Mesure de la section efficace de production électrofaible de quark top dans le mode associé W + t dans le canal dilepton auprès de l'expérience ATLAS au LHC

Thomas Delemontex

▶ **To cite this version:**

Thomas Delemontex. Mesure de la section efficace de production électrofaible de quark top dans le mode associé W + t dans le canal dilepton auprès de l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENY114 . tel-00793216v2

HAL Id: tel-00793216

https://theses.hal.science/tel-00793216v2

Submitted on 21 Nov 2013

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Thomas Délémontex

Thèse dirigée par **Arnaud Lucotte**

préparée au sein **Laboratoire de physique subatomique et de cosmologie de Grenoble**
et de **Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

Mesure de la section efficace de production électrofaible de quark top dans le mode associé W+t dans le canal dilepton auprès de l'expérience ATLAS au LHC

Thèse soutenue publiquement le ,
devant le jury composé de :

Mr., Daniel Decamp
Prof. Université de Savoie, Président
Mr., Marc Besançon
Dr. CEA/IRFU Saclay, Rapporteur
Mr., Roberto Chierici
Dr. LPNHE, Rapporteur
Mr., Andreas Höecker
Dr. CERN, Examinateur
Mr., Eric Kajfasz
Dr. CPPM, Examinateur
Mr., Leandro Nisati
Dr. INFN Rome, Examinateur
Mr., Arnaud Lucotte
Dr. LPSC, Directeur de thèse

Remerciements

Une thèse est un exercice bien plus complexe qu'il n'y parait. Les personnes éloignées du milieu doctorant penseront ici à l'exceptionnelle complexité de la physique des grandes énergies, à la mécanique quantique, aux statistiques ... mais pour le thésard, il en est tout autrement. Il apparaît bien vite que les difficultés techniques peuvent être surmontées avec un peu d'aide, de la patience et pas mal d'énergie et que le vrai challenge pour le thésard n'est pas là, il est bien au-delà. Une thèse est avant tout une construction personnelle, professionnelle et humaine intense, parfois dure, toujours enrichissante. Elle consiste, entre autre, à se poser beaucoup de questions sur le monde, sur la vie, sur soi et à ce titre je tiens à remercier ceux qui m'ont aidé à y répondre, à me faire avancer et à me développer en tant que personne.

Dans un premier lieu, je tiens à remercier celui sans qui tout cela n'aurait pas été possible. Arnaud, que dire ... tu m'as pris sous ton aile alors même que je n'étais qu'un jeune étudiant de troisième année de facture somme toute moyenne avec une grande propension à l'amusement. Seulement, tu m'as fait confiance et tu m'as guidé tout au long de mes études et de ma thèse. Tu m'as donné l'envie d'apprendre, de me cultiver et de m'ouvrir grâce à ta soif de connaissance qui va bien au-delà de la simple physique. Je suis particulièrement heureux d'avoir pu faire toute cette aventure à tes cotés et je te remercie infiniment pour ton implication dans cette thèse et pour ton soutien dans mes choix. J'espère sincèrement te retrouver dans les années à venir quelles que soient nos routes respectives.

Je remercie aussi tous les membres de mon jury et tout particulièrement mes deux rapporteurs Marc et Roberto pour leur relecture attentive de mon manuscrit et leurs commentaires. Je remercie aussi chaleureusement Andreas pour sa relecture ainsi que pour m'avoir introduit dans le monde de la Data Quality ATLAS. Un grand merci à Daniel pour avoir accepté d'être mon président de jury et pour tes qualités de pédagogues lors de ton cours de M2 qui m'a donné l'amour de la physique des particules.

Au-delà du directeur de thèse et du jury, il y a souvent des hommes de l'ombre qui n'apparaissent pas en grand sur la couverture du manuscrit mais sans qui la thèse n'aurait pas pu être.

Mon premier homme de l'ombre est Benoît. Que dire si ce n'est que je te remercie infiniment pour les *quelques bricoles* que tu m'as appris. De toi viennent 90% de mes connaissances en C++, 95% en statistiques, 99% en btag et 100% en balistes. Je te remercie de m'avoir inclu dans tes différents projets, à la fois intéressants et novateurs, mais aussi pour ta proximité, ta disponibilité et ta gentillesse au jour le jour.
Mon deuxième "homme" de l'ombre est Annick. Même si ton implication a été à des niveaux plus discrets, je sais que sans ton dévouement pour l'équipe, il n'aurait pas été possible pour moi d'avancer aussi vite. Grâce à toi, j'ai pu me concentrer sur mon analyse sans me perdre dans les méandres des reco/perf

ATLAS. Tous les Atlasiens comprendront ce que cela représente.
Mon troisième "homme" en comprend plusieurs puisque que c'est tout le reste du groupe top du LPSC présent lors de ma thèse avec notamment les (ex-)thésards Jin, Xiaohu, Caterina avec qui j'ai pu tomber quelques milliers de lignes de code. Je veux aussi remercier Julien Donnini pour tous les bons moments qu'on a eu lors des week-ends au labo pendant des différents rushes de conférence.

Viennent ensuite toutes les personnes qui ont permis à ma thèse d'avancer dans de bonnes conditions. Je tiens ainsi à remercier tout le groupe ATLAS du LPSC et notamment Fabienne pour sa bonne humeur quotidienne. Je remercie tout le groupe single-top du CERN qui m'a soutenu dans l'étude de la production associée W+t et notamment mes collègues d'analyse : Dominique, Peng, James et Huaqiao. Même si cela n'apparait pas dans le manuscrit, une partie de ma thèse a été dédiée à la Data Quality ATLAS et je remercie donc tout le groupe DQ d'ATLAS qui fait un travail formidable dans une ambiance particulièrement agréable et solidaire. Je remercie Serge Kox pour m'avoir permis de faire ma thèse au LPSC dans un contexte détendu, je te remercie aussi pour ton implication et tes divers combats pour la condition doctorante. Un grand merci aussi aux membres de l'équipe du service financier et administratif qui font un travail exemplaire. Je te souhaite bon courage Chrystelle pour tes engagements futures et j'espère te recroiser dans l'avenir.

Viennent ensuite toutes les personnes qui n'ont clairement pas permis de faire avancer ma thèse mais sans qui je ne l'aurais probablement pas fini. Je remercie donc Daniel et Juan pour les pauses-café de légende ; Fred pour tes qualités d'enseignant mais aussi humaines chose rare dans le milieu ; David pour ta jovialité et ton enthousiasme communicatif ; Sabine pour ta gentillesse et ton ouverture d'esprit. Je souhaite aussi remercier tous les anciens/nouveaux thésards et amis qui ont un jour croisé ma route et notamment Antje pour tous les bons moments passés ensemble, le grand Julien L. pour avoir guidé dans le noir des générations de doctorants du LPSC ; Jonathan A. pour m'avoir montré que l'on peut combiner recherche sérieuse et amusement constant ; Isa pour ta vision détendue de la vie qui laisse rêveur et bravo pour ton petit Leandre ; Benjamin D. pour toutes les discussions dans mon bureau sur tout et surtout n'importe quoi ; Guillaume G. grâce à qui le rock vaincra. Un grand merci à Mathieu T. pour tous les bons trips que l'on a eu lors de mes deux dernières années, promis si je crée une start-up dans le porn tu es engagé d'office et n'oublie jamais "viva la revolucion siempre" ; à Caca pour avoir été un compagnon de thèse fabuleux avec qui passer du temps fût un vrai plaisir, j'espère que tes problèmes de pertes de connaissance suite à tes combats contre des IPods sont de l'histoire ancienne ; à Alexia pour ton amitié qui se mérite mais qui une fois acquise est une source sans fin de bonheur, tes fameux "Bon allez ... à plus !" pour nous virer de ton bureau et tes départs de soirée à 21h vont définitivement me manquer ; à Juju pour avoir un jour créé l'univers, pour tous nos squashs/ping-pongs/bads/bières mais aussi et surtout pour avoir été mon ami lors de ces 4 années passées ensemble, je te souhaite tout le bonheur du monde dans ton nouveau pays aux cotés d'une personne fabuleuse ; à Fafat pour tes skills en code qui m'ont souvent

sauvé la vie, ton énergie, ta spontanéité, tes morote-seoi-nages et pour tout le temps passé ensemble pendant 4 ans et notamment en fin de thèse à discuter de nos choix professionnels et personnels devant "quelques" pichets de bières, j'espère ne pas devoir te tuer en Indonésie ou en Nouvelle-Zélande ; à Nico qui a été mon ami durant de nombreuses années à Grenoble et avec qui j'ai passé d'innombrable bons moments entre cours, coinches, consoles, soirées etc ... tu as aussi su être présent lors des moments difficiles et même loin tu as toujours été là et je t'en remercie infiniment. J'ai aussi une pensée à Flo qui arrive à te supporter au jour le jour ce qui peut être concidéré comme un vrai tour de force. Je sais que cela te fera plaisir alors oui, je dois l'avouer, Nico m'a battu 240 matchs contre 237 au ping-pong lors d'une compétition de plus d'un an et pour cela je le déteste au plus haut point.

