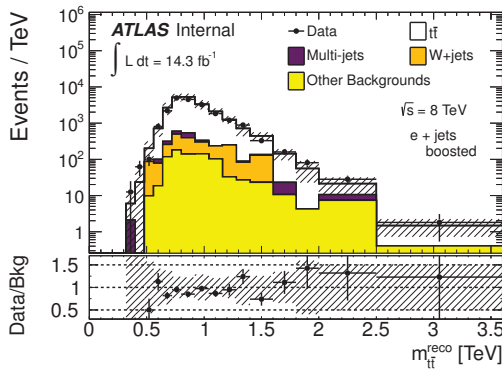
La figure 11.1 montre les spectres en masses invariantes obtenus pour les états finals présentant un électron ou muon dans l'état final. Les erreurs montrées sur la figure incluent les erreurs statistiques et les incertitudes systématiques présentées ici. Comme attendu, l'erreur systématique liée aux fonctions de distributions de partons domine la région des hautes masses invariantes et limite notre reconstruction pour des masses supérieures à 2 TeV. Le creux dans les distributions du régime boosté pour des masses supérieures à 2,5 TeV s'explique principalement par l'absence artificielle d'événements de bruit de fond W +jets, lié au peu de statistique pouvant être générée par simulation Monte Carlo à de telles énergies.



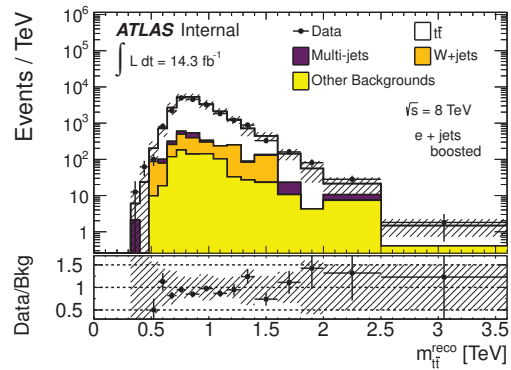
(a) Analyse résolue, canal e +jets.



(b) Analyse résolue, canal μ +jets.



(c) Analyse boostée, canal e +jets.



(d) Analyse boostée, canal μ +jets.

FIGURE 9.9: Spectres de masses invariantes reconstruites pour les états finals électrons (à gauche) et muons (à droite) et les sélections exclusives résolue (en haut) et boostée (en bas). Les incertitudes incluent les erreurs statistiques et les incertitudes systématiques.

« Plus les choses changent et plus elles restent les mêmes. »

Alphonse Karr – Les Guêpes

10

Étude de l'optimisation de la sélection du monojet de quark top

Sommaire

10.1 Outils associés à l'étude de la sous-structure des jets	151
10.1.1 Dernières échelles de fragmentation $\sqrt{d_{ij}}$	151
10.1.2 N-subjettiness τ_N	153
10.1.3 Masse invariante minimale Q_W	153
10.1.4 Échanges d'énergies z_{ij} et forme du jet	155
10.2 Méthode d'évaluation des performances des variables de sous-structure	156
10.2.1 Diagramme d'efficacité-réjection et indice de Gini	156
10.2.2 Impact sur la qualité de la sélection, performances associées à la variable Q_W	157
10.2.3 Impact du trimming sur les variables de sous-structure	162
10.3 Corrélations entre variables	165
10.4 Conclusion	169

Nous donnons, dans ce chapitre, un bref aperçu de l'étude que j'ai menée au sein de l'analyse boostée concernant l'optimisation des critères de sélection et d'identification du monojet de quark top. Cette étude se base sur l'exploitation

des propriétés pouvant se déduire de l'examen de la structure interne du jet de large rayon. L'étude de cette sous-structure permet principalement l'identification précise du monojet comme le reliquat de la désintégration hadronique d'un quark top. Il s'agit d'un enjeu crucial dans le régime boosté, où il n'existe que peu de critères permettant de distinguer clairement signal et bruit de fond.

Nous commençons l'étude en relâchant tous les critères de sélection du jet de large rayon, sauf les contraintes $\Delta R(\text{jet lept.}, \text{jet had.}) > 1,5$ et $\Delta\phi(\text{lepton}, \text{jet had.}) > 2,3$ ainsi que la coupure sur l'impulsion du jet¹ $p_T > 300$ GeV. Nous relâchons de plus la contrainte concernant l'étiquetage des jets de quarks b . Les masses invariantes ainsi obtenues sont montrées sur la figure 10.1.

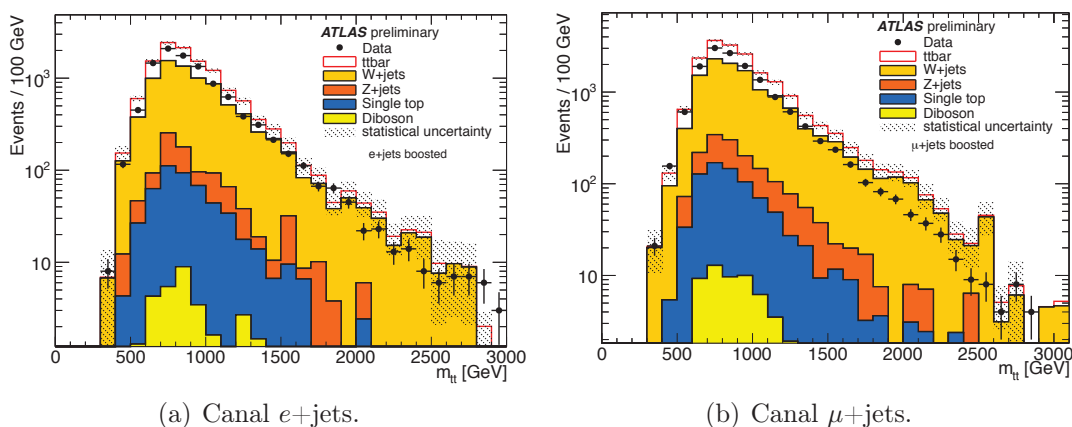


FIGURE 10.1: Masse invariante reconstruite en relâchant l'étiquetage des jets de quark b et les critères de masse et de sous-structure du jet de large rayon dans l'état final électron (a) et muon (b).

En supprimant la contrainte sur les jets beaux et en relâchant la sélection du jet de large rayon, nous obtenons une contamination dominante du bruit de fond W +jets. Le but de la présente étude consiste à identifier le jeu de coupures sur la sous-structure du jet de large rayon permettant la réduction maximale de ce bruit de fond. L'idéal serait ainsi de pouvoir obtenir une sélection qui minimise la contamination du bruit de fond W +jets, en n'employant si possible pas l'étiquetage des jets de quarks b , qui est une source d'erreur systématique non-négligeable et qui présente des performances nettement amoindries dans le régime des très hautes impulsions transverses.

1. Cette dernière coupure fut laissée telle quelle pour plusieurs raisons : des études ont montré qu'il s'agissait de la coupure optimale, elle correspond à un seuil d'efficacité pour les systèmes de déclenchement utilisés et enfin elle permet une forte réduction des tailles des fichiers informatiques...

10.1 Outils associés à l'étude de la sous-structure des jets

Comme abordé lors du chapitre précédent, la volonté de contraindre les modèles théoriques jusqu'au delà du TeV implique dans bien des cas une remise en question des schémas de reconstruction et de sélection existants. Dans le cas nous intéressant, la cinématique des évènements recherché implique la définition d'un nouvel objet : le monojet de quark top. L'obtention d'une sélection performante, capable d'extraire précisément le signal de ce monojet passe par la détermination de contraintes sévères sur les jets de large rayon, avec notamment l'exploration de leur sous-structure.

Pour cette étude, nous nous sommes appuyés sur la littérature abondante qu'offre cette thématique en plein développement. Elle nous a permis d'identifier les principales variables pertinentes à la description de la sous-structure du jet de large rayon.

10.1.1 Dernières échelles de fragmentation $\sqrt{d_{ij}}$

Les dernières échelles de fragmentation (*last splitting scales* en anglais) correspondent aux variables utilisées pour l'agrégation des objets dans les algorithmes de jet de type k_T (voir le chapitre 5). Nous rappelons, en effet, que dans un tel algorithme, les quadri-vecteurs des amas topologiques ou tours calorimétriques sont associés successivement en fonction de la « distance » :

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (10.1)$$

dont la racine est homogène à une énergie. Pour un algorithme de k_T , les combinaisons d'objets de hautes impulsions et distants dans le plan (η, ϕ) sont réalisées en dernier. Dans le contexte de la reconstruction du monojet de quark top, ces dernières combinaisons correspondent directement à la désintégration du quark top et les variables $\sqrt{d_{12}}$, $\sqrt{d_{23}}$ et $\sqrt{d_{34}}$, associées respectivement aux dernières, avant dernières et antépénultièmes étapes de l'algorithme de k_T , constituent donc une sonde directe de la chaîne de désintégration $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$.

La figure 10.2 montre la distribution des variables $\sqrt{d_{12}}$, $\sqrt{d_{23}}$ et $\sqrt{d_{34}}$ pour le signal d'un Z' leptophobic à 1,5 TeV et les principaux bruits de fond de l'analyse. Notons qu'étant construites à partir des angles et impulsions relatives des objets composant le jet de large rayon, les distributions de ces variables sont entièrement caractérisées par les termes d'espace de phase des processus de physique ayant lieu.

Les distributions de bruit de fond dominant, comme attendu, les régions de faibles valeurs, correspondant à des fragmentations de basses énergies. Le bruit de

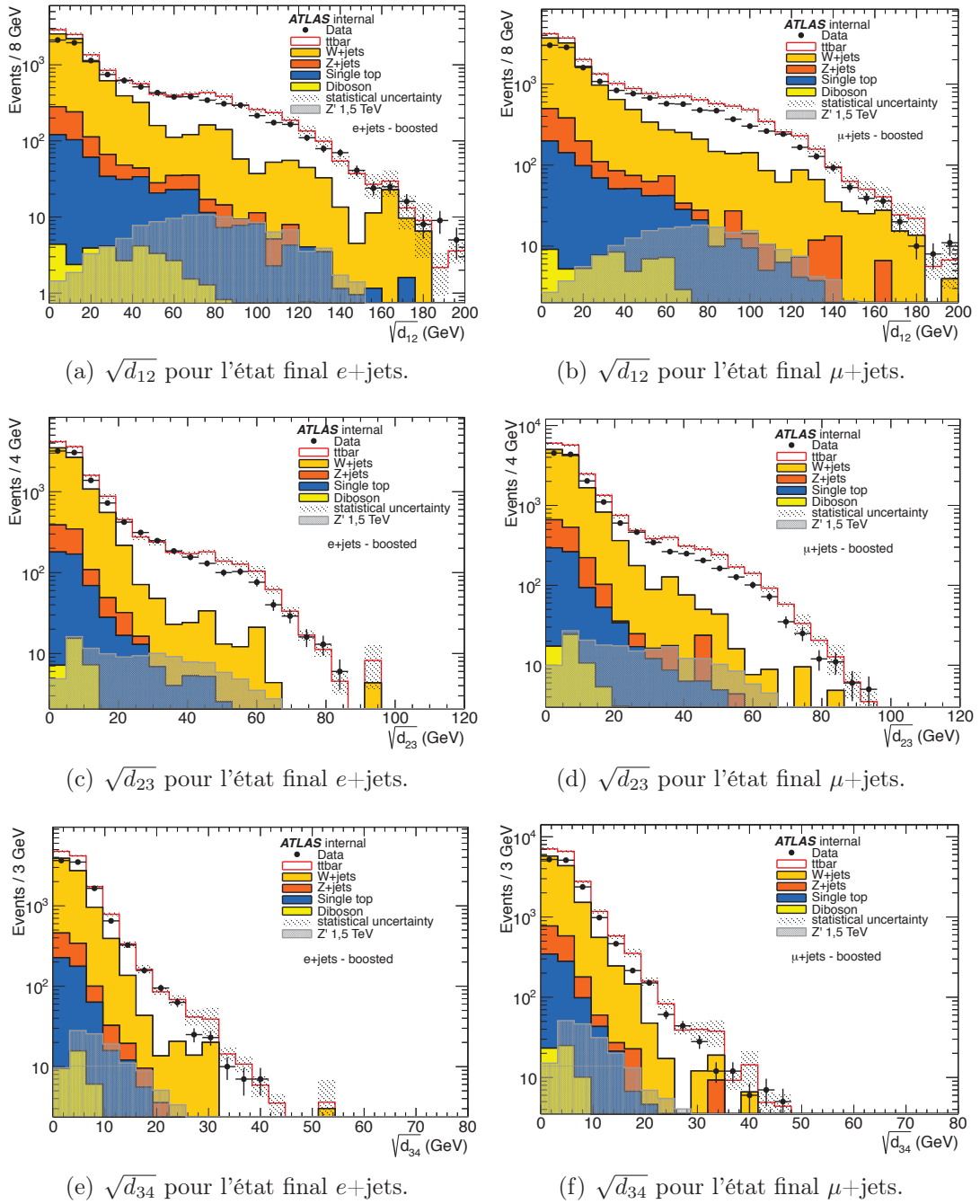


FIGURE 10.2: Distribution des variables de fragmentation pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.

fond $t\bar{t}$ du modèle standard, possède cependant une fraction élevée d'évènements de haute énergie et peuple les régions de hautes échelles de fragmentation.

Pour le bruit de fond W +jets, la dernière échelle de fragmentation correspond à la désintégration $W \rightarrow q\bar{q}$, qui peut garder une composante élevée si le W est produit à haute impulsion transverse. Ce fait explique ainsi la forte contamination résiduelle de ce bruit de fond pour $\sqrt{d_{12}}$, ainsi que la sévère réduction de ce bruit de fond pour les grandes valeurs des échelles de fragmentation antérieures.

10.1.2 N-subjettiness τ_N

La N-subjettiness τ_N est une variable exploitant le motif énergétique d'un jet et consiste grossièrement à « compter » le nombre de lobes apparaissant sur ce motif. En d'autres termes, ce type de variable tente de répondre directement à la question : « à quel point un jet donné semble être composé de N sous-jets distincts ? ». La construction de cette variable repose sur l'utilisation d'un algorithme de *k_T exclusif*, imposant N sous-jets reconstruits à partir des constituants du jet d'entrée. La N-subjettiness consiste alors en la distance pondérée entre les constituants du jet d'entrée et les centres des N sous-jets :

$$\tau_N = \frac{\sum_k p_{T,k} \min\{\Delta R_{1,k}, \Delta R_{2,k}, \dots, \Delta R_{N,k}\}}{\sum_k p_{T,k} R_0}, \quad (10.2)$$

où $\Delta R_{i,k}$ est la distance dans le plan (η, ϕ) entre un candidat sous-jet i et le constituant k . Avec cette définition, nous obtenons une variable normalisée entre zéro et un. Plus la valeur de subjettiness est proche de zéro, plus le jet considéré correspond à l'hypothèse où il est considéré comme composé de N sous-jets. Les distributions de la subjettiness sont reportés sur la figure 10.3.

10.1.3 Masse invariante minimale Q_W

La masse invariante minimale Q_W est bâtie comme la masse invariante minimale entre les trois sous-jets reconstruits par un algorithme exclusif, comme pour la subjettiness. Dans le cas de la chaîne de désintégration $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$, cette masse invariante minimale devrait se situer aux alentours de la masse du boson W .