Je tiens aussi à remercier mes colocs qui ont partagé ma vie au quotidien. Un grand bravo à vous tous pour m'avoir supporté pendant aussi longtemps. J.L.B. ta bonne humeur et ton optimisme extrême sont un bonheur à vivre. Ces quelques années avec toi ont été juste sublimes et j'espère pouvoir te défoncer sur mario kart et au volley encore longtemps. Merci Caillette pour nous avoir distillé de la bonne humeur dans notre coloc de déprimés chroniques après le départ de Ju. Apprendre à te connaître fût complexe mais j'ai pu trouver en toi une personne fabuleuse. Reste comme tu es, tu es au top ! Mon Pierrot tu as été un de mes premiers vrais amis de Grenoble. On a passé énormément de temps ensemble et malgré ça j'apprends encore de toi. J'espère que tu vas trouver ta voie dans la capitale ou ailleurs peu importe tant que tu es heureux. Ne nous supprime pas de ton téléphone et garde contact. Manu, nous étions à la fois cobureau et coloc, et tout le monde pensait que l'on allait s'écharper. Finalement, je ne sais pas par quel miracle, nous sommes encore amis et plus proches qu'avant. Je souhaite que tu n'ai jamais à utiliser notre cadeau de thèse et que tu trouveras chaussure à ton pieds. J'espère aussi que toutes tes réflexions vont arriver à terme et que tu trouveras ce qui te convient quel que soit le milieu et le projet.

Finalement, last but not least, tous ceux sans qui je ne serais même pas là. Je remercie donc mes amis de très longue date sans qui je ne serais pas celui que je suis aujourd'hui. Je veux notamment remercier Emilie pour tous les bons moments que l'on a vécu ensemble depuis le lycée, j'espère que l'on en aura encore beaucoup, et Ade pour son travail en 40. Je vous remercie aussi toutes les deux pour avoir pris soin de ma soeur lorsque moi j'étais loin. Il y a certaines personnes que l'on croise et que l'on quitte, et d'autres qui font tellement partie de soi que cela vous parait inconcevable de pas être à leurs cotés ou de ne pas penser à eux comme des membres de sa propre famille. Je remercie donc Thomas H., Mat le rouge, Dim, Jaja et Momo pour m'avoir soutenu toutes ces années et ce depuis la maternelle au Mont-sax. Vous êtes et resterez mes frères. Je remercie mon oncle Pierre pour m'avoir aidé à réaliser mes études dans des conditions parfaites qui ont finalement mené à la réalisation de cette thèse ainsi que ma tante Pinpin pour m'avoir soutenu quels que soient mes choix et mes travers durant toute ma vie. Merci à Pepette et Yves d'avoir toujours été proche et pour tout ce que vous avez fait pour moi. Je remercie aussi Christian pour

avoir pris soin de ma mère pendant toutes ces années et pour ta disponibilité. Je te remercie ma soeur pour avoir été un model pour moi, pour ta gentillesse sans borne, ton empathie, ton intelligence, ton courage et ta persévérance. Je serais toujours là si tu as besoin de moi. Je remercie ma mère pour m'avoir donné la vie puis élevé, pour m'avoir fait confiance et soutenu malgré toutes les difficultés que l'on a connu. Je te suis éternellement reconnaissant.

Merci à toi lecteur qui est arrivé jusqu'ici et je te remercie encore plus si tu poursuis ta lecture.

A mon père

Table des matières

Introduction 1

I Contexte théorique 3

1 Le modèle standard et la physique du quark top 5
1.1 La Chromodynamique quantique 5
1.1.1 Le modèle des quarks de Gell-Mann 5
1.1.2 Le groupe $SU(3)_C$ de couleur 7
1.1.3 Sections efficaces et divergences infra rouges 9
1.1.4 Une théorie perturbative et renormalisable 9
1.1.5 Hadronisation des partons 13
1.1.6 QCD : conclusion 13
1.2 Le modèle électrofaible 13
1.2.1 L'interaction electromagnétique 13
1.2.2 L'interaction faible 14
1.2.3 Unification des forces : théorie de Yang-Mills 15
1.2.4 Le mecanisme de Higgs 17
1.2.5 Etat des lieux du secteur électrofaible 20
1.3 Production de quarks top au LHC 22
1.3.1 Le théorème de factorisation 23
1.3.2 Production de quarks top par voie forte 23
1.3.3 Production électrofaible du quarks top au LHC 25
1.3.4 Single top et mesure de l'élément de matrice CKM : $|V_{tb}|$. 29

II Dispositif expérimental 33

2 Complexe d'accélérateurs et de détecteurs 35
2.1 Le Large Hadron Collider 35
2.1.1 Le complexe d'accélérateurs 35
2.1.2 La mesure de la luminosité 37
2.2 Le détecteur ATLAS 40
2.2.1 Le système de coordonnées 40
2.2.2 Le système d'aimants 41
2.2.3 Le détecteur interne : les trajectographes 42
2.2.4 Le calorimètre électromagnétique 48
2.2.5 Le calorimètre hadronique à tuiles 50

2.2.6 Le calorimètre à Argon liquide avant . . . 51
2.2.7 Le spectromètre à muons . . . 51
2.2.8 Le système de déclenchement . . . 54

3 Reconstruction et sélection des objets dans ATLAS 57
3.1 Sélection des électrons . . . 57
3.1.1 Reconstruction . . . 57
3.1.2 Identification . . . 59
3.1.3 Performances et étalonnage . . . 61
3.2 Sélection des muons . . . 67
3.2.1 Reconstruction . . . 67
3.2.2 Identification des muons . . . 69
3.2.3 Mesure de l'impulsion . . . 69
3.2.4 Performances et étalonnage . . . 70
3.3 Sélection de jets hadroniques . . . 76
3.3.1 Reconstruction . . . 76
3.3.2 Détermination de l'échelle d'énergie absolue des jets . . . 77
3.3.3 Identification et qualité . . . 79
3.3.4 Performances et étalonnage . . . 81
3.4 Energie transverse manquante . . . 83
3.4.1 Reconstruction . . . 84
3.4.2 Performances et étalonnage . . . 85

III Mesure de la section efficace W+t 87

4 Phénoménologie du mode de production W+t 89
4.1 Production associée du signal . . . 89
4.2 Production de paires de quarks top . . . 90
4.3 Les événements $Z + jets$ . . . 91
4.4 Les événements dibosons . . . 93
4.5 Les événements $W + jets$ . . . 94
4.6 Les événements QCD multi-jets . . . 95

5 Première limite sur la section efficace W+t avec $\mathcal{L}$ =35 pb^{-1} 97
5.1 Sélection des événements dileptoniques . . . 97
5.1.1 Présélection des événements . . . 98
5.1.2 Sélection des événements ee et $\mu\mu$ . . . 99
5.1.3 Sélection des événements eμ . . . 99
5.1.4 Estimation des fonds QCD multi-jets et W+jets . . . 99
5.1.5 Estimation des fonds $Z \to ee, \mu\mu$ . . . 104
5.1.6 Bilan des événements dileptoniques sélectionnés . . . 107
5.2 Sélection des événements W+t . . . 111
5.2.1 Estimation du fond $t\bar{t}$ . . . 111
5.2.2 Sélection des événements de signal . . . 114
5.3 Mesure de la section efficace W+t . . . 116
5.3.1 Extraction de la section efficace . . . 117

5.3.2 Incertitudes systématiques 119
5.3.3 Traitement des erreurs systématique : le profilage 129
5.4 Conclusion et perspectives 132

6 Mesure de la section efficace W+t avec $\mathcal{L}$ =4.7 fb^{-1} 133
6.1 Présélection des événements dileptons 133
6.1.1 Sélection des électrons, muons et jets hadroniques 134
6.1.2 Nouvelle sélection et estimation du fond $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$. 135
6.1.3 Estimation des fonds QCD multi-jets et W+jets 137
6.1.4 Estimation des événements $Z \rightarrow ee, \mu\mu$ 137
6.1.5 Bilan : les événements présélectionnés 138
6.2 Classification d'événements par arbres de décision boostes (BDT) 138
6.2.1 Les arbres de décision (DT) 140
6.2.2 La croissance d'un arbre 141
6.2.3 De l'arbre à la forêt : le boosting 143
6.3 Configuration des BDT pour l'analyse de la voie W-t 144
6.3.1 Variables discriminantes pour les événements à 1 jet . . . 145
6.3.2 Variables discriminantes pour les événements à 2 jets . . . 149
6.3.3 Variables discriminantes pour les événements à 3+jets . . 151
6.3.4 Contrôle du surentrainement et caractéristiques des BDTs 153
6.3.5 Classification des événements W+t et $t\bar{t}$ 154
6.4 Mesure de la section efficace W+t 156
6.4.1 Sources d'erreurs systématiques 158
6.4.2 Définition des canaux d'analyse 161
6.4.3 Inférence bayesienne 165
6.4.4 Mesure de la section efficace 165
6.4.5 Interprétation : détermination de $|V_{tb}|$ 167
6.5 Conclusion et perspectives 168

Conclusion 171

Appendices 173

A Evénements sélectionnés dans la mesure de la section effciace W+t 175
A.1 Evénements sélectionnés dans les événements à 1 jet 175
A.2 Evénements sélectionnés dans les événements à 2 jets 176
A.3 Evénements sélectionnés dans les événements à 3 jets 176

B Distribution des variables des BDT 179

C Résolution analytique de Système8 195
C.1 Solution semi analytique de Sytème8 196
C.2 Exemple Monte-Carlo 200
C.3 Extraction de formes de distributions 202

Introduction

Le quark top à été découvert en 1995 par les collaborations DØ et CDF au TeVatron. De par sa très grande masse relativement aux autres particules connues, il est difficile à produire et l'établissement de ses propriétés nécéssite des études dédiées de précision. Le Modèle Standard prévoit deux types de production du quark top, que sont la production par paires (par interaction forte) et la production solitaire (par interaction électrofaible). Si les modes de production par paires sont maintenant bien connus, son mode de production électrofaible l'est beaucoup moins, en raison des faibles taux de production attendus aux collisionneurs hadroniques, et de la présence de niveaux de bruits de fond rendant la sélection et la discrimination de tels événement très complexe.