La figure 10.4 montre la distribution de la variable Q_W pour les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' leptophobic à une masse de 1,5 TeV. Puisque cette variable correspond à la masse invariante minimale des trois sous-jets reconstruits dans le jet de large rayon, la valeur associée à la désintégration d'un quark top doit correspondre à la masse invariante du W dans la chaîne de désintégration $W \rightarrow q\bar{q}$, soit 80 GeV environ, comme observé sur la figure 10.4 pour le signal d'un Z' . C'est aussi le cas pour le bruit de fond top-antitop prédit par le modèle standard, puisque le jet de large rayon présente le même schéma de désintégration que le signal recherché.

La forte contamination observée du bruit de fond W +jets provient majoritairement du fait que le boson W se désintègre en un lepton et un neutrino, mimant

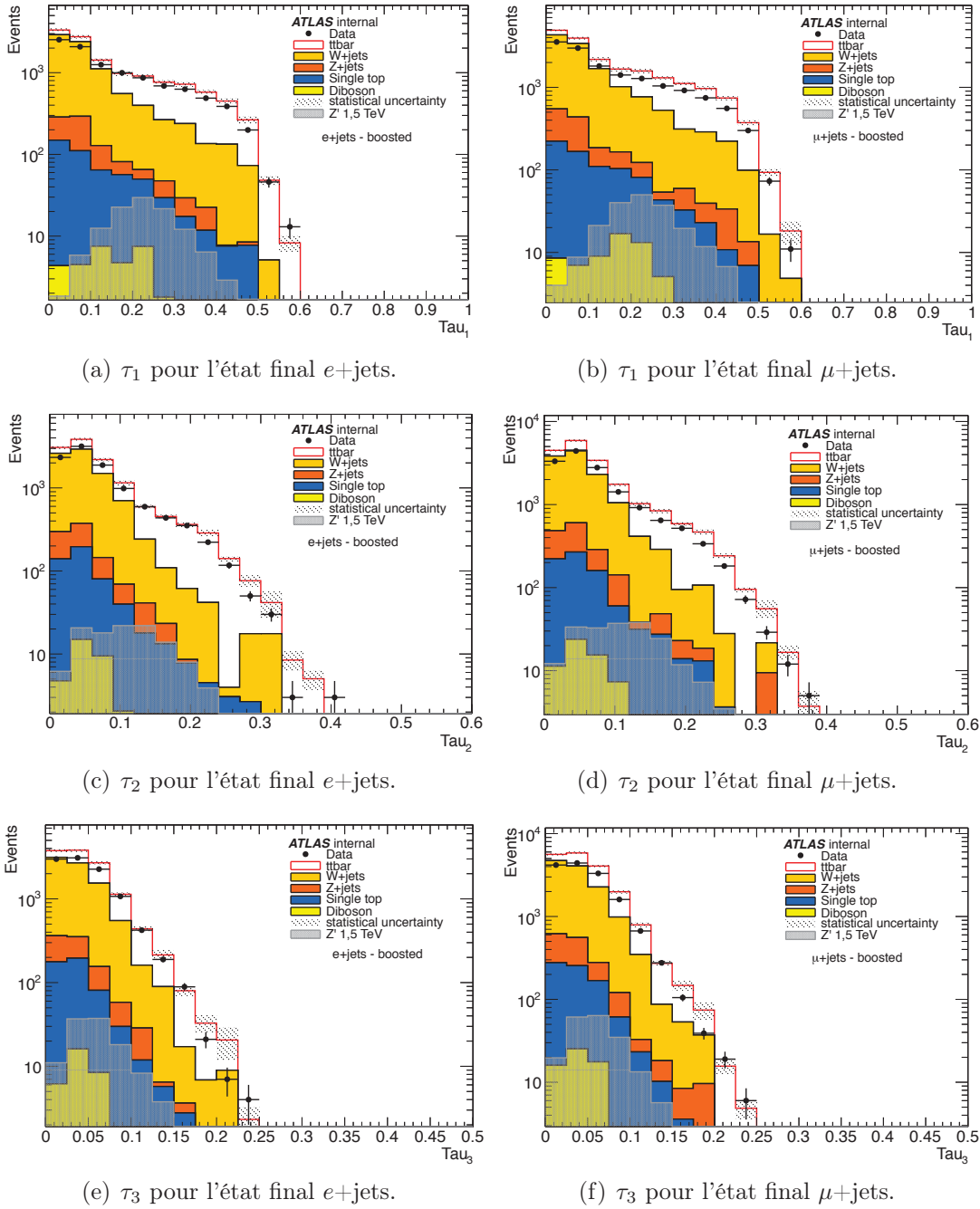


FIGURE 10.3: Distribution des variables de N-subjettiness pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.

ainsi la topologie de l'état final observé. Dans ce cas de figure, le jet de large rayon est un jet provenant d'un processus d'interaction secondaire de haute éner-

gie. Dans ce contexte, la valeur de Q_W ne devrait pas piquer, pour ce bruit de fond, sur une valeur privilégiée. Dans le cas très minoritaire où un jet de l'évènement est mal reconstruit comme un lepton, le boson W peut se désintégrer de manière hadronique et être reconstruit dans le jet de large rayon. Dans ce cas de figure, la valeur de Q_W pointera sur la même valeur que le signal, mais la contamination résiduelle du bruit de fond sera très largement amoindrie.

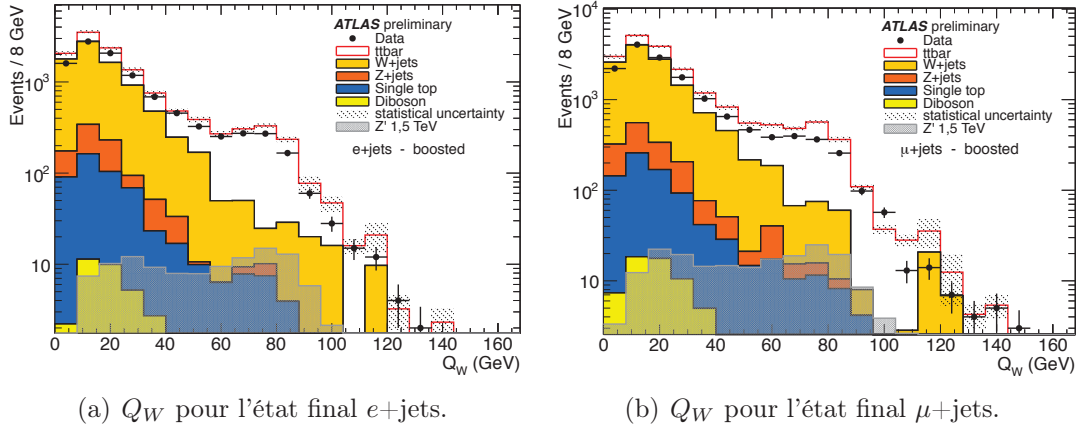


FIGURE 10.4: Distribution de la variable Q_W pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.

10.1.4 Échanges d'énergies z_{ij} et forme du jet

Enfin, nous listons, dans cette section deux ensembles de variables aussi utilisées dans l'étude menée.

Dans un premier temps, nous définissons l'échange d'énergie z_{ij} à partir des variables d_{ij} et de la masse invariante Q_{ij} du système formé par les constituants i et j du jet étudié. Nous avons ainsi :

$$z_{ij} = \frac{d_{ij}}{d_{ij} + Q_{ij}^2}. \quad (10.3)$$

Dans la limite où les particules i et j sont sans masse et sont émises de manière colinéaire, on montre [129] que cette quantité se confond avec l'expression $\frac{\min(E_i, E_j)}{E_i + E_j}$.

Enfin, nous utilisons les variables décrivant la forme du jet dans le référentiel où ce dernier est au repos. Nous utilisons donc les variables plus classiques de sphéricité [130], aplanarité [130] et centralité. Nous reconstruisons aussi les directions de poussée maximales et minimales ou *Thrust* (T) et *Thrust mineur* (T_{min})

[131]. Enfin, nous utilisons le rapport $R_2 = H_2/H_0$, où H_i représente le moment de Fox-Wolfram [132] d'ordre i du jet, qui se calcule comme suit :

$$H_i = \sum_{l,k} \frac{|p_l||p_k|}{E_{\text{vis.}}} P_i(\cos \theta_{lk}), \quad (10.4)$$

où les sommes courent sur tous les constituants du jet, $E_{\text{vis.}}$, désigne la somme de toute l'énergie visible dans l'évènement, P_i est le polynôme de Legendre de degré i et enfin θ_{ij} est l'angle d'ouverture entre les constituants l et k .

10.2 Méthode d'évaluation des performances des variables de sous-structure

Nous décrivons, dans cette section, la méthode que nous avons mise en place pour identifier les variables qui permettent de sélectionner le mieux possible le signal d'un monojet de quark top dans l'intense bruit de fond d'interaction forte.

10.2.1 Diagramme d'efficacité-réjection et indice de Gini

Nous commençons par identifier, parmi les variables mentionnées plus haut, les variables performant la meilleure discrimination entre le signal et le bruit de fond. Par soucis de simplicité, nous ne considérons, dans les pages qui suivent, que le signal d'un Z' leptophobic et nous entendons par bruit de fond le bruit W +jets.

De manière à obtenir une évaluation du pouvoir discriminant d'une variable donnée, nous lui associons un diagramme d'efficacité-réjection, comme montré sur la figure 10.5. Ce diagramme nous renseigne sur les efficacités simultanées de sélection du signal et du bruit de fond qu'offre la variable. Nous pouvons de plus, avec ce type de graphique, construire une figure de mérite associé à la performance globale de la variable : l'indice de Gini g [133].

L'indice de Gini se définit comme le double de l'aire contenue sous la courbe du diagramme d'efficacité-réjection et au dessus de la droite d'équation $y = x$. Cet indice est un bon indicateur des performances de séparation entre signal et bruit de fond qu'offre une variable. Elle est notamment abondamment utilisée pour le choix des variables dans les algorithmes d'arbres de décisions.

Les résultats obtenus pour chaque variable décrite précédemment et pour différentes valeurs de masse du signal de Z' sont montrés sur la figure 10.6.

Les variables qui offrent la meilleure discrimination du signal sur le bruit de fond W +jets sont la dernière échelle de fragmentation $\sqrt{d_{12}}$, la masse du jet de large rayon et la masse invariante minimale Q_W .

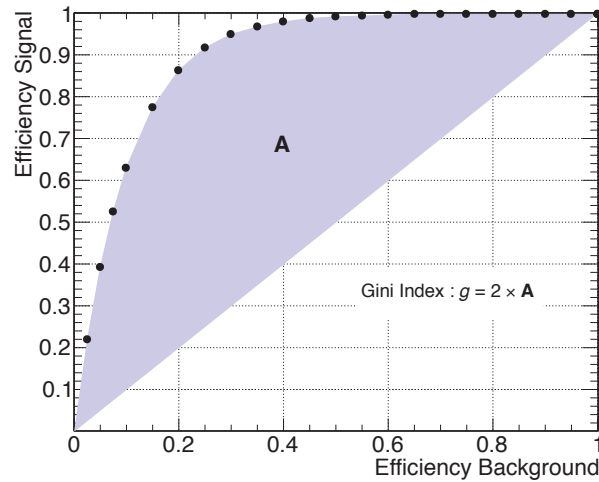


FIGURE 10.5: Exemple de diagramme d'efficacité-réjection. L'indice de Gini se déduit de ce diagramme comme deux fois l'aire figurée en bleu.

10.2.2 Impact sur la qualité de la sélection, performances associées à la variable Q_W

Une fois déterminées les variables donnant la meilleure discrimination du signal sur le bruit de fond, nous souhaitons évaluer l'impact que l'emploi de ces variables induit sur la qualité de reconstruction du monojet de quark top et surtout sur la masse invariante reconstruite.

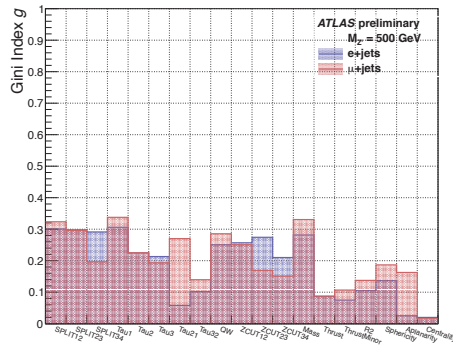
Nous prenons dans cette section, l'exemple de la variable Q_W , qui est classée parmi les variables à forts indices de Gini.

Nous commençons par déterminer la valeur à laquelle nous devons couper sur cette variable, de manière à obtenir la meilleure discrimination du signal sur le bruit de fond. Rappelons qu'en effectuant une coupure sur une variable de sous-structure des jets, nous espérons obtenir, en fin de sélection, le lot d'évènements le plus pur possible. Autrement dit, nous voulons augmenter au maximum le rapport de significativité. À partir de ce constat, nous obtenons la coupure optimale pour Q_W en étudiant cette significativité, en fonction de la valeur de la coupure appliquée. C'est ce que montre la figure 10.7, pour plusieurs valeurs de masse du Z' .

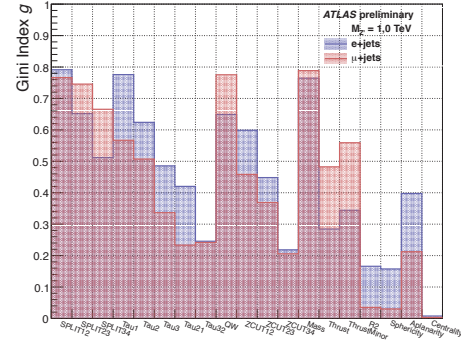
Remarquons que nous avons estimé la significativité, sur la figure 10.7, par la formule [29] :

$$\mathcal{S} = \sqrt{-2 \left\{ B \ln \left(1 + \frac{S}{B} \right) - S \right\}} \quad (10.5)$$

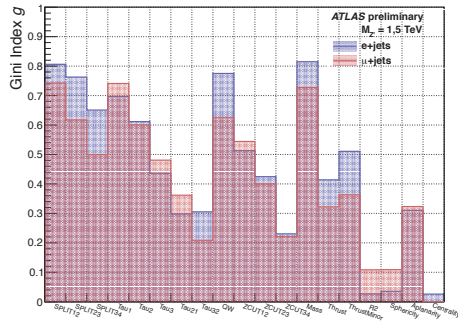
qui s'avère être l'estimateur le plus adapté au type de recherche que nous menons puisqu'il se base directement sur l'emploi de la fonction de vraisemblance



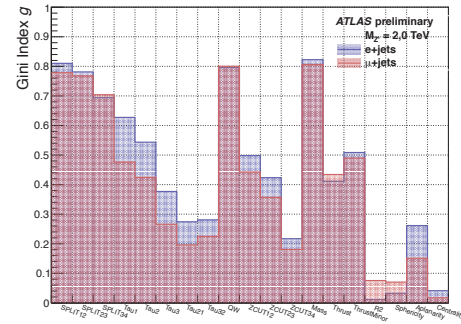
(a) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 500$ GeV.