Au sein des mécanismes de production électrofaibles, deux ont déja été étudiés par le TeVatron : ce sont la voie-s et la voie-t. Cependant, un de ces processus n'a encore jamais été étudié et fait l'objet de ce mémoire : la production associée d'un boson W et d'un quark top (W+t). A ce jour, seul le Large Hadron Collider (LHC) permet de produire ce processus en quantité suffisante pour permettre son étude. L'étude précise de ce processus permet de sonder le Modèle Standard de la physique des particules, à une échelle d'énergie proche de celle correspondant à la brisure spontanée de la symmétrie électrofaible. La mise en évidence puis la caractérisation de ce mode de production est donc un élément important dans le test de cohérence du MS. L'interprétation de cette mesure permet aussi la détermination de l'élément de matrice V_{tb} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), qui décrit les probabilités de changement de saveurs des quarks par interaction faible.

Cette thèse est consacrée à la recherche puis à la mesure de la section efficace de production d'un quark top en association avec un boson W auprès de l'expérience ATLAS, située sur le LHC au CERN. Elle est organisée en trois parties.

La première partie de ce manuscrit est consacrée aux fondements théoriques sous-jacents à la production de quarks top et à la phénoménologie des événements W+t. Ainsi nous allons dans le chapitre I décrire les deux grandes théories de jauge inclues dans le Modèle Standard que sont le modèle électrofaible et la chromodynamique quantique. L'étude de ces deux interactions nous conduit alors à la production de quarks top auprès du LHC. Nous détaillerons notamment les ambiguités liée au calcul de la section efficace de production W+t et la mesure de l'élément de matrice CKM V_{tb} en utilisant ces processus. Finalement, la phénoménologie des événements W+t dans leur canal dileptonique sera discutée et les processus de bruits de fond à l'analyse seront présentés.

La deuxième partie de cette thèse porte sur une présentation du dispositif expérimental et sur la reconstruction des objets physiques au sein du détecteur ATLAS.

Le chapitre II décrit le dispositif expérimental utilisé pour la mesure. Le complexe d'accélérateurs du CERN, qui permet de fournir des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt(s) = 7$ TeV, sera présenté en mettant l'accent sur sa dernière pièce le LHC. Puis nous présenterons le détecteur ATLAS installé au point 1 de collision du LHC et l'ensemble des sous-détecteurs permettant l'enregistrement et la reconstruction des collisions pp.

Le chapitre III est consacré à la reconstruction des objets présents dans l'état final considéré pour le processus $W+t$. Nous décrirons ainsi la reconstruction des électrons, des muons, des jets hadroniques et de l'énergie transverse manquante dans l'expérience ATLAS. Les définitions de chaque objet seront décrites, ainsi que les techniques de reconstruction, de mesure d'effacité dans les données et des performances obtenues.

La troisième partie porte sur l'analyse des collisions pp dans notre canal de recherche, la production associée d'un quark top et d'un boson W.

Dans le chapitre IV, nous présenterons la phénoménologie de ces processus, qui conditionnera notre stratégie de recherche et de mesure.

Nous décrirons dans le chapitre V l'analyse de ce mode de production de quarks top, qui a permis de placer la première limite sur la section efficace de production $W+t$. Cette analyse est réalisée avec les toutes premières données du LHC recueillies lors de l'année 2010 correspondant à une luminosité intégrée de 35 pb^{-1}. Dans ce chapitre, axé sur la compréhension des bruits de fonds au signal, seront discutées en détail les techniques d'estimation de bruit de fond, ainsi que les incertitudes systématiques liées à l'analyse.

Dans le chapitre VI, fortement lié au précédent, nous présentons la mesure de la section efficace de production $W+t$ avec un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 4.7^{-1}$ fb, soit l'ensemble des collisions enregistrées en 2011, en utilisant des techniques plus complexes et plus efficaces de sélection de notre signal. L'extraction du signal sera présentée et sera suivie d'une discussion sur le résultat, suivie d'une interprétation en termes de l'élément de matrice $|V_{tb}|$.

Première partie

Contexte théorique

1

Le modèle standard et la physique du quark top

Le Modèle Standard est le modèle théorique utilisé pour décrire la physique à l'échelle subatomique. Il regroupe à la fois nos connaissances sur les interactions faible, forte et électromagnétique, mais aussi sur la matière, regroupée en trois familles de quarks et de leptons, sur laquelle ces forces agissent. Le modèle standard s'est construit essentiellement sur les développements issus de la théorie quantique des champs et de la théorie des groupes pendant les années 1950-70. Il repose sur deux grandes théories : la chromodynamique quantique et la théorie électro-faible de Glashow-Salam-Weinberg.
Ce premier chapitre sera dédié à la description du contexte théorique sous-jacent à la physique des collisionneurs. Puis nous motiverons les mesures concernant le secteur du quark top et plus particulièrement la mesure de la production associée $W+t$. Nous allons, dans un premier temps, introduire l'interaction forte et la chromodynamique quantique ainsi que la théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs. Nous discuterons ensuite la production de quark top au LHC. Puis finalement, la phénoménologie des processus single top dans le canal dilepton sera présenté.

1.1 La Chromodynamique quantique

1.1.1 Le modèle des quarks de Gell-Mann

Les premières réflexions sur la force forte commencent peu après la confirmation de l'existence du neutron et de sa nature de nucléon (constituant du noyau atomique). Il s'agit alors de trouver une explication à la stabilité, en contradiction avec la théorie de l'électromagnétisme, des noyaux atomiques composés de plusieurs protons.

Une solution élégante pour dénouer ce problème consiste à ajouter une nou-

velle force attractive d'intensité supérieure à celle de la force électromagnétique qui vient la compenser. Cette nouvelle force doit permettre de lier tous les composants des noyaux atomiques entre eux. Elle doit également rendre compte de la phénomélogie des collisions $He^{2+} - Be$ expérimentalement caractérisées, qui montrent que les réactions proton-proton (pp), neutron-proton (np) et neutron-neutron (nn) sont de même intensité et indépendantes de la charge électrique des particules considérées. Dans ce contexte, protons et neutrons sont interprétés comme des particules identiques différants simplement par un nombre quantique : la charge d'isospin forte [1].

C'est Yukawa qui proposa le premier modèle particulaire de l'interaction forte dont les vecteurs seraient de nouvelles particules scalaires élémentaires : les pions. Dans ce modèle, cette interaction lie les nucléons entre eux et doit donc être de courte portée. Il explique ainsi la faible distance caractéristique de l'interaction, de l'ordre de la taille du proton, en imposant une masse de pion de l'ordre de 100 MeV, via une généralisation du potentiel de Coulomb avec une masse du porteur d'interaction non nulle.

Cependant, malgré de grands succès et notamment la découverte des pions après leur proposition théorique dans les années 40-50, ce modèle ne peut pas rendre compte des résultats expérimentaux obtenus grâce à l'essort des chambres à bulles et des accélérateurs de particules. En effet, au cours des années 50-60, le nombre de particules produites par interaction forte en accélérateur explose. On donne alors le nom de hadrons aux particules subissant la force forte et on tente de les répertorier. Deux grands groupes de hadrons émergent : les mésons de spin entier, régis par la statisque de Bose-Einstein et les baryons de spin demi-entier, régis par les lois de la statistique de Fermi-Dirac. Il n'est alors plus possible d'interpréter les hadrons comme des particules élémentaires et la théorie de Yukawa est insuffisante.