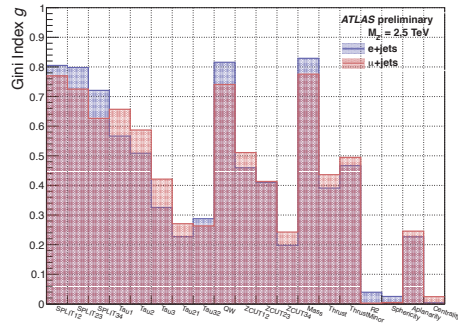
(b) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 1,0$ TeV.



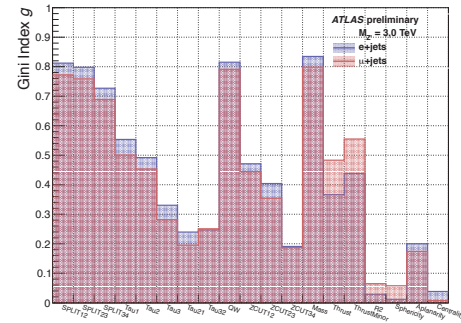
(c) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 1,5$ TeV.



(d) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 2,0$ TeV.



(e) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 2,5$ TeV.



(f) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 3,0$ TeV.

FIGURE 10.6: Indices de Gini des variables de sous-structure. Ils sont obtenus pour un Z' de masse (a) 500 GeV, (b) 1,0 TeV, (c) 1,5 TeV, (d) 2,0 TeV, (e) 2,5 TeV, (f) 3,0 TeV contre le bruit de fond W +jets.

poissonnienne utilisée pour le calcul des limites d'exclusion (voir le chapitre 11)

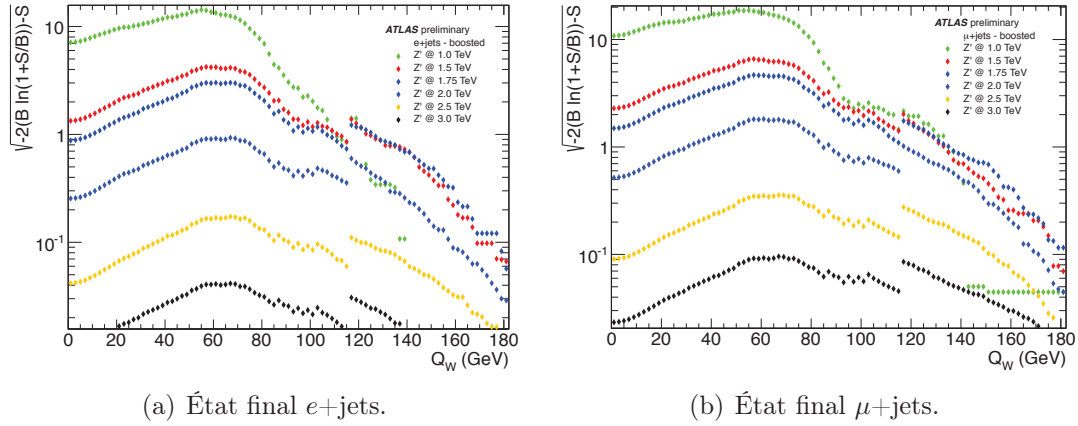


FIGURE 10.7: Significativité obtenue en fonction d'une coupure appliquée sur la variable Q_W dans l'état final (a) électron et (b) muon.

et vise dans ce contexte à maximiser la différence obtenue entre les hypothèses signal et bruit de fond.

Le meilleur point de fonctionnement pour une coupure sur la variable Q_W se situe à environ 60 GeV et nous choisissons cette dernière valeur dans la suite. Une fois la coupure mise en place, il ne nous reste plus qu'à évaluer la performance de celle-ci par rapport à l'analyse existante.

Pour ce faire, nous reconstruisons la masse invariante obtenue en fonction de différentes contraintes. Nous nous basons sur trois lots d'évènements :

- Le premier lot est constitué à partir d'évènements sans coupures (autres que celle en p_T , ΔR et $\Delta\phi$) sur le jet de large rayon. Ce lot d'évènements n'est pas d'un intérêt majeur en soit mais il permet d'obtenir un référence de départ.
- Le second lot d'évènements est bâti autour des coupures actuellement d'usage dans l'analyse. Il est constitué par les coupures sur la masse et la dernière échelle de fragmentation $\sqrt{d_{12}}$ du jet de large rayon et en réclamant qu'un jet de quark b soit identifié dans l'évènement. Ce lot est celui auquel nous souhaitons comparer les performances de tout autre ensemble de coupures.
- Enfin, le dernier lot constitué est le lot que nous souhaitons évaluer. Il est construit autour de la seule contrainte $Q_W > 60$ GeV sur le jet de large rayon.

La figure 10.8 montre les significativités obtenues par rapport au bruit de fond total en fonction de la masse invariante reconstruite pour chaque lot d'évènements et différentes masses de Z' .

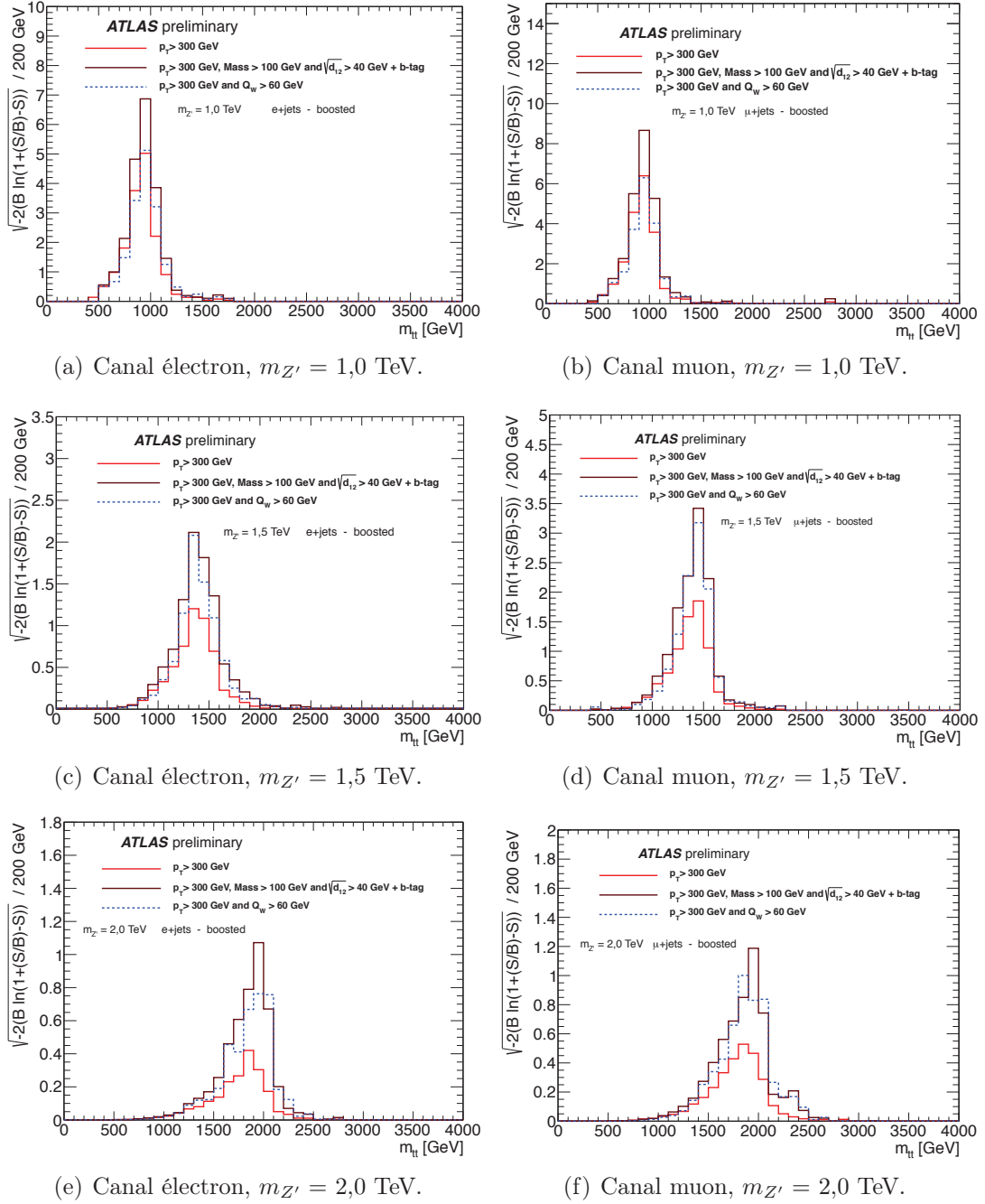


FIGURE 10.8: Significativités dans les états finals électron (à gauche) et muon (à droite) en fonction de la masse invariante top-antitop pour différents jeux de coupures et pour l signal d'un Z' à (a) et (b) 1,0 TeV, (c) et (d) 1,5 TeV, (e) et (f) 2,0 TeV .

Nous voyons que pour des masses du signal recherché inférieures ou de l'ordre du TeV, la variable Q_W peine à produire des résultats performants mais fournit

des résultats à la hauteur du jeu actuellement utilisé dans l'analyse pour des masses plus élevées. Cela constitue un fait remarquable si l'on songe que ce résultat est obtenu avec une coupure unique. Le tableau 10.1 montre les intégrales des histogrammes de la figure 10.8 et permet un comparatif plus précis.

TABLE 10.1: Intégrales des courbes de significativité en fonction de la masse du Z' .

État final électron			
$m_{Z'}$	$p_T > 300$ GeV	$p_T + \text{masse}$ $+\sqrt{d_{12}} + \text{b-tag}$	Q_W
750 GeV	34,1	40,7	28,9
1,0 TeV	16,0	21,8	16,9
1,5 TeV	5,6	9,7	8,3
2,0 TeV	2,0	4,7	4,1
2,5 TeV	0,5	1,3	1,3
3,0 TeV	0,2	0,3	0,4
État final muon			
750 GeV	39,9	47,5	34,0
1,0 TeV	19,8	26,2	19,2
1,5 TeV	7,7	12,8	11,3
2,0 TeV	3,0	5,8	5,4
2,5 TeV	1,0	2,5	2,5
3,0 TeV	0,6	0,8	1,0

Enfin, les masses invariantes reconstruites après une coupure sur la variable Q_W sont montrées sur la figure 10.9. Nous observons notamment sur cette figure une très nette réduction du bruit de fond W +jets.

Au final, nous voyons qu'une coupure sur Q_W peut s'avérer performante à hautes masses. Même si les résultats de la variable seule s'avère moins performants que celui de la sélection standard, il est tout de même probable que l'emploi de Q_W seule nous permettra de gagner en précision sur l'analyse des données obtenues. En effet, établir une coupure sur une variable unique permet de réduire globalement les incertitudes attachées à la reconstruction des événements. En particulier, nous obtenons avec cette variable, des résultats performants sur le bruit de fond W +jets sans avoir recours à l'étiquetage des jets de quarks b , dont l'erreur systématique joue un rôle non négligeable en fin d'analyse.

Ce travail montre des résultats très encourageants et doit être complété par la détermination de l'erreur systématique introduite par l'emploi de la variable Q_W sur la reconstruction des événements. La détermination de cette erreur est en cours d'élaboration et suit la méthode employée pour la détermination de

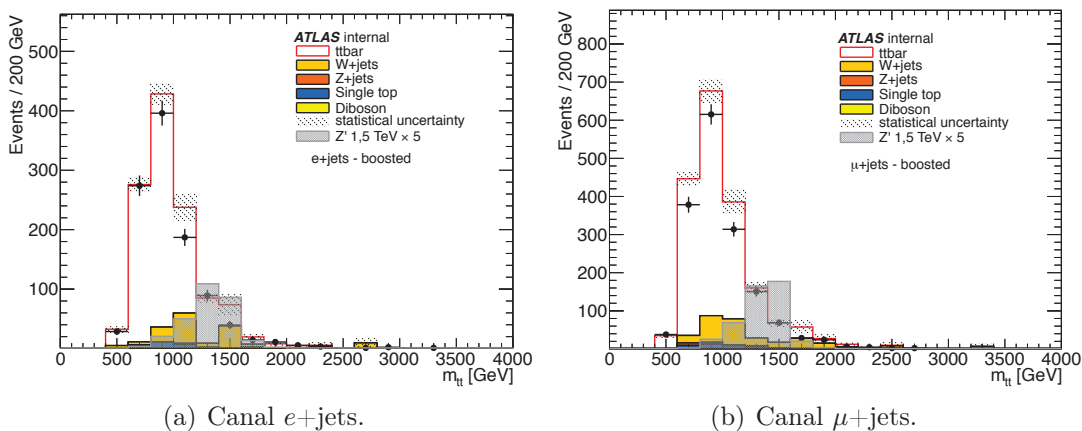


FIGURE 10.9: Masse invariante reconstruite après application de la coupure $Q_W > 60$ GeV, dans l'état final électron (a) et muon (b).

l'erreur sur la masse des jets de large rayon. Elle est estimée en comparant les distributions des variables de sous-structure montrées ici avec des variables tirées de jets reconstruits à partir des quadri-vecteurs détectés dans le système de trajectographie d'ATLAS.

Les résultats préliminaires obtenus semblent indiquer une erreur pour Q_W du même ordre que celle obtenue pour la variable $\sqrt{d_{12}}$, aux alentours de 10 %. S'il en est ainsi, il est très probable qu'une étude plus approfondie de l'impact de la variable Q_W mène à une amélioration sensible du potentiel de découverte de l'analyse boostée pour de hautes masses invariantes.

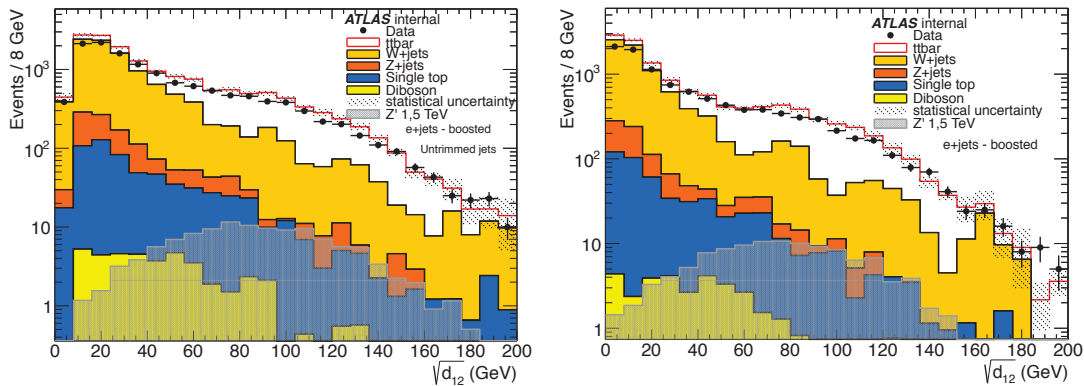
10.2.3 Impact du trimming sur les variables de sous-structure

Nous souhaitons maintenant étudier l'impact que peut présenter la procédure de trimming sur la sous-structure des jets de large rayon. De manière générale, la façon dont cette procédure de nettoyage agit sur les variables de sous-structure est difficile à prédire.

Nous pouvons tout de même établir la constatation suivante : en supprimant les constituants du jet de plus faibles énergies dus au bruit d'empilement, le trimming influe directement sur toutes les variables basées sur la construction de jets par algorithme de type k_T . Il s'agit d'ailleurs de la raison pour laquelle ce type d'algorithme fut délaissé, au profit des algorithmes d'anti- k_T . Le trimming a donc un impact sur les trois types de variables principales utilisées dans cette

analyse, à savoir les dernières échelles de fragmentation, la subjettiness et la masse invariante minimale Q_W .

Pour les dernières échelles de fragmentation, le trimming, en supprimant les contaminants de basses énergies, ne devrait pas changer de manière drastique la forme des distributions puisque les contaminants sont présents de manière homogène au sein du jet. De cela nous déduisons que le trimming n'induit, sur les dernières échelles de fragmentation, qu'un décalage global des distributions vers les plus basses énergies. C'est le résultat observé sur les distributions de $\sqrt{d_{12}}$ montrées dans l'état final électron sur la figure 10.10.

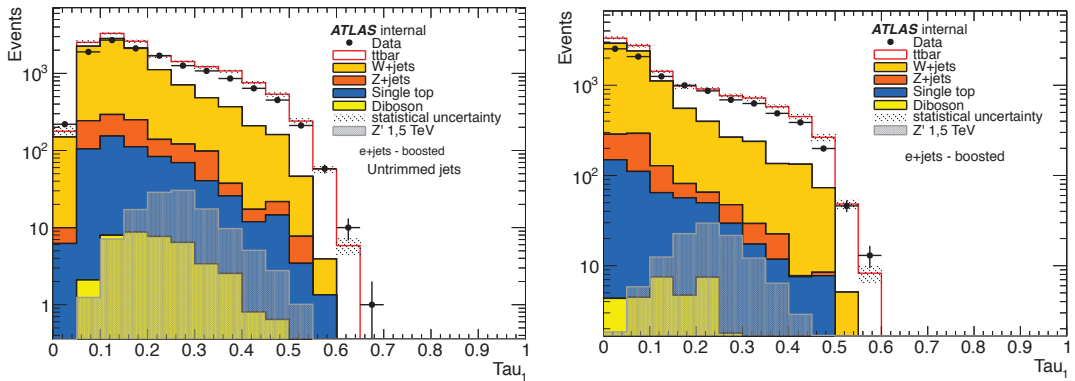


(a) Distribution de $\sqrt{d_{12}}$ sans trimming dans l'état final e +jets. (b) Distribution de $\sqrt{d_{12}}$ avec trimming appliqué dans l'état final e +jets.

FIGURE 10.10: Distribution de la variable $\sqrt{d_{12}}$ pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.

Pour les variables de N-subjettiness, nous constatons que les faibles dépôts d'énergie liés au bruit d'empilement ne peuvent contribuer que positivement dans l'évaluation des distances de l'équation 10.2 et ne peuvent donc que faire diminuer la correspondance d'un jet donné avec l'hypothèse à N sous-jets. Autrement dit, les distributions des variables de subjettiness sans trimming devraient se présenter avec un décalage vers les plus hautes valeur, comme observé par exemple, sur la figure 10.11.

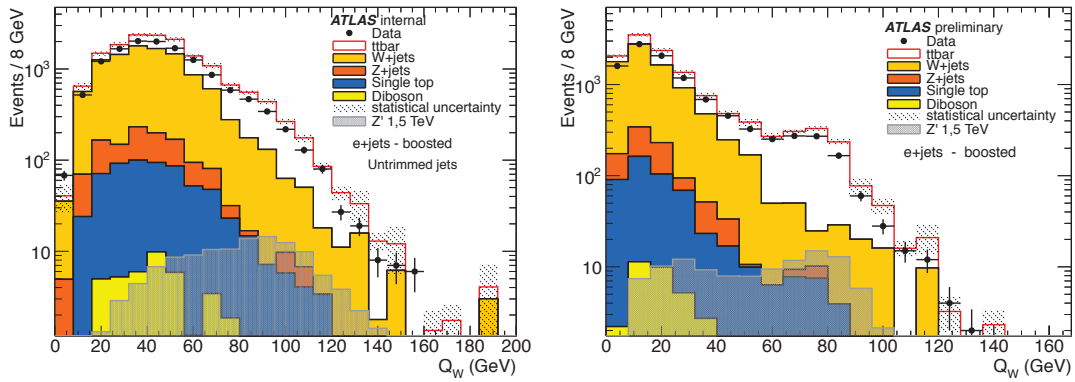
En dernier lieu, nous évaluons l'impact du trimming sur la masse invariante minimale Q_W . Rappelons que cette dernière est bâtie comme la masse invariante minimale donnée par la combinaison de deux sous-jets parmi les trois reconstruits dans un algorithme de k_T exclusif. Dans ce contexte, il est plus difficile d'évaluer l'impact du trimming puisqu'en modifiant les énergies de chaque sous-jet, il peut induire de mauvaises combinaisons, principalement pour les bruits de fond utilisés dans l'analyse. La figure 10.12 montre les distributions obtenues pour la variable Q_W pour des jets trimmés et non-trimmés. Il est notamment remarquable de



(a) Distribution de τ_1 sans trimming dans l'état final $e+jets$. (b) Distribution de τ_1 avec trimming appliqué dans l'état final $e+jets$.

FIGURE 10.11: Distribution de la variable τ_1 pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.

noter que le trimming semble améliorer nettement dans ce cas la résolution de la variable et permet de distinguer très clairement le pic obtenu à la masse du boson W pour le signal et le bruit de fond $t\bar{t}$.

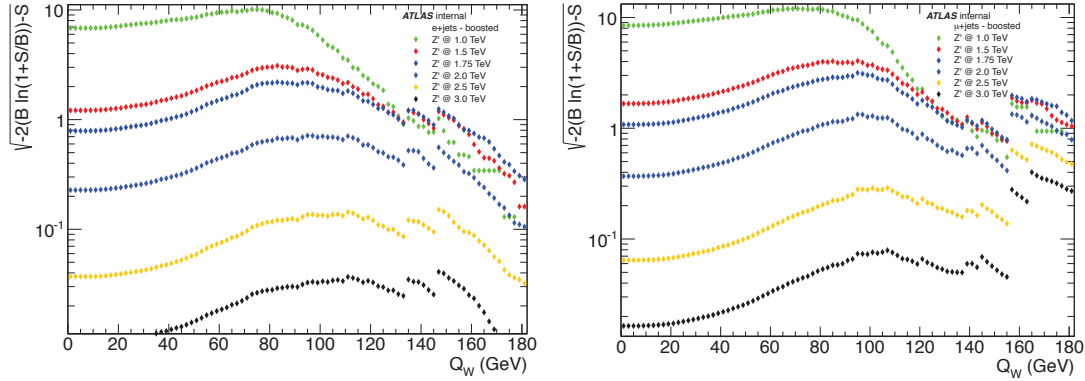


(a) Q_W pour l'état final $e+jets$ et des jets non-trimmés. (b) Q_W pour l'état final $e+jets$ et des jets trimmés.

FIGURE 10.12: Distribution de la variable Q_W pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.

Notons que le comportement observé pour Q_W implique une forte sensibilité des performances de sélection de cette variable vis-à-vis du trimming. En effet, la performance constatée de la masse minimale invariante à réduire le bruit de fond $W+jets$ dans le cadre de l'analyse boostée semble être héritée de l'action de l'algorithme de trimming, qui améliore la résolution de cette variable. Si par

exemple, nous reprenons pour des jets non-trimmés, les graphiques de significativité obtenue après une coupure sur Q_W , nous obtenons les graphiques de la figure 10.13 :



(a) Significativités pour l'état final e +jets et des jets non-trimmés. (b) Significativités pour l'état final μ +jets et des jets non-trimmés.

FIGURE 10.13: Significativité obtenue en fonction d'une coupure appliquée sur la variable Q_W dans l'état final (a) électron et (b) muon pour des jets non-trimmés.

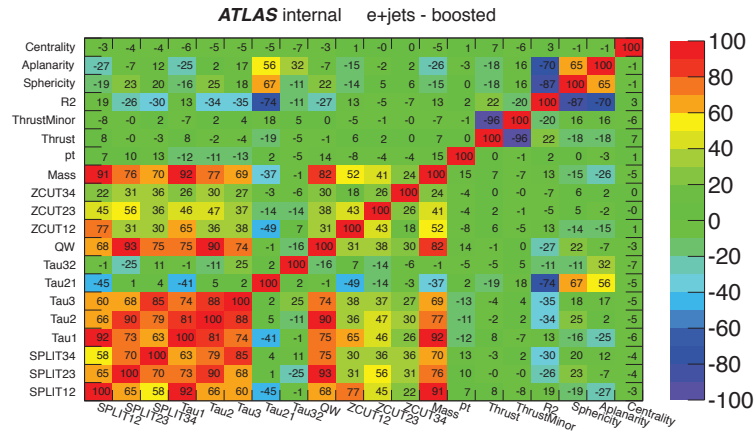
Gardant globalement les mêmes allures, nous constatons un fait important, à savoir que pour des jets non-trimmés, la valeur de la coupure maximisant la significativité ne pointe plus sur la même valeur selon la masse de la résonance Z' considérée. Si nous nous intéressons à des masses de signal de l'ordre ou supérieures à 1,5 TeV, la coupure optimale semble pointer aux alentours de 90 ou 100 GeV mais peut varier jusqu'à 120 GeV pour de très hautes masses.

10.3 Corrélations entre variables

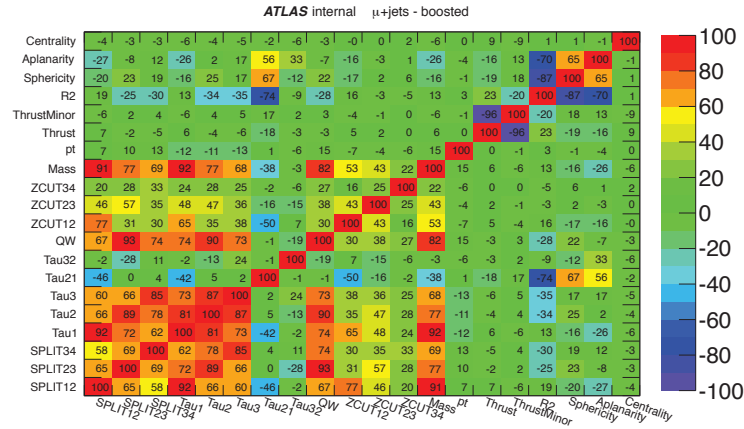
Nous avons, pour l'instant seulement considéré l'utilisation d'une unique variable de sous-structure. Si nous souhaitons encore améliorer la significativité de l'analyse, il faut nous tourner vers l'utilisation de plusieurs variables et nous devons notamment aborder le thème des corrélations existantes entre les variables de sous-structure. Ainsi, la figure 10.14 montre les matrices de corrélations obtenues pour les données, dans les états finals électrons et muons.

Nous observons sur ces matrices, les corrélations importantes entre les variables de fragmentation, de subjettiness et la masse minimale invariante Q_W , qui s'expliquent par le fait que ces variables sont construites à partir d'informations similaires sur les constituants des jets (l'impulsion et la distance angulaire).

Nous voyons de plus l'intérêt des variables de forme des jets qui, bien qu'étant moins performantes si elles sont employées seules, apparaissent ici comme décor-



(a) Matrice de corrélation pour les données, dans l'état final e+jets.



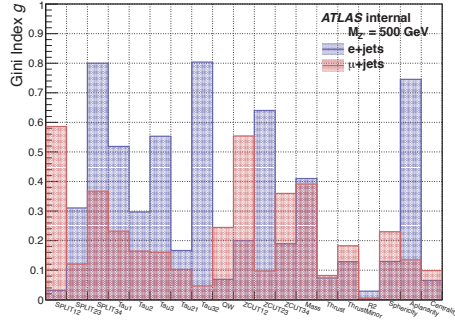
(b) Matrice de corrélation pour les données, dans l'état final mu+jets.

FIGURE 10.14: Matrices de corrélations entre les variables de sous-structure pour les données dans l'état final électron (a) et muon (b).

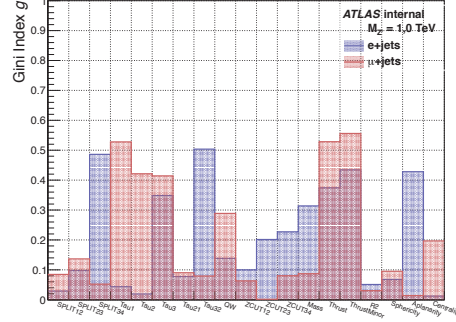
relées des variables principales utilisées. Elles pourraient ainsi permettre l'emploi d'informations indépendantes et apporter une contrainte supplémentaire à la sous-structure des jets.

Par exemple, si nous souhaitons, après la coupure sur Q_W établie précédemment, pousser plus avant la contrainte de la sélection du monojet de top, nous pouvons noter, dans un premier temps, que la méthode mise en place pour l'éva-

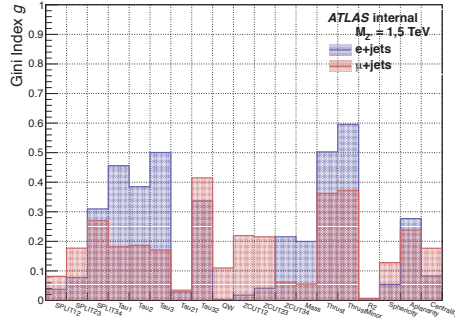
luation des performances des variables de sous-structure peut s'appliquer de manière séquentielle. Autrement dit, nous pouvons reprendre la même démarche. Les indices de Gini après la coupure $Q_W > 60$ GeV sont représentés sur la figure 10.15.



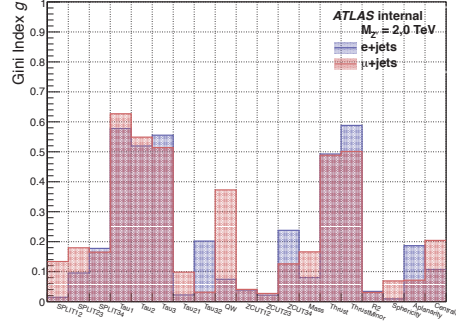
(a) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 500$ GeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.



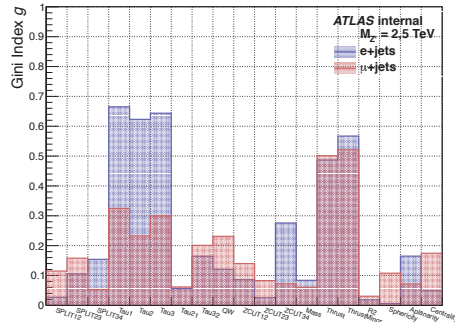
(b) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 1,0$ TeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.



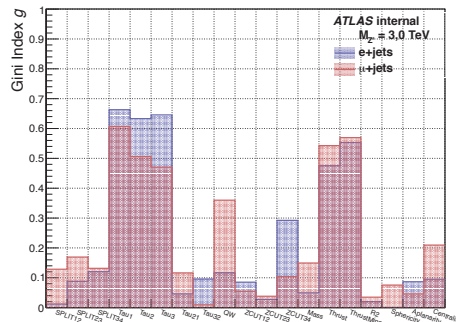
(c) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 1,5$ TeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.



(d) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 2,0$ TeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.



(e) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 2,5$ TeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.