C'est dans ce contexte que Gell-Mann [2] et Nishijima [3] propose leur modèle des quarks.
Ils proposent de décrire les hadrons comme étant des particules composites dont les constituants sont trois quarks (up, down et strange). Ces derniers sont interprétés comme la manifestation d'un groupe de symétrie de type $SU(3)$ de saveur. Afin de respecter les contraintes de spin et de charge des hadrons qu'ils constituent, les quarks doivent posséder une charge électrique fractionnelle de $\pm 1/3$ ou $\pm 2/3$, être sensibles à l'interaction forte et posséder un spin demi entier. Ce modèle se basant sur la symétrie $SU(3)_s$ permet de reproduire l'intégralité du spectre des hadrons de l'époque. Toute fois, des ambiguités théoriques et expérimentales apparaissent notamment avec : la mise en évidence de baryons de spin 3/2, composés de trois quarks de même saveur tels que les baryons Λ^{++} et Ω^{-} [4]. Ces états liés, produits en accélérateur, sont en contradictions avec le modèle $SU(3)_s$ puisqu'au moins deux de leurs constituants partagent les mêmes nombres quantiques (saveur et spin) ce qui est interdit par la statistique de Fermi-Dirac [5]. A cela vient s'ajouter le problème des masses dégénérées des quarks, qui empêche de considérer la symétrie $SU(3)_s$ comme parfaite, puisque les masses des trois quarks sont différentes. Il est nécessaire d'abandonner le groupe de symétrie $SU(3)_s$ et d'introduire un nouveau nombre quantique conservé par l'interaction forte. Ce nombre quantique est la charge de couleur.

Elle peut prendre trois valeurs différentes rouge, bleu ou verte et permet de former le groupe $SU(3)_C$ de couleur.

1.1.2 Le groupe $SU(3)_C$ de couleur

La théorie moderne qui permet de décrire les phénomènes liés à l'interaction forte est la chromodynamique quantique. C'est une théorie quantique des champs qui fait intervenir le groupe $SU(3)$ de couleur [6] afin de décrire la physique de l'intéraction forte. La symétrie de couleur, contrairement à celle de saveur, est parfaite et les masses des quarks ne sont pas dégénérées.

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, les quarks sont représentés par des champs bi-spineurs, triplets de $SU(3)_C$, dont le Lagrangien libre le plus simple [7] est donné par :

$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_j \tag{1.1}$$

où q représente le champ fermionique d'un quark quelconque, j est la couleur du quark libre considéré, m sa masse et les γ^μ sont les matrices de Dirac avec $\mu = 0, ..., 3$. Ce Lagrangien est obtenu d'après l'équation de Dirac pour une particule libre :

$$(p_\mu\gamma^\mu - m)\Psi(x,t) = 0 \tag{1.2}$$

où p est l'impulsion de la particule considérée et $\Psi(x,t)$ est le bi-spineur qui décrit un champ fermionique de coordonnées d'espace x et t le temps.
En présence de la force forte, le Lagrangien total peut s'écrire comme la somme du Lagrangien libre et d'un Lagrangien d'interaction :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q + \mathcal{L}_{int} \tag{1.3}$$

D'après les observations expérimentales, les processus forts doivent rester invariants sous l'effet d'une rotation dans l'espace des couleurs du type ($R \to B, B \to V, V \to R$) où B, V, R sont les trois états de charges de couleurs de la QCD. Cette symétrie doit se retrouver directement dans l'expression du Lagrangien de l'interaction forte (1.3), qui doit demeurer invariant lors du rajout d'une phase locale arbitraire U de l'espace des couleurs. D'un point de vue formel, cela se traduit par un Lagrangien invariant sous une rotation dans l'espace de $SU(3)$ (transformation de jauge) :

$$q(\mathbf{x}) \to Uq(\mathbf{x}) \equiv e^{-i\alpha_a(\mathbf{x})T^a}q(\mathbf{x}) \tag{1.4}$$

et

$$\partial_\mu q(\mathbf{x}) \to \partial_\mu(e^{-i\alpha_a(\mathbf{x})T^a}q(\mathbf{x})) \tag{1.5}$$

où $T_a; \{a = 1, ..., 8\}$ sont les 8 générateurs du groupe $SU(3)_c$, représentés par les matrices de Gell-Mann, les α_a sont les constantes de structure fine de la QCD reliées à la charge de couleur g, et $\mathbf{x}$ les coordonnées d'espace-temps (x,t).
Afin que le champ fermionique q se transforme correctement par transformation

de jauge, et laisse le Lagrangien inchangé, il est nécessaire d'introduire un nouveau potentiel vecteur G_μ^a supprimant les termes qui ne commutent pas avec l'opérateur de symétrie tel que :

$$G_\mu^a \rightarrow G_\mu^a + \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha^a - f^{abc}\alpha_b G_\mu^c \tag{1.6}$$

Le tenseur f_{abc} provient directement des relations de commutation des générateurs du groupe $SU(3)$. En effet, le groupe $SU(3)$ est un groupe de Lie, il possède donc une loi de composition interne bilinéaire et antisymétrique qui respecte le la relation de Jacobi [8]. Il est ainsi possible de relier les générateurs du groupe entre eux via leurs commutateurs :

$$[T_a; T_b] = i f_{abc} T_c \tag{1.7}$$

où f_{abc} est un tenseur complètement antisymétrique qui contient des constantes réelles appellées constantes de structure du groupe SU(3). L'invariance de jauge locale du Lagrangien est maintenant assurée grâce à l'introduction de la dérivée covariante qui remplace la dérivée standard dans l'équation (1.1) :

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a - f^{abc}\alpha_b G_\mu^c \tag{1.8}$$

En remplacant la dérivée standard par (1.8) dans (1.1) et en utilisant les propriétés de commutation des T_a, on obtient :

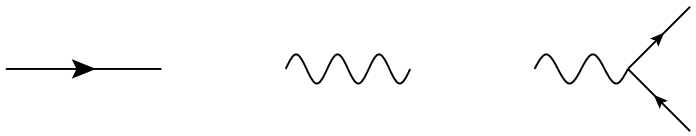
$$\mathcal{L} = \bar{q}_j(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q_j - g(\bar{q}_j \gamma^\mu T_a q)G_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \tag{1.9}$$

avec :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g f^{abc} G_{b\mu} G_{c\nu} \tag{1.10}$$

Nous voyons ainsi apparaître, grâce à l'invariance de jauge locale, les 8 bosons de jauge G_μ^a de la QCD dans le Lagrangien. Ceux-ci correspondent aux 8 différents gluons vecteurs de l'interaction forte. Ils sont porteurs d'une double charge de couleurs, ce qui implique qu'il est possible de coupler plusieurs gluons entre eux. Les termes de propagation des quarks et de gluons puis les interactions quarks-gluons et gluons-gluons apparaissent d'eux mêmes. De facon symbolique, il est possible de réécrire le lagrangien comme étant :

$$\mathcal{L} = \quad \psi\psi \quad + \quad A^2 \quad + \quad A\psi$$



1.1.3 Sections efficaces et divergences infra rouges

La section efficace d'un processus est donnée par :

$$d\sigma = \frac{1}{F}\int |A|^2 d\phi_n \tag{1.11}$$

avec F le flux de particule incidente, A l'amplitude de diffusion calculée grâce aux regles de Feynman provenant du Lagrangien QCD et $d\phi_n$ l'élément infinitésimale de l'espace de phase à n particules.
Comme nous l'avons précisé dans 1.1.4, la section efficace de production d'un processus est constituée de sa contribution au premier ordre et de la somme de tous les processus d'émission de particules réelles et de boucles virtuelles. On peut donc écrire A comme étant un développement perturbatif en puissance de g_s tel que :

$$|A|^2 = |g_s A_B + g_s^2 A_R + g_s^2 A_V + ...|^2 \tag{1.12}$$

Avec A_R qui correspond aux émissions de particules réelles et A_V à la composante virtuelle. La section efficace NLO est alors définie par :

$$\sigma = \alpha_s \sigma_{LO} + \alpha_s^2 \sigma_{NLO} + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \tag{1.13}$$

Dans le cas des émissions réelles entrant la composition de l'amplitude A_R qui correspondent à des processus $2 \to 3$, il est possible d'observer des divergences infra-rouges (c'est à dire de basse énergie Q^2). Ces divergences apparaissent lors d'émissions de gluons collinéaires, ou de très basses impulsions, par rapport aux objets colorés de l'état initial ou final. La section efficace peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\int |A|^2 d\phi_n \sim \int dcos\theta^* \left(\frac{...}{(1 - cos\theta^*)} + \frac{...}{(1 - \hat{x})} \right) \tag{1.14}$$

θ^* est l'angle entre une particule colorée de l'état final et le gluon qu'elle emet pris dans le référentiel de masse des particules d'entrée, $\hat{x}$ est la fraction d'énergie emportée par le gluon émis par un quark de l'état final. On peut alors identifier deux cas où des divergences peuvent se produire :
- lors de l'émission d'un gluon proche de la direction de propagation d'un parton de l'état initial, lorsque $\theta^* \to 1$.
- lors de l'émission d'un gluon mou émis dans l'axe d'un parton de l'état final, lorsque $\hat{x} \to 1$.
Afin de supprimer ces divergences différentes techniques sont utilisées : *phase space sliding method* [9] et la *substraction method* [10].

1.1.4 Une théorie perturbative et renormalisable

En théorie quantique des champs, l'équation d'évolution d'un champ ϕ décrit par un Lagrangien $\mathcal{L}(\phi(x), \partial\phi(x))$ peut être obtenu en utilisant le "théorème de moindre action" qui stipule qu'un système suit les lignes d'espace-temps qui minimise l'action :

$$S[\phi] \equiv \int \mathcal{L}(\phi(\mathbf{x}), \partial\phi(\mathbf{x})) d^n\mathbf{x} \tag{1.15}$$

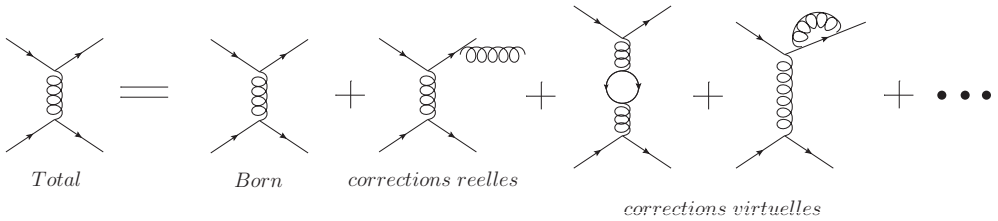
où $S[\phi]$ est la fonctionnelle d'action et $\mathbf{x}$ les coordonnées d'espace temps. En imposant que la dérivée de l'action soit nulle, il est possible d'obtenir l'équation qui définit complètement le comportement du champ (équation d'Euler-Lagrange) :

$$\frac{dS[\phi]}{d\phi} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial_\mu} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right) = 0 \tag{1.16}$$

En pratique, le calcul de la fonctionnelle d'action n'est pas trivial et doit être obtenu à l'aide d'un développement perturbatif. Dans le cadre de la physique des particules, il est possible de développer l'action en puissance de la constante de couplage α :

$$S[\phi] = a + b\alpha + c\alpha^2 + d\alpha^3 + ... \tag{1.17}$$

où α peut être pris égale à α_s. La théorie devrait donc être prédictive à condition de pouvoir calculer S à un ordre n tel que $\sqrt{\alpha}^n \to \epsilon$ avec $\epsilon \to 0$. Cela n'est possible que si la valeur de α est petite ce qui peut être litigieux dans le cadre de la QCD.
En tenant compte de (1.17) et en gardant à l'esprit qu'il est possible de relier le Lagrangien aux règles de Feynman nous pouvons montrer que pour décrire complètement le comportement d'un champ subissant une interaction, il est nécessaire de sommer tous les diagrammes de Feynman possibles à n vertex. Ceci inclut à la fois la contribution des diagrammes à l'ordre de Born et les diagrammes contenant des boucles de particules virtuelles ainsi que des émisions de particules réelles. Ces deux dernières contributions sont dites NLO pour *next to leading order*.
A titre d'exemple, nous pouvons représenter le développement perturbatif du diagramme simple $qq \to qq$ d'un point de vu shématique comme étant :



Cependant, l'ajout de ces contributions NLO conduisent à des problèmes théoriques. En effet, les particules circulant dans les boucles sont virtuelles et seule la somme de leur quantité de mouvement est contrainte par la conservation de la quantité de mouvement. Afin de tenir compte de la contribution des diagrammes à boucles, il est nécessaire d'intégrer la contribution des particules virtuelles sur l'intégralité de l'espace des phases disponible soit de $|p| = 0$ à $|p| = +\infty$. Puisque toutes les impulsions sont équiprobables, cela conduit à des divergences dites ultra-violettes (UV) lors de l'intégration de l'action et donc du calcul des amplitudes de diffusion des processus.
Afin de supprimer ces divergences (UV) : $\int_0^\Lambda \frac{dk}{k} \xrightarrow{\Lambda\to\infty} \infty$, différentes techniques dites de régularisation sont utilisées. Historiquement, les premiers essais de régularisation ont été menés par la méthode des *cut-off* [11] mais cette méthode c'est avérée non invariante par transformation de Lorentz car appliquée uniquement sur l'énergie. Aujourd'hui, la régularisation dimentionnelle [12] est préféree puisqu'elle ne génère pas de problème d'invariance de jauge ni d'unitarité. Il est possible de se faire une idée simple du fonctionnement de la renormalisation dimensionnelle en prennant le cas de l'intégration d'un terme du type $1/r^2$. La divergence de l'intégrale dépend de la dimension de l'intégrateur. Il est possible de passer un pôle UV vers un pôle basse énergie (IR) qui converge comme dans l'exemple suivant :

$$\begin{array}{lcc} & \text{UV} & \text{IR} \\ \int_0^\infty \frac{d^3r}{r^2} & \text{Diverge} & \text{Converge} \\ \int_0^\infty \frac{d^2r}{r^2} & \text{Diverge} & \text{Diverge} \\ \int_0^\infty \frac{dr}{r^2} & \text{Converge} & \text{Diverge} \end{array} \tag{1.18}$$

Dans cette méthode tous les objets sont propagés d'un espace de 4 à D dimensions permettant de faire converger les différents pôles. Lorsque cette technique est utilisée pour le calcul du Lagrangien QCD, la charge g est transformée en $g \to g\mu^\epsilon$ afin de conserver les propriétés dimensionnelles de $\mathcal{L}$ lors du passage de 4 à $D = 4 - 2\epsilon$ dimension où $\epsilon \to 0$. Cependant, lors du développement du Lagrangien (1.9) des termes divergeants, en $1/\epsilon$, apparaissent et ces singularités doivent être supprimées par des contre-termes. Ces contres-termes sont alors directement intégrés aux différentes quantités présentes dans le Lagrangien c'est ce qu'on appelle la renormalisation. Ainsi, la charge g est remplacée par une "charge effective" dépendante de l'échelle de renormalisation μ : cette nouvelle charge absorbe ainsi toutes les corrections à boucle et peut être interprétée comme un écrantage de la charge nue g par des boucles de particules.
Cette redéfinition à pour effet de rendre la constante de couplage α_s dépendante de l'échelle d'énergie μ. Il est alors possible de relier la constante de couplage à la charge g "nue" via :

$$\alpha_s = \frac{-g_s}{4\pi} \tag{1.19}$$

La loi qui permet de passer d'une valeur de $\alpha_s(\mu^2)$ mesurée à une échelle d'énergie connue μ^2 vers une valeur quelconque $\alpha_s(Q^2)$ avec Q^2 une nouvelle échelle d'énergie est :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)log(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}})} \tag{1.20}$$

avec n_f le nombre de saveur de quarks et Λ_{QCD} définie comme :

$$\Lambda^2_{QCD} = \mu^2 exp\left(\frac{-12\pi}{(33-2n_f)\alpha_s(\mu^2)}\right) \tag{1.21}$$

Nous voyons que lorsqu'on considère $n_f = 6$, la constante de couplage devient petite si $Q^2 >> \lambda^2_{QCD}$. Dans ce cas, la théorie des perturbations est valide et la description en termes de quarks et de gluons libres qui intéragissent entre eux prend tout son sens. Cette propriété est appelée liberté asymptotique.
En revanche, lorsque $Q^2 \to \lambda^2_{QCD}$ alors la constante de couplage α_s devient grande et la théorie des perturbations n'est plus effective. C'est le régime non perturbatif où les quarks et les gluons n'existent plus que sous forme d'états liés. Cette propriété est appelée le confinement.
La valeur de la constante de couplage fort α_s a été mesurée par diverses expériences (LEP, HERA, Lattice) à différentes énergies. La mesure à la resonnance du boson Z est : $\alpha_s(m_Z) = 0.1184 \pm 0.0007$ [13]. Les valeurs de la constante de couplage fort α_s pour différentes échelles d'énergie mesurée dans l'expérience et comparer à la valeur théorique NNNLO sont présentées dans la figure 1.1.

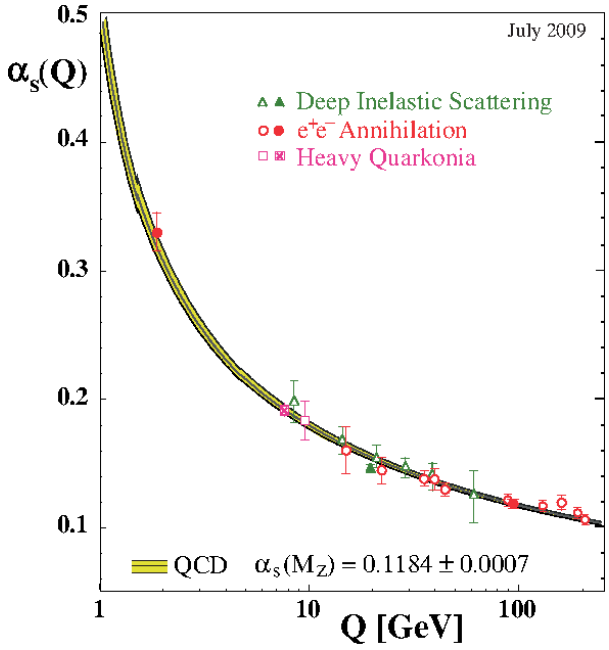


FIGURE 1.1: Evolution de la constante de couplage forte en fonction de l'échelle d'énergie mesurée par diverses expériences.