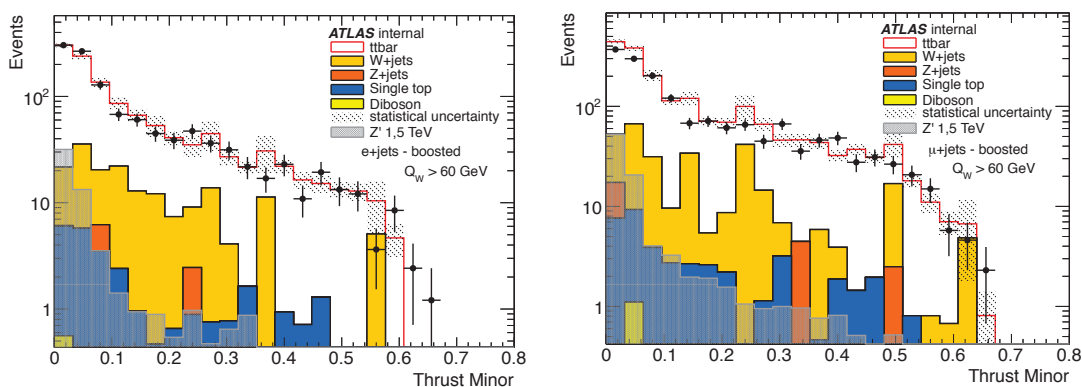


(f) Indice de Gini pour $m_{Z'} = 3,0$ TeV, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.

FIGURE 10.15: Indices de Gini des variables de sous-structure. Ils sont obtenus pour un Z' de masse (a) 500 GeV, (b) 1,0 TeV, (c) 1,5 TeV, (d) 2,0 TeV, (e) 2,5 TeV, (f) 3,0 TeV contre le bruit de fond W +jets et après la coupure $Q_W > 60$ GeV.

Nous obtenons de fortes fluctuations de l'indice de Gini selon la masse considérée et l'état final, électron ou muon. Cela s'explique principalement par le manque de statistique de l'échantillon Monte Carlo de bruit de fond W +jets². En effet, la production de cet échantillon aux énergies sondées nécessite des temps de calculs très longs, qui ne furent pas alloués par le groupe de simulation Monte Carlo de la collaboration ATLAS. Des échantillons dédiés sont toujours en cours de production et permettront d'obtenir des résultats plus précis.

Notons tout de même que les variables de subjettiness et de thrust semblent se démarquer, en particulier pour les hautes masses invariantes. Par exemple, la figure 10.16 montre les distributions de la variable de Thrust mineur T_{\min} , dans les états finals électron et muon. Même si de larges fluctuations du bruit de fond W +jets sont observées, il semble qu'une coupure sur cette variable puisse encore améliorer la sélection du monojet de quark top.



(a) T_{\min} . pour l'état final e +jets, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.

(b) T_{\min} . pour l'état final μ +jets, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.

FIGURE 10.16: Distribution de la variable de Thrust mineur T_{\min} . pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.

Avec une statistique de ce bruit de fond plus importante dans l'avenir, il sera possible de contraindre plus avant la sous-structure des jets, avec l'utilisation de plusieurs critères de sous-structure, tout en tenant compte des corrélations existantes. Par exemple, nous pourrions étudier les possibilités qu'offre la mise en place de coupures triangulaires mais nous pourrions aussi nous tourner vers

2. Notons par exemple que chaque événement produit dans les échantillons Monte Carlo est pondéré, de manière à ce que les lots produits correspondent à la luminosité du lot de données. Le manque de statistique dans l'échantillon W +jets implique des facteurs de pondérations pouvant aller jusqu'à quarante pour un événement. Ceci explique les pics d'événements dans les distributions montrées dans cette section.

l'emploi de méthodes plus complexes, via des outils multivariés, qui pourraient grandement améliorer la sélection du monojet de quark top.

10.4 Conclusion

Nous avons étudié, dans ce chapitre, les principales variables existantes à l'heure actuelle pour sonder la sous-structure des jets de large rayon.

Nous avons notamment réussi à identifier le rôle important que pourrait jouer la masse invariante minimale Q_W dans la sélection du monojet de quark top. Avec des résultats à la hauteur de la sélection actuelle, l'emploi de cette variable pourrait permettre d'accroître fortement la sensibilité de l'analyse, tout particulièrement pour des masses invariantes recherchées de l'ordre de 2 TeV. Pour conclure, il reste à déterminer de manière certaine les erreurs systématiques associées à cette variable pour pouvoir finalement comparer les lots d'évènements obtenus au final par l'application de cette méthode au jeu de coupures standard de l'analyse existante.

Enfin, nous fûmes, dans cette étude, très largement limités par la statistique des échantillons Monte Carlo, tout particulièrement pour l'échantillon de bruit de fond W +jets, dont l'obtention à ces échelles d'énergie nécessite de très long temps de calcul. Dans ce contexte, il semble difficile de se prononcer sur l'utilisation de plusieurs contraintes. Avec plus de statistique dans l'avenir, il sera néanmoins possible de compléter cette étude et d'obtenir en fin de sélection, une significativité accrue et des erreurs systématiques associées plus faibles et mieux contrôlées.

*« Et toi, sœur du soleil, astre qui dans les cieux,
Des sages éblouis trompais les faibles yeux,
Newton de ta carrière a marqué les limites,
Marche, éclaire les nuits, tes bornes sont prescrites. »*

Voltaire – lettre à la Marquise du Châtelet

11

Interprétation des résultats expérimentaux

Sommaire

11.1 Recherche de déficit ou d'excès d'évènements	172
11.1.1 Détermination de la meilleure fenêtre d'étude	173
11.1.2 Probabilité dans la meilleure fenêtre	173
11.1.3 Résultats de l'analyse	174
11.2 Limites d'exclusion	175
11.2.1 Construction de la fonction de vraisemblance	175
11.2.2 Détermination de la distribution a posteriori	176
11.2.3 Limites observées pour les signaux testés	177
11.3 Conclusion et perspectives	177

Les chapitres précédents ont décrit les méthodes de reconstruction déployées pour la reconstruction précise du spectre de masse invariante, montré sur la figure 11.1 après combinaison des régimes résolus et boostés. Dans ce chapitre, nous décrivons la dernière étape de l'analyse, qui est maintenant de sonder l'émergence de nouvelle physique à partir de ce spectre expérimental.

Nous cherchons dans un premier temps à mettre en évidence la présence d'un excès ou d'un déficit d'évènements de données par rapport au spectre prédit par le Modèle Standard. À cette fin, nous utilisons le test statistique de BUMPHUNTER

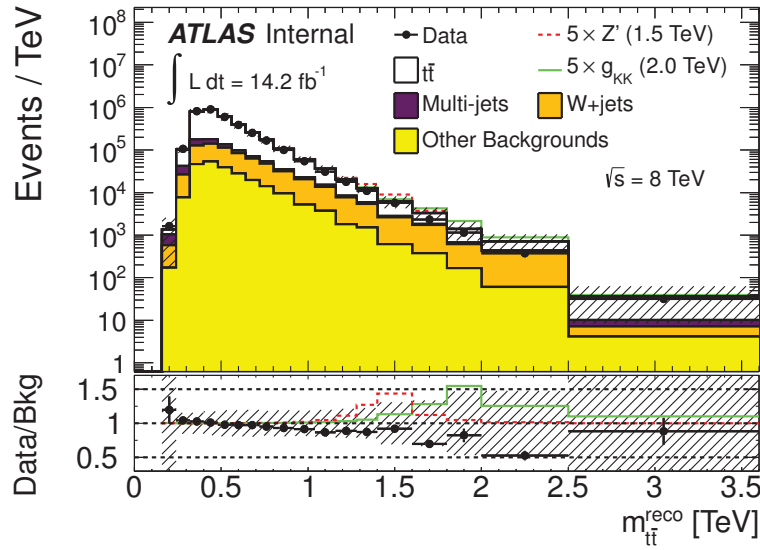


FIGURE 11.1: Spectre de masse invariante obtenu par combinaison des analyses résolues et boostées et des états finals en électrons et muons. Les erreurs montrées incluent les erreurs statistiques et systématiques. La figure montre de plus, respectivement en traits continus verts et rouges, les nombres, multipliés par cinq, d'événements de signal attendus pour un boson Z' et un gluon de Kaluza-Klein.

[134], permettant de caractériser toute déviation par rapport au spectre théorique en termes de probabilité d'occurrence d'un processus de nouvelle physique.

Si aucune déviation significative n'est trouvée, nous pouvons néanmoins poser des limites d'exclusion sur les processus de production résonante étudiés. En effet, s'il est impossible de trouver un excès de production sur le spectre prédit par le modèle standard, nous pouvons alors exclure les modèles de production d'une nouvelle physique ou du moins, exclure les masses sondées pour les nouvelles particules prédites.

11.1 Recherche de déficit ou d'excès d'événements

De manière à mettre en évidence et quantifier une déviation des données obtenues par rapport au spectre prédit par le modèle standard, nous utilisons un test d'hypothèse statistique spécialement optimisé pour ce type de recherche, l'algorithme de BUMPHUNTER.

Nous partons, pour ce faire, du spectre de masse invariante reconstruit. Ce spectre se compose d'un lot de données et de bruits de fond attendu. Nous sou-

haitons caractériser l'apparition d'une déviation des données par rapport au bruit de fond en termes de probabilité qu'a cette déviation d'être compatible ou non avec une variation statistique du bruit de fond attendu.

11.1.1 Détermination de la meilleure fenêtre d'étude

Nous commençons par scinder le spectre en plusieurs fenêtres d'observation. Ces fenêtres correspondent au regroupement de plusieurs classes de l'histogramme de masse invariante, avec un nombre de classes regroupées variable (avec une taille minimale de deux classes). Dans chacune de ces fenêtres i , nous comptons les nombres d'événements de données d_i et de bruit b_i .

Nous savons que le nombre de bruit de fond attendu est soumis à une erreur statistique, pouvant se décrire par une loi de Poisson. Ainsi, l'observation d'un excès d'événements de données doit être comparé à l'amplitude de ces fluctuations. Pour ce faire, nous considérons la variable aléatoire B , représentant la contribution du bruit de fond dans la classe i et distribuée selon une loi de Poisson de valeur moyenne b_i . La probabilité qu'une fluctuation du bruit de fond ait une amplitude comparable à un excès local des données observées d_i se calcule simplement comme :

$$P_i(B > d_i) = \begin{cases} \sum_{n=d_i}^{+\infty} \frac{b_i^n}{n!} e^{-b_i} & \text{si } d_i \geq b_i, \\ \sum_{n=0}^{d_i} \frac{b_i^n}{n!} e^{-b_i} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (11.1)$$

Nous calculons alors cette valeur pour toutes les fenêtres pouvant être bâties sur le spectre. La fenêtre possédant la plus faible valeur P_i^{\min} correspond logiquement à l'intervalle d'observation où l'excès observé a la plus faible probabilité de pouvoir s'expliquer par une fluctuation statistique du bruit de fond. À cette fenêtre, on attribue une valeur $t_{\text{obs.}}$, correspondant à la valeur du test statistique de BUMPHUNTER :

$$t_{\text{obs.}} = \begin{cases} 0 & \text{si } d_i \leq b_i, \\ -\ln P_i^{\min} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (11.2)$$

11.1.2 Probabilité dans la meilleure fenêtre

Une fois la fenêtre présentant le plus grand excès déterminée, nous utilisons le test statistique t pour dériver la p -value globale associée. Cette grandeur exprime la probabilité d'obtenir par fluctuation du bruit de fond attendu un désaccord plus grand que celui qui est effectivement observé. Elle est obtenue en intégrant la fonction de densité de probabilité $f(t)$ du test t :

$$p\text{-value} = \frac{\int_{t_{\text{obs.}}}^{+\infty} f(t)}{\int_0^{+\infty} f(t)}. \quad (11.3)$$

La distribution $f(t)$ étant a priori inconnue, nous l'estimons par génération de pseudo-expériences dans l'intervalle considéré. Un ensemble de 10 000 lots de données simulées est ainsi obtenu en faisant varier le bruit de fond selon des fluctuations gaussiennes à l'intérieur des barres d'erreurs systématiques et statistiques. À chaque lot de pseudo-données va correspondre une valeur de t différente et nous pourrons ainsi reconstruire la distribution complète du test de cette manière.

Pour finir, notons qu'avec la p -value définie de cette façon, une valeur de zéro signifie qu'aucune pseudo-expérience n'a été capable de reproduire la déviation observée et il est alors très peu probable que cette dernière soit provoquée par une fluctuation statistique du bruit de fond. Nous parcourons donc le spectre de masse invariante, à la recherche d'une p -value proche de zéro.

11.1.3 Résultats de l'analyse

Le tableau 11.1 montre les résultats obtenus pour le spectre de masse invariante reconstruit. Le tableau montre les résultats de la recherche pour les états finals en électrons et en muons des analyses résolues et boostées. Les résultats obtenus pour les spectre combiné sont aussi présentés. La p -value obtenue est aussi transcrite en terme de déviation obtenue par rapport à la section efficace du modèle standard.

TABLE 11.1: Résultats du test de BUMPHUNTER.

Recherche d'excès			
Canal	p -value	σ	fenêtre d'observation (GeV)
résolu e +jets	$0,0539 \pm 0,0023$	1,6082	240-400
résolu μ +jets	$0,0449 \pm 0,0021$	1,6965	240-400
boosté e +jets	$0,6125 \pm 0,0049$	0	1800-2500
boosté μ +jets	$0,8938 \pm 0,0031$	0	400-560
Combinaison	$1,0 \pm 0,0$	pas d'excès	–
Recherche de déficit			
Canal	p -value	σ	fenêtre d'observation (GeV)
résolu e +jets	$0,6607 \pm 0,0047$	0	1600-2000
résolu μ +jets	$0,9993 \pm 0,0003$	0	2000-3600
boosté e +jets	$0,8185 \pm 0,0039$	0	400-560
boosté μ +jets	$0,9052 \pm 0,0029$	0	2000-3600
Combinaison	$1,0 \pm 0,0$	pas de déficit	–

Une déviation à environ $1,6\sigma$ est obtenue pour le régime résolu, dans la fenêtre de masse 240-400 GeV. Cette déviation peut être largement imputée à une erreur

de reconstruction, ou une fluctuation statistique ou systématique du bruit de fond attendu.

De manière générale, le test mis en place nous indique que les données collectées ne permettent pas d'établir la mise en évidence d'une quelconque déviation par rapport au bruit de fond prédit par le modèle standard.

11.2 Limites d'exclusion

La section précédente a permis de rejeter l'hypothèse d'apparition d'un processus de production résonante dans le spectre de masse invariante top-antitop. Nous souhaitons maintenant interpréter ces résultats en termes de limites d'exclusion des modèles soumis à l'étude. Pour ce faire, nous allons utiliser les propriétés de l'inférence bayésienne qui, en partant d'un état de connaissance *a priori* sur un ensemble de paramètres d'intérêt, permet de contraindre beaucoup plus précisément ces derniers, après collecte des données.