La théorie ne donne pas de valeur pour l'échelle de changement de régime Λ_{QCD} mais elle peut être estimée expérimentalement. La valeur communément admise pour Λ_{QCD} est de $[0.1-0.5]$ GeV. Dans le cas de collisons dures au LHC la valeur de α_s est bien inférieure à 0.1 et les calculs de perturbation sont donc valides.

1.1.5 Hadronisation des partons

Une des implications directes du phénomène de confinement décrit dans la section 1.1.4 est l'impossibilité pour un quark d'être observé isolé. Ce phénomène est responsable au LHC de la production des "jets" de hadrons : lorsque qu'un parton nu est produit (gluon ou quark), celui ci va céder de son énergie afin de remplir le vide QCD qui l'entoure en rayonnant des gluons. Les gluons, lorsque la cinématique le leur permet, se fragmentent en différents quarks d'énergie plus faible que le parton initial qui à leur tour rayonnent des gluons. Au fur et à mesure que l'énergie des partons produits en cascade diminue, la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ augmente et les objets colorés peuvent créer des systèmes liés. Le phénomène s'arrête lorsque tous les systèmes liés sont neutres de couleur (blancs), ce sont les particules que nous détectons.
Ces systèmes dits blancs, sont en fait des singlets de couleur du groupe $SU(3)_c$ et peuvent être soit des baryons soit des mésons. Nous pouvons décrire tous les hadrons comme étant les singlets :

- mésons : $q_a\bar{q}^a \equiv q_1\bar{q}_1 + q_2\bar{q}_2 + q_3\bar{q}_3$
- baryon : $f_{abc}q_aq_bq_c \equiv \sum_{a=1,2,3}\sum_{b=1,2,3}\sum_{c=1,2,3} f_{abc}q_aq_bq_c$

Au sein des quarks seul le quark top ne peut pas s'hadroniser car son temps de vie caractéristique est plus court que le temps d'hadronisation.

1.1.6 QCD : conclusion

La QCD est une théorie de jauge puissante qui décrit avec précision le domaine de la force forte. Cette théorie se base sur le groupe de Lie $SU(3)_C$ et possède un nombre quantique qui lui est propre : la couleur. La structure du groupe $SU(3)$ et notammment la non commutativité des générateurs impose des couplages entre les bosons de jauge les gluons. La QCD a été vérifiée dans de nombreux secteur et permet notamment de prédire tous les états liés de quarks (mésons et baryon) observé au près des collisionneurs.

1.2 Le modèle électrofaible

Le modèle électrofaible est la théorie qui unifie les interactions faible et électromagnétique. Elle a été développée au cours des années 1970 par Glashow, Weinberg et Salam [14][15][16] grâce aux avancées faites par Feynman sur l'électrodynamisme quantique et Fermi sur l'interaction faible. C'est une théorie quantique des champs (comme la QCD) dont le groupe de symétrie est $SU(2)_L \times U(1)_Y$ où L correspond à la composante gauche des doublets d'isospin faible et Y un nouveau nombre quantique : l'hypercharge.

1.2.1 L'interaction electromagnétique

L'interaction électromagnétique est responsable des interactions entre les particules chargées électriquement et est décrite par l'électromagnétisme quantique

(QED pour "Quantum Electro Dynamic"). Elle a été développée notamment par Tomonaga [17], Schwinger [18] et Feynman [19] dans les années 50 et repose sur l'invariance globale de l'interaction électromagnétique par rapport à la charge électrique Q. Ainsi comme pour la QCD, la théorie de l'électromagnétique quantique repose sur un groupe de symétrie : le groupe $U(1)_Q$.
Le Lagrangien libre de la QED est défini par :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu - m\bar{\psi}\psi \tag{1.22}$$

où ψ est un champ fermionique d'un particule chargé, m sa masse et γ^μ les matrices de Dirac. Lors d'un changement global de la charge électrique les interactions restent inchangées. Le lagrangien doit donc être invariant par changement de phase globale :

$$\psi \to U\psi \equiv e^{-i\alpha}\psi \tag{1.23}$$

Si nous demandons que l'invariance reste exacte lors d'un changement de phase locale :

$$\psi(x) \to Uq \equiv e^{-i\alpha(x)}\psi(x), \tag{1.24}$$

il est nécessaire de faire apparaître un nouveau champ vectoriel A_μ qui vient compenser les asymétries de jauge locale. Ceci est effectué en introduisant la dérivée covariante :

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \tag{1.25}$$

et, en notant :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{1.26}$$

Nous obtenons le Lagrangien final de la QED :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu A^\mu\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.27}$$

Le champ A_μ est alors interprété comme le champ de photon. On peut réinterpréter le Lagragien final en terme de diagramme de Feynman :

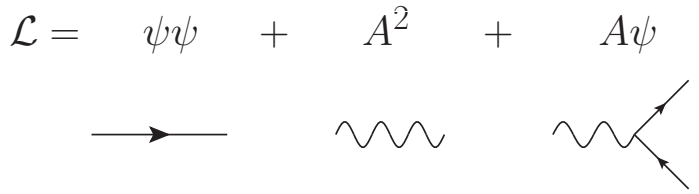


FIGURE 1.2: Représentation symbolique du Lagrangien QED sous forme de graphes de Feynman

1.2.2 L'interaction faible

Des études sur la les désintégrations β du Cobalt 60 ($^{60}Co* \to^{60} Ni^* + e^- + \bar{\nu}$) [20] dans un champ magnétique, ont permis de montrer que l'électron produit lors de cette désintégration est préférentiellement émis dans la direction

opposée au spin du noyau de Cobalt. Une explication à ce phénomène peut être donnée en supposant que l'électron émis est toujours de chiralité gauche alors que l'anti-neutrino lui est toujours droit lors de ces désintégrations. Puisqu'un neutrino est "observé" dans ce mode de désintégration et que les neutrinos ne sont sensibles qu'à l'interaction faible, nous pouvons donc attribuer cette désintégration du Cobalt à la force faible. Ceci constitue la première preuve de la violation maximale de l'invariance par parité et par conjugaison de charge de l'interaction faible.
Afin de tenir compte de ce phénomène dans la théorie, il a été proposé d'introduire un couplage dit $V-A$ [21] (vectoriel - axial) qui sélectionne uniquement la composante gauche des fermions et la composante droite des anti-fermions.
Un fermion est défini comme étant une superposition de deux champs chiraux :

$$\psi(x) = \psi_L(x) + \psi_R(x) \tag{1.28}$$

avec les opérateurs de projection chirale :

$$\psi_L(x) = \frac{1-\gamma^5}{2}\psi(x) \quad et \quad \psi_R(x) = \frac{1+\gamma^5}{2}\psi(x) \tag{1.29}$$

il est possible de montrer que le couplage faible doit faire intervenir un terme en $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ qui sélectionne automatiquement les bonnes chiralités des fermions.
Les fermions doivent donc être décrits par des doublets de chiralité gauche et des singlets de chiralité droite. Par analogie avec le spin, il est possible d'introduire un nouveau nombre quantique T, l'isospin "faible", qui permet de passer d'un membre à l'autre des doublets gauche en incrémentant de ± 1 la composante longitudinale $T_3 = \pm 1/2$. Pour les singlets droits la valeur de l'isospin est $T_3 = 0$. L'expérience montre que la force faible est indépendante de l'isospin faible, il est donc possible d'introduire un groupe de symétrie qui rend compte de cet état de fait : le groupe $SU(2)_L$.