Nous considérons, dans ce contexte les paramètres d'intérêt comme un ensemble de variables aléatoires, distribuées selon une loi de probabilité *a priori* $\pi(\vec{\theta})$ et appelée communément *prior*. La collecte de données permet de contraindre la valeur réelle des paramètres sur leur loi de distribution par l'intermédiaire du théorème de Bayes :

$$P(\vec{\theta}|D) = \frac{\mathcal{L}(D|\vec{\theta}) \times \pi(\vec{\theta})}{\int \mathcal{L}(D|\vec{\theta}') \times \pi(\vec{\theta}') d\vec{\theta}'}, \quad (11.4)$$

où $P(\vec{\theta}|D)$ est la densité de probabilité *a posteriori* des paramètres d'intérêt sachant que l'on a mesuré le lot de données D et où $\mathcal{L}(D|\vec{\theta})$ est la fonction de vraisemblance, exprimant la probabilité d'observer les données si nous connaissons les paramètres d'intérêt.

11.2.1 Construction de la fonction de vraisemblance

Nous commençons par établir la fonction de vraisemblance associée à l'analyse que nous mettons en place. Dans chaque classe i de l'histogramme de masse invariante, la probabilité d'obtenir un nombre d'événements D_i sachant que le nombre attendu est $N_i(\sigma_S)$, contenant les nombres attendus de signal et bruit de fond, suit une distribution de Poisson :

$$P(D_i|\sigma_S) = \frac{e^{-N_i(\sigma_S)} N_i(\sigma_S)^{D_i}}{D_i!}. \quad (11.5)$$

Cette dernière probabilité dépend de la connaissance de la section efficace du signal considéré, qui est le paramètre que nous souhaitons contraindre. La fonction

de vraisemblance de l'analyse s'écrit alors comme le produit des probabilités dans chaque classe de l'histogramme :

$$\mathcal{L}(D_i|\sigma_S) = \prod_{i=1}^N P(D_i|\sigma_S), \quad (11.6)$$

soit :

$$\mathcal{L}(D_i|\sigma_S) = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-N_i(\sigma_S)} N_i(\sigma_S)^{D_i}}{D_i!}. \quad (11.7)$$

Cependant, la fonction de vraisemblance ainsi définie ne peut prétendre prendre en compte les sources d'imprécisions liées aux incertitudes systématiques de l'analyse. Ces incertitudes définies précédemment influent sur les nombres d'évènements attendus $N_i(\sigma_S)$ et nous ajoutons alors une dépendance de ces nombres d'évènements à un vecteur de paramètres $\vec{\nu}$: les *paramètres de nuisance*. Nous obtenons ainsi :

$$\mathcal{L}(D|\sigma_S, \vec{\nu}) = \prod_{i=1}^N \frac{e^{-N_i(\sigma_S, \vec{\nu})} N_i(\sigma_S, \vec{\nu})^{D_i}}{D_i!}, \quad (11.8)$$

Ce vecteur encode les variations relatives des nombres d'évènements de signal et de bruit de fond attendus sous une variation de l'erreur systématique [135]. Notons enfin qu'à ces nouveaux paramètres, nous devons associer une densité de probabilité a priori. Cette densité $\pi(\vec{\nu})$ est généralement définie pour chaque source d'erreur comme une distribution gaussienne dont l'écart-type correspond à la dispersion mesurée pour l'erreur systématique associée.

11.2.2 Détermination de la distribution a posteriori

Une fois la fonction de vraisemblance obtenue, nous n'avons plus qu'à utiliser les propriétés des probabilités conditionnelles et le théorème de Bayes pour obtenir la densité de probabilité a posteriori¹ :

$$P(\sigma_S|D) \propto \pi(\sigma_S) \int \mathcal{L}(D|\sigma_S, \vec{\nu}) \pi(\vec{\nu}) d\vec{\nu}, \quad (11.9)$$

où la fonction $\pi(\sigma_S)$ doit encoder notre connaissance sur la section efficace avant mesure. De cette section efficace, nous savons juste qu'elle doit être strictement positive, on en déduit

$$\pi(\sigma_S) = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma_S < 0 \\ 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (11.10)$$

1. La densité a posteriori est obtenue à une constante près. La densité devant être normalisée à l'unité, le calcul de cette constante n'est pas importante.

La détermination de la densité de probabilité a posteriori passe donc par l'intégration de la fonction de vraisemblance sur les paramètres de nuisance. En pratique, cette intégration est réalisée par intégration Monte Carlo. Nous tirons donc aléatoirement n vecteurs \vec{v} sur la densité a priori $\pi(\vec{v})$ puis nous les insérons dans la fonction de vraisemblance. La densité de probabilité à posteriori est alors estimée par

$$P(\sigma_S|D) \propto \sum_n L(D|\sigma_S, \vec{v}_n) \quad (11.11)$$

Rappelons que cette dernière densité de probabilité est identifiée à la densité de probabilité de la section efficace contrainte par nos mesures. Munis de cette dernière, nous pouvons calculer la limite supérieure $\sigma_{\text{obs.}}$ observée, à 95% de confiance, pour la section efficace de production pour le signal recherché comme :

$$\int_0^{\sigma_{\text{obs.}}} P(\sigma_S|D) d\sigma_S = 95\% \quad (11.12)$$

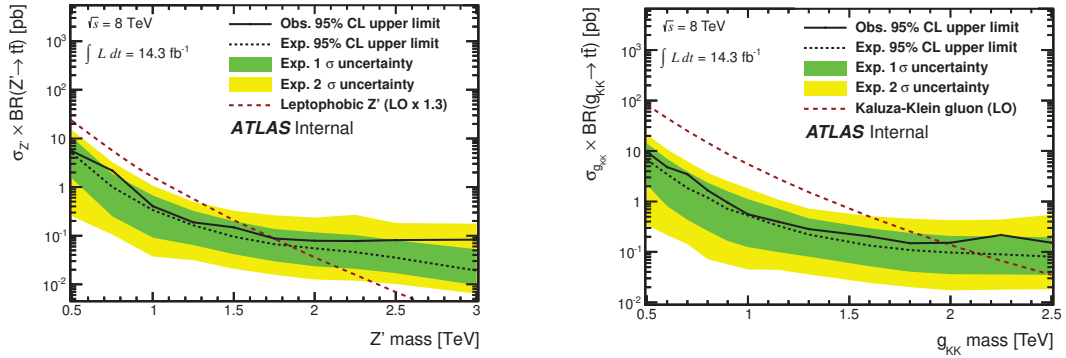
11.2.3 Limites observées pour les signaux testés

La figure 11.2 montre les tracés des limites obtenues dans le plan $(M_X, \sigma \times BR(X \rightarrow t\bar{t}))$ pour les signaux de Z' leptophobic et de gluon de Kaluza-Klein. Les limites attendues, dérivées uniquement à partir des simulations Monte Carlo de signal et de bruit de fond, sont tracées en pointillés et les niveaux de confiance à 68 et 95% sont reportés en vert et jaune respectivement. La limite observée avec les données est reportée en trait plein. Enfin, la section efficace théorique pour le signal considéré est reportée en rouge, avec son incertitude associée.

L'intercepte des courbes théoriques et de la limite observée permet de définir l'exclusion, à 95 % de niveau de confiance, du modèle théorique pour la masse de la résonance correspondante. Au final, en utilisant la combinaison des mesures effectuées dans les régimes résolus et boostés et les états finals électrons et muons, nous excluons à 95 % de confiance l'apparition d'un boson Z' leptophobic dans la gamme de masse 0,5-1,8 TeV et d'un gluon de Kaluza-Klein dans le modèle de Randall-Sundrum dans la gamme 0,5-2,1 TeV.

11.3 Conclusion et perspectives

Ce chapitre, ainsi que les deux précédents, ont présenté la recherche de l'apparition d'une résonance lourde dans le spectre de masse invariante top-antitop menée auprès de l'expérience ATLAS, en utilisant les 14 fb^{-1} de données récoltées au cours de l'année 2012 à 8 TeV. Cette recherche prend en compte les spécificités liées à la recherche de résonances lourdes, avec l'apparition d'un régime boosté, pour lequel la reconstruction des quarks top dans le détecteur nécessite le déploiements de méthodes de reconstruction innovantes. Au final, nous avons été capable de reconstruire avec précision le spectre de masse invariante top-antitop



(a) Limite supérieure de production d'un boson Z' leptophobique.

(b) Limite supérieure de production d'un gluon de Kaluza-Klein dans le modèle de Randall-Sundrum.

FIGURE 11.2: Limites attendues et observées sur les sections efficaces de production d'un boson Z' leptophobique en Technicouleur assistée par TopColor (a) et d'un gluon de Kaluza-Klein dans un modèle de type Randall-Sundrum (b).

dans l'état final semileptonique et nous avons pu interpréter l'absence de déviation sur ce spectre par rapport au modèle standard en termes de limite sur les masses de nouvelles particules prédites dans les modèles de nouvelle physique. Ainsi, nous avons exclu la possibilité de voir apparaître un boson Z' leptophobique dans les modèles de technicouleur assistée par topcolor dans une fenêtre de masse comprise entre 0,5 et 1,8 TeV et nous avons de plus contraint l'émergence d'un gluon de type Kaluza-Klein dans le modèle de Randall-Sundrum dans la gamme 0,5-2,1 TeV. Les résultats obtenus viennent ainsi compléter le tableau 8.2. Ils permettent notamment de confirmer les résultats obtenus avec l'analyse menée auprès du détecteur CMS, avec l'exclusion de masses inférieures à 2,1 et 2,5 TeV respectivement pour les signaux d'un Z' et gluon de Kaluza-Klein.

Au delà des résultats finals obtenus, l'analyse que nous avons menée figure au rang de précurseur et ouvre la voie à une thématique nouvelle au sein de la physique des particules expérimentale : la reconstruction et l'étude d'états finals *boostés*. Nous avons présenté, dans ce chapitre, les méthodes et outils de pointe utilisés pour la reconstruction et l'identification précise du monojet de quark top. Avec l'augmentation de l'énergie des faisceaux à venir, cette thématique va prendre une place de plus en plus importante et de nombreuses découvertes sont encore à faire dans ce domaine.

*« Je sais bien qu'à la fin vous me mettez à bas ;
N'importe : je me bats ! je me bats ! je me bats !
Oui, vous m'arrachez tout, le laurier et la rose !
Arrachez ! Il y a malgré vous quelque chose
Que j'emporte, et ce soir, quand j'entrerai chez Dieu,
Mon salut balaiera largement le seuil bleu,
Quelque chose que sans un pli, sans une tache,
J'emporte malgré vous, et c'est... Mon panache ! »*

Edmond Rostand – Cyrano de Bergerac

Conclusion

Le travail mené dans le présent manuscrit s'articule autour d'une observable clé dans la compréhension des données issues du LHC : le jet de hadrons. L'étude et la compréhension précise de ce type d'objet est un enjeu crucial pour la plupart des analyses de physique menées actuellement auprès de collisionneurs hadroniques.

Avec une structure façonnée par les contraintes strictes, héritées du caractère non-abélien de l'interaction forte, les jets sont des objets complexes. Ils forment cependant le signal exclusif associé à la détection d'un gluon ou quark dans l'état final d'une interaction et doivent donc être reconstruits avec précision. La deuxième partie du présent manuscrit présente ainsi les principaux aspects, théoriques et expérimentaux, associés à la reconstruction du signal d'un jet dans le détecteur ATLAS.

Nous avons particulièrement insisté sur les méthodes d'étalonnage des jets déployées lors des premières prises de données. Parmi ces méthodes, l'étalonnage par facteur d'échelle global, utilisée en association avec la méthode d'étalonnage hadronique local est de plus en plus répandue au sein des analyses de physique devant reconstruire le signal d'un jet avec précision puisque l'utilisation conjuguée de ces deux méthodes permet une reconstruction très performante de l'énergie et de la résolution des jets.

Une validation partielle de la méthode d'étalonnage hadronique local est proposée au chapitre 7 du présent manuscrit. À terme, cette validation devrait permettre une réduction des erreurs de reconstruction associées aux jets, dont la contamination influe parfois de manière drastique sur les analyses de physique mises en place.

Le volet principal de cette thèse porte sur la recherche de l'émergence de processus de nouvelle physique dans le spectre de masse invariante top-antitop. Comme abordé au chapitre 2, le modèle standard laisse un grand nombre de questions

sans réponses et ne permet notamment pas de décrire certaines observations expérimentales. Nous avons vu au chapitre 8, que les tests de précision autour du secteur du quark top laissent présager de possibles avancées dans la compréhension des interactions fondamentales. Parmi ces tests, la présente thèse s'attarde sur la mise en évidence de la production résonante d'une nouvelle particule, dans les modèles où les nouvelles particules produites possèdent de forts couplages avec le quark top.

Dans cette optique, nous nous sommes proposés d'exploiter les 14 fb^{-1} de données collectées à 8 TeV au cours de l'année 2012 par le détecteur ATLAS. L'analyse en elle-même est détaillée dans les chapitres 9 et 10. L'interprétation des résultats expérimentaux est finalement discutée au chapitre 11.

L'augmentation de l'énergie des faisceaux qu'a permis le LHC, ouvre la voie au test de la physique à l'échelle du TeV et permettra de contraindre ainsi le modèle standard dans ses derniers retranchements. Cet état de fait complexifie cependant très fortement les états finals dans les recherches impliquant le quark top. Dans l'analyse proposée dans cette thèse, la haute énergie des processus étudiés rend la topologie de l'état final très complexe, avec notamment l'apparition d'une configuration *boostée*, où les produits de désintégration du quark top sont émis dans une même région angulaire du détecteur.

Il s'agit là de la principale innovation de l'analyse présentée dans ces pages. Dans le contexte des très hautes énergies, le quark top se désintégrant de manière hadronique est reconstruit comme un seul et même jet, nommé monojet de quark top. Avec ce type de signal, il est alors difficile d'obtenir par des moyens classiques une bonne discrimination du signal sur le bruit de fond. La résolution d'un tel problème passe par l'étude de la sous-structure du jet de large rayon. Nous avons ainsi présenté les méthodes qui furent mises en place pour la recherche menée et les résultats que ces méthodes permettent d'obtenir.

Au final, si nous n'avons pas réussi à mettre en évidence le signal d'une nouvelle particule, nous avons pu contraindre les masses et sections efficaces de ces particules dans les modèles testés. Ainsi, nous avons exclu l'apparition d'un Z' leptophobic en deçà d'une masse de 1,8 TeV et d'un gluon de Kaluza-Klein sous une masse de 2,1 TeV dans le modèle de Randall-Sundrum. Ces résultats sont consistants et compétitifs avec les résultats publiés par l'expérience CMS dans le même canal de recherche.

Après presque trois ans de prises de données et malgré les efforts acharnés de l'ensemble des collaborations réunies autour de lui, le LHC n'a pas permis la mise en évidence de nouvelle physique. Aujourd'hui à l'arrêt, il devrait redémarrer à l'horizon 2015 avec une énergie dans le centre de masse accrue. Gageons que ce nouvel élan permettra de dépasser les limites d'un modèle standard devenu un cadre trop étroit pour permettre d'appréhender dans sa globalité les lois fondamentales des processus d'interactions quantiques.

Table des figures

1.1	Vertex QED liant le champ de matière au photon.	23
1.2	Corrections radiatives au premier ordre pour le vertex de QED. . .	23
1.3	Evolution de l'inverse des constantes de couplages	24
1.4	Le potentiel de Higgs en fonction de Φ dans le plan $(\text{Re}(\Phi), \text{Im}(\Phi))$. . .	29
2.1	Le pic de résonance du boson Z^0 au LEP et sa prédiction pour différentes hypothèses sur le nombre de neutrinos légers [13]. . . .	35
2.2	Comparaison entre les principaux paramètres électrofaibles ajustés du modèle standard et les observations expérimentales [20].	37
2.3	Signal du Higgs en 2012 avec le détecteur ATLAS	38
3.1	Processus de création d'une paire de quarks top par fusion de quarks.	45
3.2	Distributions de partons pour deux échelles Q^2 différentes.	46
3.3	Le complexe d'accélérateurs du CERN.	47
3.4	Sections efficaces et nombre d'évènements attendus pour les processus principaux au LHC et Tevatron.	50
4.1	Schéma détaillé du détecteur ATLAS.	53
4.2	Schéma détaillé du détecteur interne.	54
4.3	Schéma détaillé du système de calorimétrie.	58
4.4	Schéma d'un section de la partie centrale du calorimètre électromagnétique.	59
4.5	Schéma d'un module central du calorimètre hadronique.	60
5.1	(a) Diagrammes de Feynman contribuant au calcul de la section efficace à trois partons dans l'état final du processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. (b) Vertex d'émission du gluon.	68
5.2	(a) un exemple d'évènement à deux jets dans l'approche de Sterman et Weinberg. La définition du jet adoptée est telle que l'émission d'un gluon mou ou colinéaire ne perturbe pas la reconstruction. (b) Exemple d'évènement à trois jets. Dans ce cas, le gluon émis est suffisamment énergétique et séparé en angle pour être compté comme un jet indépendant.	70

6.1	Correction d'empilement pour la méthode d'étalonnage par facteur d'échelle.	84
6.2	(a) Correction moyenne en fonction du p_T étalonné des jets. Les trois courbes montrent trois classes représentatives selon la position dans le détecteur η_{det} . (b) Réponse moyenne \mathcal{R} du calorimètre en fonction de la pseudo-rapacité et pour différentes énergies étalonnées.	86
6.3	Erreur systématique sur l'échelle d'énergie des jets après étalonnage par facteur d'échelle global.	88
6.4	Les principaux moments utilisés dans la description d'un amas dans les calorimètres.	93
6.5	Probabilités pour la classification des amas.	94
6.6	Fraction d'énergie classée électromagnétique (en rouge) et hadronique (en bleu) pour une simulation de pions neutres (figure de gauche) et chargés (figure de droite) isolés, en fonction de leur énergie d'entrée. Les distributions sont moyennées sur les variable η et ϕ	95
6.7	Fraction d'énergie classée électromagnétique (en rouge) et hadronique (en bleu) pour une simulation de pions neutres (figure de gauche) et chargés (figure de droite) isolés, compris dans une gamme d'énergie $E = (100 \pm 30)\text{GeV}$, en fonction de la pseudo-rapacité. Les distributions sont moyennées sur les variable E et ϕ	95
6.8	Énergie déposée en MeV, dans les zones mortes d'après une simulation de pions de 500 GeV.	97
7.1	Rapports E^{had}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction hadronique sur l'énergie brute	103
7.2	Rapports E^{OOC}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction hors-amas sur l'énergie brute, moyennées en classes de pseudo-rapacité η pour des amas à dominante électromagnétique (a) ou hadronique (b). La figure (c) présente la combinaison des deux types d'amas.	104
7.3	Rapports E^{DM}/E^0 de l'énergie des amas pondérée par la correction des zones mortes sur l'énergie brute, moyennées en classes de pseudo-rapacité η pour des amas à dominante électromagnétique (a) ou hadronique (b). La figure (c) présente la combinaison des deux types d'amas.	105
8.1	Diagrammes de Feynman de production à l'arbre de paires de quarks top au LHC.	111
8.2	Vertex de production résonante de paires de quarks top par interaction électrofaible.	111

8.3	Diagramme de Feynman à l'ordre dominant de production de quarks top célibataires. De gauche à droite : les deux diagrammes de la voie t , les deux diagrammes de la production associée Wt et la voie s	112
8.4	Les différents canaux de désintégration d'une paire de quarks top. Sur la figure, la surface de chaque état final est proportionnelle à son rapport d'embranchement.	114
8.5	Sections efficaces $\sigma \times BR$ pour les processus : (a) $Z' \rightarrow t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 8$ TeV et (b) $g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 14$ TeV	118
9.1	Distance ΔR , dans le plan (η, ϕ) , entre les différents produits de désintégration de la chaîne $t \rightarrow Wb \rightarrow q\bar{q}b$. En (a) est montrée la distance entre le boson W et le quark b en fonction de l'impulsion transverse du quark top. En (b) est reporté l'angle entre les deux quarks issus du boson W	123
9.2	Les différentes topologies de l'état final top-antitop pour différentes masses invariantes du système. De gauche à droite, le régime résolu, le régime de transition et enfin le régime boosté.	124
9.3	Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux pour les données 2012 au LHC.	126
9.4	Schéma du fonctionnement de l'algorithme de trimming.	132
9.5	Masse du jet ($R = 1,0$ de plus haut p_T dans des événements de simulation du signal d'un Z' à 1,6 TeV. Les différentes courbes correspondent à différents nombres de vertex primaires reconstruits. Les figures sont tirées de la référence [113].	132
9.6	Efficacités de sélection en fonction de la masse invariante reconstruite pour le signal d'un Z' de différentes masses. L'état final en muons est présenté par les distributions grisées tandis que l'état final en électrons est représenté par les lignes noires. Les lignes pointillées montrent les efficacités obtenues pour la sélection boostée et les lignes pleines représentent l'efficacité des analyses résolues et boostées combinées.	136
9.7	Masse invariante reconstruite pour différentes masses de Z' pour les régimes : résolu (a) et boosté (b). Les figures du bas montrent les différences résiduelles par rapport à la masse invariante générée pour l'analyse résolue (c) et boostée (d).	141
9.8	Masses reconstruites, dans le régime boosté, des quarks top leptoniques et hadroniques dans les états finals électrons et muons. . .	142
9.9	Spectres de masses invariantes reconstruites pour les états finals électrons (à gauche) et muons (à droite) et les sélections exclusives résolue (en haut) et boostée (en bas). Les incertitudes incluent les erreurs statistiques et les incertitudes systématiques.	147

10.1	Masse invariante reconstruite en relâchant l'étiquetage des jets de quark b et les critères de masse et de sous-structure du jet de large rayon dans l'état final électron (a) et muon (b).	150
10.2	Distribution des variables de fragmentation pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.	152
10.3	Distribution des variables de N-subjettiness pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.	154
10.4	Distribution de la variable Q_W pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.	155
10.5	Exemple de diagramme d'efficacité-réjection.	157
10.6	Indices de Gini des variables de sous-structure.	158
10.7	Significativité obtenue en fonction d'une coupure appliquée sur la variable Q_W dans l'état final (a) électron et (b) muon.	159
10.8	Significativités obtenues avec différentes coupures.	160
10.9	Masse invariante reconstruite après application de la coupure $Q_W > 60$ GeV, dans l'état final électron (a) et muon (b).	162
10.10	Distribution de la variable $\sqrt{d_{12}}$ pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.	163
10.11	Distribution de la variable τ_1 pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.	164
10.12	Distribution de la variable Q_W pour l'état final électron sans (a) et avec (b) application de l'algorithme de trimming.	164
10.13	Significativité obtenue en fonction d'une coupure appliquée sur la variable Q_W dans l'état final (a) électron et (b) muon pour des jets non-trimmés.	165
10.14	Matrices de corrélations entre les variables de sous-structure pour les données dans l'état final électron (a) et muon (b).	166
10.15	Indices de Gini des variables de sous-structure, après la coupure $Q_W > 60$ GeV.	167
10.16	Distribution de la variable de Thrust mineur $T_{\min.}$ pour les données, les principaux bruits de fond et le signal d'un Z' à 1,5 TeV.	168
11.1	Spectre de masse invariante obtenu par combinaison des analyses résolues et boostées et des états finals en électrons et muons. Les erreurs montrées incluent les erreurs statistiques et systématiques. La figure montre de plus, respectivement en traits continus verts et rouges, les nombres, multipliés par cinq, d'évènements de signal attendus pour un boson Z' et un gluon de Kaluza-Klein.	172
11.2	Limites attendues et observées sur les sections efficaces de production d'un boson Z' leptophobic en Technicouleur assistée par TopColor (a) et d'un gluon de Kaluza-Klein dans un modèle de type Randall-Sundrum (b).	178

Liste des tableaux

1.1	Représentations fondamentales du groupe de Poincaré	20
1.2	Le secteur des fermions du Modèle Standard	25
1.3	Le secteur des bosons du modèle standard	26
1.4	Isospin faible et hypercharge pour les fermions du modèle standard.	28
2.1	Les densités de matière ajustées par combinaison des résultats des expérience WMAP et Planck.	35
5.1	Les deux principaux jeux de paramètres utilisés pour le regroupe- ment.	76
6.1	Erreurs maximales sur l'échelle d'énergie des jets, reconstruits avec un algorithme d'anti- k_T de paramètre $R = 0,6$, pour différentes valeurs de p_T et η	89
8.1	Sections efficaces de production résonante pour différentes masse de Z' et g_{KK}	118
8.2	Résumé des résultats du Tevatron et LHC concernant la recherche de production résonante dans le spectre de masse invariante $t\bar{t}$. . .	119
9.1	Sections efficaces de production W +jets	128
9.2	Sections efficaces de production Z +jets	129
9.3	Nombres d'évènements de bruit de fond passant la sélection . . .	137
9.4	Paramètres ajustés pour la reconstruction de la paire de quarks top.	138
9.5	Impact moyen des erreurs systématiques dominantes sur les évènè- ments sélectionnés (en pour cent du nombre total) pour les prin- cipaux bruits de fond et le signal d'un Z' à une masse de 1,5 TeV.	146
10.1	Intégrales des courbes de significativité en fonction de la masse du Z'	161
11.1	Résultats du test de BUMPHUNTER.	174

Bibliographie

- [1] W. Greiner. *Relativistic Quantum Mechanics : wave equations*. Springer, 2000.
- [2] M. Maggiore. *A Modern Introduction to Quantum Field Theory*. Oxford master series in statistical, computational and theoretical physics, 2010.
- [3] L. Crispino, A. Higuchi, and G. Matsas. The unruh effect and its applications. *arXiv :0710.5373v1 [gr-qc]*, 2007.
- [4] J-P. Derendinger. *Théorie quantique des champs*. Presses Polytechniques et Universitaire Romandes, 2001.
- [5] B. Clément. *Physique des particules*. Dunod, 2013.
- [6] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86 :010001, Jul 2012.
- [7] Abhay Ashtekar. New variables for classical and quantum gravity. *Phys. Rev. Lett.*, 57 :2244–2247, Nov 1986.
- [8] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, Feb 1957.
- [9] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Aug 1964.
- [10] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, Oct 1964.
- [11] Jeffrey Goldstone, Abdus Salam, and Steven Weinberg. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, 127 :965–970, Aug 1962.
- [12] G. Alexander et al. Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model : the LEP Collaborations. *Phys.Lett.*, B276 :247–253, 1992.
- [13] S. Schael et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427 :257–454, 2006.
- [14] Y. Sofue and V. Rubin. Rotation Curves of Spiral Galaxies. *Annual Review on Astronomy and Astrophysics*, 39 :137–174, 2001.
- [15] Sean M. Carroll. The cosmological constant. *Living Reviews in Relativity*, 4(1), 2001.

- [16] P.A.R. Ade et al. Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results. 2013.
- [17] J. Hosaka et al. Three flavor neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrinos in super-kamiokande. *Phys. Rev. D*, 74 :032002, Aug 2006.
- [18] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [19] R. Adolphi et al. The CMS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08004, 2008.
- [20] Henning Flacher, Martin Goebel, Johannes Haller, Andreas Hocker, Klaus Monig, et al. Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond with Gfitter. *Eur.Phys.J.*, C60 :543–583, 2009.
- [21] L. Evans (ed.) and P. Bryant (ed.). LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [22] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [23] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997.
- [24] Adrian Signer. ABC of SUSY. *J.Phys.*, G36 :073002, 2009.
- [25] J Billard. *Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2012.
- [26] Gian F. Giudice. Beyond the standard model. 1996.
- [27] G Chanfray and G. Smadja. *Les Particules et leurs symétries*. Masson, 1998.
- [28] Christopher T. Hill. Topcolor : Top quark condensation in a gauge extension of the standard model. *Phys.Lett.*, B266 :419–424, 1991.
- [29] J Morel. *Recherche d'une nouvelle résonance Z' dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2008.
- [30] P. Aurenche. La QCD et son histoire : partons d'un bon pied! <http://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00093000/fr/>.
- [31] Guido Altarelli and G. Parisi. Asymptotic Freedom in Parton Language. *Nucl.Phys.*, B126 :298, 1977.
- [32] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 15 :438–450, 1972.
- [33] Stefano Forte and Graeme Watt. Progress in the Determination of the Partonic Structure of the Proton. 2013.
- [34] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 0803 :S08002.
- [35] A. A. Alves et al. The LHCb detector at the LHC. *JINST*, 3 :S08005.

- [36] G. Aneli et al. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08007.
- [37] O. Adriani et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08006.
- [38] R. Cid and X. Cid Vidal. Taking a closer look at the LHC. <http://www.lhc-closer.es/php/index.php?i=1&s=4&p=18&e=0>.
- [39] J Labbé. *Étalonnage électronique du calorimètre électromagnétique et mesure de la polarisation des bosons W dans la décroissance des quarks top* . PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2009.
- [40] M Rubin. *A new LHC search channel for a light Higgs boson and associated QCD calculations*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2010.
- [41] T. Kinoshita and A. Ukawa. Mass Singularities of Feynman Amplitudes. 1975.
- [42] T.D. Lee and M. Nauenberg. Degenerate Systems and Mass Singularities. *Phys.Rev.*, 133 :B1549–B1562, 1964.
- [43] George F. Sterman and Steven Weinberg. Jets from Quantum Chromodynamics. *Phys.Rev.Lett.*, 39 :1436, 1977.
- [44] Blazey et al. Run II jet physics. pages 47–77, 2000.
- [45] Gavin P. Salam and Grégory Soyez. A practical seedless infrared-safe cone jet algorithm. *Journal of High Energy Physics*, 2007(05) :086, 2007.
- [46] S. Catani, Yuri L. Dokshitzer, M.H. Seymour, and B.R. Webber. Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nucl.Phys.*, B406 :187–224, 1993.
- [47] Stephen D. Ellis and Davison E. Soper. Successive combination jet algorithm for hadron collisions. *Phys. Rev. D*, 48 :3160–3166, Oct 1993.
- [48] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti- $k(t)$ jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [49] Yuri L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti, and B.R. Webber. Better jet clustering algorithms. *JHEP*, 9708 :001, 1997.
- [50] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder. *Phys.Lett.*, B641 :57–61, 2006.
- [51] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. FastJet user manual. Technical report, 2011.
- [52] W Lampl, S Laplace, D Lelas, P Loch, H Ma, S Menke, S Rajagopalan, D Rousseau, S Snyder, and G Unal. Calorimeter clustering algorithms : Description and performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.