1.2.3 Unification des forces : théorie de Yang-Mills

Les constantes de couplage de l'interaction faible et électromagnétique évoluent en fonction l'échelle d'énergie en raison des procédures de régularisation et de renormalisation et il est possible de montrer que les deux constantes de couplages évoluent dans le même sens et qu'elles s'unifient à une échelle d'énergie de $\sim$100 GeV. Ceci conduit à la tentative de trouver un groupe de symétrie plus grand qui contient le groupe $SU(2)_L$ et $U(1)_Q$ pouvant unifier les deux descriptions électromagnétique et faible.
A cette fin, il est nécessaire de trouver un nombre quantique invariant par les deux groupes de symétrie. Dans ce contexte, la charge électrique n'est pas un bon nombre quantique, puisque l'interaction unifiée doit avoir le même comportement pour les doublets que pour les singlets d'isospin faible. Or, dans le secteur des leptons, les doublets d'isospin faible sont tels que $\begin{pmatrix}\nu_e \\ e^-\end{pmatrix}_L$ avec l'élément ν_e qui est neutre, et e^- qui est chargé et tandis que les singlets e_R^- sont

	Y	T	T_3	Q
$Q_L^i \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$	1/3	1/2	+1/2	+2/3
			-1/2	-1/3
$u_R^i = u_R, c_R, t_R$	4/3	0	0	+2/3
$d_R^i = d_R, s_R, b_R$	-2/3	0	0	-1/3
$L_L^i \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1/3	1/2	+1/2	0
			-1/2	-1
$e_R^i = e_R, \mu_R, \tau_R$	-2	0	0	-1
$\nu_R^i = \nu_{eR}, \nu_{\mu R}, \nu_{\tau R}$	0	0	0	0

TABLE 1.1: Fermions du modèle standard représentés avec leur hypercharge, leur isospin faible, leur troisième composante de l'isospin faible et leur charge électrique.

chargés. Il est donc impossible que les doublets et les singlets se transforment de la même façon sous une rotation dans l'espace $U(1)_Q$. Pourtant, la charge électrique décrit avec précision les phénomènes électromagnétiques. De même, l'isospin faible permet une description fidèle des phénomènes faibles. La nouvelle charge unifiée doit donc être une composition de ces deux nombres quantiques. Il est possible de combiner T_3 et Q dans un nouveau nombre quantique, nommé l'hypercharge Y définie par :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.30}$$

Le groupe associé à la combinaison des deux interactions est alors $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le spectre des doublets et singlets de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ainsi que leurs nombres quantiques associés sont représentés dans le tableau 1.1.

Les membres des doublets d'isospin faible possèdent bien la même hypercharge $Y = -1$ et se transforment donc bien de la même façon sous une transformation du groupe $U(1)_Y$. En partant du Lagrangien libre pour des objets de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, puis en imposant la symétrie locale sous ce groupe de symétrie, il est alors possible de redéfinir la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\vec{W}_a I_\mu^a + i\frac{g'}{2} Y B_\mu \tag{1.31}$$

avec g' et g les constantes de couplage de $U(1)_Y$ et de $SU(2)_L$ respectivement, qui peuvent être reliées à la charge électrique via l'angle de mélange θ_w :

$$q = g\sin(\theta_W) = g'\cos(\theta_W) \tag{1.32}$$

ou θ_W est l'angle de mélange de Weinberg. Le champ $\vec{W}$ est un tri-vecteur de champ bosonique du groupe $SU(2)_L$ et B_μ est un champ bosonique de $U(1)_Y$.

La partie électrofaible du lagrangien libre devient, en prenant $\chi_L = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ le doublet correspondant au quark top et t_R son singlet :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{EW} = \; & \bar{\chi}_L i\gamma^\mu(\partial_\mu + \frac{ig}{2}\tau \times \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{2}B_\mu)\chi_L \\ & + \bar{t}_R i\gamma^\mu(\partial_\mu + \frac{ig'}{2}YB_\mu)t_R - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \end{aligned} \tag{1.33}$$

Le Lagrangien doit permettre d'obtenir tous les couplages de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Q$ ainsi que les bosons associés aux interactions : le photon, le boson Z et les bosons $W^\pm$. Il est possible de passer des états propres électrofaibles aux états propres de masse en prenant comme bosons physiques non pas $\vec{W}$ et B_μ mais des combinaisons linéaires de ces champs. Nous obtenons les bosons connus en prenant comme combinaisons linéraires :

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \tag{1.34}$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \tag{1.35}$$

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{1.36}$$

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \tag{1.37}$$

Il est donc possible de reproduire le spectre de particules connu grâce à l'interaction électrofaible. Cependant un problème demeure puisque les termes de propagation des champs du type $-m\psi\bar{\psi}$ du Lagrangien libre ne respectent pas l'invariance de jauge de $SU(2)_L \times U(1)_Y$: ils couplent les composantes gauches et droites des fermions, et donc brise l'invariance de jauge sous $SU(2)_L$. Le seul moyen de conserver l'invariance de jauge est alors de supposer une masse m nulle à la fois aux fermions et aux bosons de jauge. Cette affirmation contredisant les mesures expérimentales. Plusieurs solutions ont été proposées. Une des solutions les plus favorisées par les récentes mesures de précision du secteur électrofaible met en jeu une nouvelle particule responsable de la masse des bosons de jauge massifs et permettant, par son couplage aux fermions de générer des particules massives.

1.2.4 Le mecanisme de Higgs

Nous avons montré plus tôt, que la théorie de Yang-Mills est en contradiction avec l'expérience puisqu'elle prédit des bosons de jauge et des fermions sans masse. Une solution a été proposée par Brout, Engler [22] et Higgs [23] par l'introduction d'un nouveau doublet de champs scalaires complexes :

$$\Phi = \tfrac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad \text{avec } \Phi^+ = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\Phi^1 + i\Phi^2), \quad \Phi^0 = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\Phi^3 + i\Phi^4) \tag{1.38}$$

dont le lagrangien est invariant sous le groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mais pas ses solutions. Le lagrangien le plus simple qui répond à ces critères pour le doublet Φ peut être écrit comme :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)(D^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{1.39}$$

avec D_μ la dérivée covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda(\Phi^\dagger \Phi) \tag{1.40}$$

où λ et μ sont deux paramètres réels libres de la théorie. En prennant une valeur positive pour λ et négative pour μ^2, le potentiel $V(\Phi)$ prend une forme particulière décrite dans la figure 1.3.

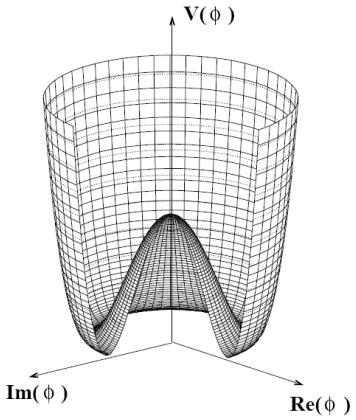


FIGURE 1.3: Potentiel de Higgs V en fonction de Φ dans le plans $Re(\Phi)$ et $Im(\Phi)$

Les états propres du champ de Higgs correspondent aux minima du potentiel $V(\Phi)$, ils sont donc définis par :

$$V(\Phi)|_{\frac{dV}{d\Phi}=0} = \frac{-\mu^2}{2\lambda} = v^2 \tag{1.41}$$

Dans ce scénario, le minimum est dégénéré et une infinité de solutions d'états propres sont possibles. Puisque tous les minima sont équivalents, il est indifférent de choisir un état particulier pour les transformations de jauge. Une solution possible pour l'état fondamental du champ Φ est :

$$< \Phi >= \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{1.42}$$

Lorsque l'on développe en série de Taylor le champ $\Phi(x)$ au voisinage de son minimum, le champ devient :

$$\Phi(x) = \frac{e^{\theta_a(x) T^a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{1.43}$$

avec T_a, a = 1,2,3 les générateurs de $SU(2)$ et θ_a des bosons de Goldstone [24]. L'invariance par $SU(2)_L$ du Langrangien nous permet de supprimer le terme $e^{\theta_a(x)T_a}$, il ne reste alors qu'un seul champ scalaire $h(x)$: le champ de Higgs. Si nous gardons la définition de la dérivée covariante de l'équation (1.31), il est possible de développer le Lagrangien du secteur de Higgs en faisant apparaître les couplages de Φ aux champs bosoniques $W^{\pm}$ et Z :

$$\frac{1}{2}\frac{g^2v^2}{4}(W_\mu^{+\dagger}W^{+\mu} + W_\mu^{-\dagger}W^{-\mu}) + \frac{1}{2}\frac{(g^2+g'^2)v^2}{4}Z_\mu^\dagger Z^\mu \tag{1.44}$$

Ces termes sont interprétables comme des termes de masse pour les bosons $W^{\pm}$ et Z. Afin que le boson de Higgs ne se couple pas au photon (de masse nulle), des valeurs particulière pour les nombres quantiques de Φ sont choisies : $Q = 0$, $T = 1/2$, $T3 = -1/2$ et $Y = 1$. Ainsi même si $SU(2)_L$ est brisée, la symétrie $U(1)_Q$ ne l'est pas :

$$\Phi \rightarrow e^{i\alpha(x)Q}\Phi = \Phi \tag{1.45}$$

celui-ci est non spécifié par le modèle. En utilisant les termes de l'expression (1.44), nous pouvons trouver les masses des différents bosons de l'interaction électrofaible :

$$m_W^{\pm} = \tfrac{gv}{2}, \quad m_Z = \tfrac{v\sqrt{g^2+g'^2}}{2}, \quad m_\gamma = 0 \tag{1.46}$$

Le boson de Higgs possède lui aussi une masse qui provient d'un terme d'auto-couplage dans le potentiel :

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \tag{1.47}$$

Il reste maintenant à fournir une masse aux différents fermions du modèle standard afin de retrouver dans la théorie les observations expérimentales. Pour cela, un couplage de Yukawa entre le boson de Higgs et les fermions relie les composantes gauche et droite des doublets de $SU(2)_L$:

$$\mathcal{L} = -(G_t\bar{t}\Phi t_R + G_b\bar{b}\Phi b_R) + \text{ conjugues hermitien} \tag{1.48}$$

avec G_X une constante de couplage arbitraire qui devient un paramètre libre du modèle standard, t_L est le doublet gauche du quark top quand t_R est le singlet droit. Dans le cadre du modèle standard les neutrinos ne possèdent pas de composante droite ce qui implique une masse nulle.