- [53] ATLAS collaboration. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *arXiv :1112.6426 [hep-ex]*, 2011.
- [54] R. Camacho. *Recherche de nouvelles résonances se désintégrant en paires de quarks top avec le détecteur ATLAS du LHC*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, 2012.
- [55] T Barillari, E Bergeaas Kuutmann, T Carli, J Erdmann, P Giovannini, K J Grahn, C Issever, A Jantsch, A Kiryunin, K Lohwasser, A Maslennikov, S Menke, H Oberlack, G Pospelov, E Rauter, P Schacht, F SpanÅş, P Speckmayer, P Stavina, and P StrÅnzenec. Local hadronic calibration. Technical Report ATL-LARG-PUB-2009-001-2. ATL-COM-LARG-2008-006. ATL-LARG-PUB-2009-001, CERN, Geneva, Jun 2008. Due to a report-number conflict with another document, the report-number ATL-LARG-PUB-2009-001-2 has been assigned.
- [56] S Argyropoulos, J A Backus Mayes, L Bryngemark, R C Camacho Toro, J Katzy, J Lacey, C Sawyer, A Schwartzman, and P Starovoitov. Pile-up subtraction and suppression for jets in atlas. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-251, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [57] S Argyropoulos, J A Backus Mayes, L Bryngemark, R C Camacho Toro, J Katzy, J Lacey, C Sawyer, A Schwartzman, and P Starovoitov. Pile-up subtraction and suppression for jets in atlas. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-251, CERN, Geneva, Mar 2013.
- [58] S. Agostinelli et al. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003.
- [59] KJ Grahn, A Kiryunin, and G Pospelov. Tests of local hadron calibration approaches in atlas combined beam tests. Technical Report ATL-COM-LARG-2010-032, CERN, Geneva, Jul 2010. deadline is August, 15.
- [60] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [61] Charged particle multiplicities in p p interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 tev in a diffractive limited phase-space measured with the atlas detector at the lhc and new pythia6 tune. Technical Report ATLAS-CONF-2010-031, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [62] S. Abachi et al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2632–2637, Apr 1995.
- [63] F. Abe et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, Apr 1995.
- [64] T. Delemontex. *Mesure de la section efficace de production de quark top par production électrofaible dans le mode associé Wt dans le canal dilepton*

- auprès de l'expérience ATLAS du LHC*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2012.
- [65] Nikolaos Kidonakis. Top quark pair and single top production at Tevatron and LHC energies. *PoS, ICHEP2010* :059, 2010.
- [66] Nikolaos Kidonakis. Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t -channel single top quark production. *Phys. Rev. D*, 83 :091503, May 2011.
- [67] Georges Aad et al. Measurement of the t -channel single top-quark production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B717 :330–350, 2012.
- [68] Georges Aad et al. Evidence for the associated production of a W boson and a top quark in ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys.Lett.*, B716 :142–159, 2012.
- [69] Serguei Chatrchyan et al. Evidence for associated production of a single top quark and w boson in pp collisions at 7 tev. Technical Report arXiv :1209.3489. CMS-TOP-11-022. CERN-PH-EP-2012-266, CERN, Geneva, Sep 2012. Comments : Submitted to Physical Review Letters.
- [70] Nikolaos Kidonakis. NNLL resummation for s -channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D81 :054028, 2010.
- [71] Georges Aad et al. Search for FCNC single top-quark production at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B712 :351–369, 2012.
- [72] Serguei Chatrchyan et al. Search for flavor changing neutral currents in top quark decays in pp collisions at 7 TeV. *Phys.Lett.*, B718 :1252–1272, 2013.
- [73] Stephen J. Parke. Top Quark Spin Correlations - Theory. *Nuovo Cim.*, C035N3 :111–114, 2012.
- [74] Valentin Ahrens, Andrea Ferroglia, Matthias Neubert, Ben D. Pecjak, and Li Lin Yang. The top-pair forward-backward asymmetry beyond NLO. *Phys.Rev.*, D84 :074004, 2011.
- [75] Robert M. Harris, Christopher T. Hill, and Stephen J. Parke. Cross-section for topcolor Z -prime(t) decaying to t anti- t : Version 2.6. 1999.
- [76] Robert M. Harris and Supriya Jain. Cross Sections for Leptophobic Top-color Z' Decaying to Top-Antitop. *Eur.Phys.J.*, C72 :2072, 2012.
- [77] Ben Lillie, Lisa Randall, and Lian-Tao Wang. The Bulk RS KK-gluon at the LHC. *JHEP*, 0709 :074, 2007.
- [78] V.M. Abazov et al. Search for $t\bar{t}$ resonances in the lepton plus jets final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV. *Phys.Lett.*, B668 :98–104, 2008.
- [79] Victor Mukhamedovich Abazov et al. Search for a Narrow $t\bar{t}$ Resonance in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys.Rev.*, D85 :051101, 2012.

- [80] T. Aaltonen et al. Search for resonant production of $t\bar{t}$ pairs in 4.8 fb^{-1} of integrated luminosity of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. D*, 84 :072004, Oct 2011.
- [81] T. Aaltonen et al. Search for resonant $t\bar{t}$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 100 :231801, Jun 2008.
- [82] T. Aaltonen et al. Limits on the production of narrow $t\bar{t}$ resonances in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. D*, 77 :051102, Mar 2008.
- [83] T. Aaltonen et al. Search for New Color-Octet Vector Particle Decaying to t anti- t in p anti- p Collisions at $s^{*(1/2)} = 1.96\text{-TeV}$. *Phys.Lett.*, B691 :183–190, 2010.
- [84] T. Aaltonen et al. Search for resonant production of $t\bar{t}$ decaying to jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96 \text{ TeV}$. *Phys. Rev. D*, 84 :072003, Oct 2011.
- [85] Search for resonances decaying into top quark pairs using fully hadronic decays in pp collisions with atlas at $\text{sqrt}(s) = 7 \text{ tev}$. Technical Report ATLAS-CONF-2012-102, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [86] A search for $t\bar{t}$ resonances in the lepton plus jets final state using 4.66 fb^{-1} of pp collisions at $\text{sqrt}(s) = 7 \text{ tev}$. Technical Report ATLAS-CONF-2012-136, CERN, Geneva, Sep 2012.
- [87] A search for $t\bar{t}$ resonances in the dilepton channel in $1.04/\text{fb}$ of pp collisions at $\text{sqrt}(s) = 7 \text{ tev}$. Technical Report ATLAS-CONF-2011-123, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [88] Search for $t\bar{t}$ resonances in semileptonic final state. Technical Report CMS-PAS-B2G-12-006, CERN, Geneva, 2013.
- [89] Serguei Chatrchyan et al. Search for z' resonances decaying to $t\bar{t}$ in dilepton+jets final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ tev}$. Technical Report arXiv :1211.3338. CMS-TOP-11-010. CERN-PH-EP-2012-324, CERN, Geneva, Nov 2012. Comments : Submitted to *Phys. Rev. D*.
- [90] Prospects for top anti-top resonance searches using early atlas data. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2010-008, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [91] David Krohn, Jesse Thaler, and Lian-Tao Wang. Jet Trimming. *JHEP*, 1002 :084, 2010.
- [92] Luminosity determination in pp collisions at $\text{sqrt}(s) = 7 \text{ tev}$ using the atlas detector in 2011. Technical Report ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [93] Georges Aad et al. Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ Using the ATLAS Detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C71 :1630, 2011.
- [94] Stefano Frixione, Fabian Stoeckli, Paolo Torrielli, Bryan R. Webber, and Chris D. White. The MCaNLO 4.0 Event Generator. 2010.

- [95] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al. HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *JHEP*, 0101 :010, 2001.
- [96] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M.H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z.Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [97] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82 :074024, 2010.
- [98] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al. HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOSS section calculatoR. *Comput.Phys.Commun.*, 182 :1034–1046, 2011.
- [99] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.
- [100] Nikolaos Kidonakis. Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D83 :091503, 2011.
- [101] Nikolaos Kidonakis. Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-. *Phys.Rev.*, D82 :054018, 2010.
- [102] Nikolaos Kidonakis. NNLL resummation for s-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D81 :054028, 2010.
- [103] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307 :001, 2003.
- [104] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, Pavel M. Nadolsky, et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 0207 :012, 2002.
- [105] Georges Aad et al. Measurement of the charge asymmetry in top quark pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector. *Eur.Phys.J.*, C72 :2039, 2012.
- [106] Ryan Gavin, Ye Li, Frank Petriello, and Seth Quackenbush. W Physics at the LHC with FEWZ 2.1. 2012.
- [107] Georges Aad et al. Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur.Phys.J.*, C71 :1577, 2011.
- [108] Georges Aad et al. Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel. *Phys.Lett.*, B711 :244–263, 2012.

- [109] Johan Alwall, Pavel Demin, Simon de Visscher, Rikkert Frederix, Michel Herquet, et al. MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation. *JHEP*, 0709 :028, 2007.
- [110] E. Laisné. *Performance du calorimètre électromagnétique et recherche de nouveaux bosons de jauge dans le canal diélectron auprès du détecteur ATLAS*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2012.
- [111] Georges Aad et al. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Eur.Phys.J.*, C72 :1909, 2012.
- [112] G Carlino et al. Atlas muon calibration framework. Technical Report ATLASOFT-PROC-2011-030, CERN, Geneva, Jan 2011.
- [113] Studies of the impact and mitigation of pile-up on large- r and groomed jets in atlas at $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2012-066, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [114] Georges Aad et al. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with ATLAS. *Eur.Phys.J.*, C72 :1844, 2012.
- [115] G. Aad et al. Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics. 2009.
- [116] Performance of the atlas secondary vertex b-tagging algorithm in 7 tev collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2010-042, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [117] G Aad et al. *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*. CERN, Geneva, 2009.
- [118] Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev using the atlas detector in 2011. Technical Report ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [119] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S. Deans, Luigi Del Debbio, et al. Parton distributions with LHC data. *Nucl.Phys.*, B867 :244–289, 2013.
- [120] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al. HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR. *Comput.Phys.Commun.*, 182 :1034–1046, 2011.
- [121] Paolo Nason. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP*, 0411 :040, 2004.
- [122] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method. *JHEP*, 0711 :070, 2007.

- [123] Simone Alioli, Paolo Nason, Carlo Oleari, and Emanuele Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX. *JHEP*, 1006 :043, 2010.
- [124] A Altheimer, T Andeen, K Behr, E Bergeaas Kuutmann, J Blanco, G Brooijmans, C Buttar, S Calvet, S Crepe-Renaudin, T Cornelissen, B Decheneux, P-A Delsart, D Duda, F Fassi, J Ferrando, D Ferreira De Lima, S Fleischmann, M Franchini, A Gershon, T Heck, M A Hyaya, C Issever, W Ji, K Johns, D Kar, V Kaushik, L Kogan, Th Kuhl, P Maettig, L Masetti, C Oropeza Barrera, C Pollard, V Sanchez Martinez, M Stanescu Bellu, E Thompson, L Valery, J Veatch, M Vos, Ch Wasicki, J Zhong, and H Zhu. A search for $t\bar{t}$ resonances in the lepton plus jets final state with atlas using 14.3 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ tev}$. Technical Report ATLAS-COM-PHYS-2013-207, CERN, Geneva, Feb 2013.
- [125] Light-quark and gluon jets in atlas. Technical Report ATLAS-CONF-2011-053, CERN, Geneva, Apr 2011.
- [126] Close-by jet effects on jet energy scale calibration in pp collisions at $\sqrt{s}=7 \text{ tev}$ with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-062, CERN, Geneva, Apr 2011.
- [127] Measurement of the b-tag efficiency in a sample of jets containing muons with 5 fb^{-1} of data from the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2012-043, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [128] Measurement of the mistag rate with 5 fb^{-1} of data collected by the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2012-040, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [129] Jesse Thaler and Lian-Tao Wang. Strategies to Identify Boosted Tops. *JHEP*, 0807 :092, 2008.
- [130] J.D. Bjorken and Stanley J. Brodsky. Statistical Model for electron-Positron Annihilation Into Hadrons. *Phys.Rev.*, D1 :1416–1420, 1970.
- [131] Edward Farhi. A QCD Test for Jets. *Phys.Rev.Lett.*, 39 :1587–1588, 1977.
- [132] Catherine Bernaciak, Malte Sean Andreas Buschmann, Anja Butter, and Tilman Plehn. Fox-Wolfram Moments in Higgs Physics. 2012.
- [133] G. Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publication, 1998.
- [134] G. Choudalakis. On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter. *ArXiv e-prints*, January 2011.
- [135] B. Clément. *Ajustements Bayésiens. Application à la physique du quark top au LHC*. Habilitation à diriger des recherches, Université Josph Fourier, 2012.

Résumé

La présente thèse constitue le compte rendu de l'analyse menée auprès du détecteur ATLAS du LHC et concernant la recherche de processus de création résonante de nouvelles particules se désintégrant en une paire de quarks top. Elle s'articule principalement autour de la notion de jet de hadrons, dont l'identification et la reconstruction est un enjeu capital pour toute mesure essayant de signer l'apparition de quarks top lors de processus de collisions proton-proton. Après une mise en contexte portant sur une description générale des caractéristiques théoriques et expérimentales que présente la thématique de la détection de jets de hadrons dans le détecteur ATLAS, nous présentons une première tentative de validation de la méthode d'étalonnage hadronique local, dont le but est de corriger ces jets des imprécisions de mesure engendrées par le détecteur. Dans la deuxième partie du document figure l'analyse menée sur les 14 fb^{-1} de données de collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, récoltées lors de l'année 2012, à la recherche de l'apparition de processus de création résonante de nouvelle particules *lourdes* dans le spectre de masse invariante top-antitop. Pour des particules lourdes, les quarks tops produits lors de la désintégration de ces dernières possèdent une impulsion très grande par rapport à leur masse et la désintégration de tels quarks top conduit souvent à une topologie dans l'état final dite « boostée », où le quark top, s'il se désintègre de manière hadronique, est très souvent reconstruit comme un seul jet, de large paramètre de rayon. Le présent travail de thèse propose ainsi une étude préliminaire pour reconstruire et identifier le plus précisément possible ce type de signal, en se basant sur l'étude de la sous-structure des jets de hadrons.

Abstract

This report presents the analysis conducted with the ATLAS experiment at the LHC and searching for resonant production of new particles decaying into a pair of top quarks. Top quark reconstruction is mainly build upon the notion of hadronic jets, whose identification and reconstruction is a crucial issue for any measure trying to sign top quark decays from proton-proton collisions processes. After a general description of the theoretical and experimental features of jet reconstruction in the ATLAS detector, we present a first attempt to validate the local hadronic calibration method, which aim at correcting the measurement of these objects from inaccuracies caused by detector effects. In the second part, we present the analysis conducted on 14 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ collected during the year 2012 and searching for resonant creation of new *heavy* particles in top-antitop invariant mass spectrum. For heavy particles, the quarks produced in the decay of the latter have a high impulsion with respect to their mass and those top quark decays often results in a so called « boosted » topology, where the hadronically decaying top quark is often reconstructed as a single jet of large radius parameter. In this context, we present a preliminary study to reconstruct and identify as precisely as possible this type of boosted topologies, based on the study of jet substructure.