Une des contraintes fortes du secteur de Higgs du modèle standard minimal est la relation entre les masses des bosons Z et W :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \tag{1.49}$$

Nous pouvons ainsi réécrire cette expression sous la forme :

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2\cos^2\theta_W} = 1 \tag{1.50}$$

Il est possible de se placer dans un cadre plus général et de supposer l'existence de plusieurs doublets de Higgs. Dans ce cas le rapport ρ devient :

$$\rho = \frac{\sum_i T_i(T_i+1) - T_{3i}^2v_i^2}{2\sum_i T_{3i}^2v_i^2} \tag{1.51}$$

avec v_i les valeurs dans le vide des différents doubles de Higgs. Ce rapport a été mesuré à 1 à plus de 5σ de significance par les expériences du LEP [25].

1.2.5 Etat des lieux du secteur électrofaible

Le modèle standard est un exemple de réussite pour la physique puisqu'il a permis la prédiction de toutes les particules connues ainsi que leurs propriétés avec succès. Le secteur électrofaible a été exploré avec une grande précision au cours de l'exploitation du LEP avec la production de plusieurs millions de collisions au pic de résonnance Z et au-dela du seuil de production des bosons W. Des mesures de la masse du boson Z et du boson $W\pm$ ont été réalisées de même que l'étude de leurs propriétés. Les valeurs obtenues [26][27] sont reportées dans la figure 1.4 ainsi que leur écart au modèle standard. Le secteur électrofaible des partons et la matrice CKM a été intensivement explorer dans les expériences placées sur des usines à quarks b et notamment BABAR [28] et BELLE [29] mais aussi KLOE [30] sans que des différences significatives avec le modèle standard n'apparaissent. De nombreuses mesures sur le secteur fort ont aussi été produites notamment les premières mesures sur la masse du top et ses propriétés au TeVatron, suivies par celles des expériences ATLAS et CMS.

La seule particule encore non observée aujourd'hui est le boson de Higgs. S'il existe, il doit affecter les observables électrofaibles et il est possible de mesurer les valeurs préférées par les expériences pour sa masse m_H. Comme le montre la figure 1.5, en ne tenant pas compte des exclusions directes réalisées par les expériences, les valeurs préférées par les mesures expérimentales électrofaibles pour m_H sont proches de 95 GeV. Cependant, cette valeur a été exclue à 95% de niveau de confiance par les expériences du LEP. La seule région encore autorisée aujourd'hui est comprise entre 124 et 127 GeV. Les expériences ATLAS [31] et CMS [32] ont annoncé le 4 Juillet 2012, la découverte d'une nouvelle particule dont la masse est proche de 125 GeV et dont la section efficace et les rapports de branchement correspondent à un boson de Higgs type Modèle Standard. Cependant, les propriétés de spin de cette nouvelle particule n'ont pas encore été investiguées et il est encore trop tôt pour interpréter cette découverte comme un boson de Higgs.

Aujourd'hui, seul le secteur des neutrinos est en désaccord avec le modèle standard. En effet, les expériences d'oscillations montrent l'occurence de changements de saveurs lors de la propagation des neutrinos [33], ce qui impose des neutrinos massifs. La masse des neutrinos doit en revanche rester faible afin de ne pas contredire les observations du LEP, de certaines mesures astrophysiques [34] et les mesures du *endpoint* de l'atome de tritium [35].

D'autres contraintes permettent d'émettre des doutes sur la complétude du Modèle Standard :
- Le modèle standard caractérisé par 19 paramètres libres : 3 constantes de couplage, les masses des 9 fermions chargés, 3 angles de mélange de la matrice

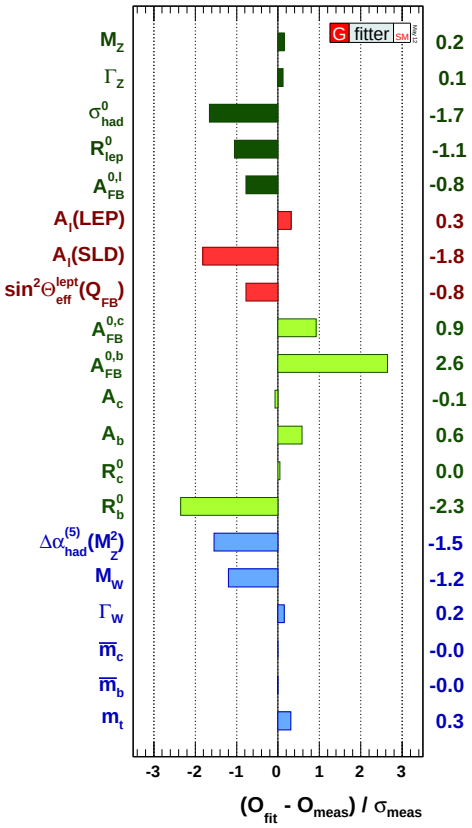


FIGURE 1.4: Comparaison entre les valeurs ajustées du modèle standard et les observations expérimentales.

CKM ainsi qu'une phase complexe, les 2 paramètres du potentiel de Higgs et une phase liée à la violation CP dans le secteur fort ;
- Les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs divergent quadratiquement en fonction de l'échelle d'énergie et elles peuvent largement dépasser la valeur de la masse du boson lui-même. Un ajustement fin des paramètres de Higgs est nécessaire pour faire disparaître ces divergences. Cependant, cette méthode n'est pas satisfaisante d'un point de vue théorique (et esthétique) dans la construction d'un modèle ;
- La hiérachie des masses des quarks et des leptons n'est pas expliquée.

De plus, le MS n'apporte pas de vision cohérente sur le contenu de l'univer :
- La gravité n'est pas inclue dans le modèle standard et ne peut pas l'être en l'état ;
- La vitesse de rotation des galaxies spirales montre que leur masse est bien supérieure à la masse "visible". Une des explications possibles à ce phénomène est la présence de matière invisible et très peu interagissante. Cette matière est appelée matière noire. Le modèle standard ne propose pas de candidat pour ce type de matière contrairement à certaines théorie plus complexes ;

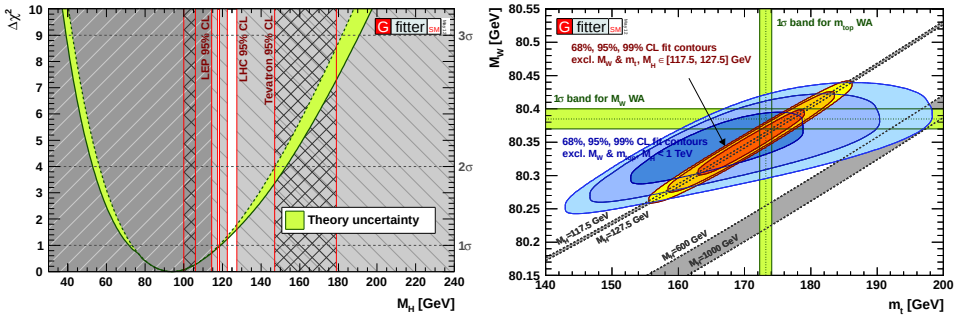


FIGURE 1.5: A gauche : $\Delta\chi^2$ de l'ajustement du modèle standard en fonction de la masse du boson de Higgs. Sur le graphiques sont représentées toutes les contraintes directes sur la masse du boson de Higgs. A droite : contours à 68%, 90%, 95% de niveau de confiance du χ^2 de l'ajustement du modèle standard avec des valeurs de masse du boson W et de masse du quark top fixées. En bleu est représenté l'ajustement pour une masse libre du boson de Higgs. En rouge pour une masse incluant les containtes expérimentales directes.

- Il n'existe pas d'échelle d'énergie où les trois constantes de couplage peuvent fusionner jusqu'à l'énergie de Plank.

Finalement, le modèle standard est une grande réussite de la physique des particules mais il échoue comme vision théorique complète de la physique subatomique. Afin de palier aux différents problèmes évoqués plus tôt, de nouvelles théories ont émergé telles que : la supersymétrie, les théories de grande unification, les théories de dimensions supplémentaires, la technicouleur ... Cependant, aucune de ces nouvelles théories n'a pu être confirmée à ce jour. Afin de mettre en défaut le modèle standard, plusieurs voies sont envisagées : la mise en évidence de nouvelles particules (mesures directes) via l'étude de spectre de masse invariante par exemple ou via des mesures de précision sur des processus prédits par le modèle standard, et sensibles à la présence de nouvelle physique (mesures indirectes). Dans ces mesures indirectes, les mesures de précision sur la production de quarks top sont prometteuses. Le quarks top possède une masse très élevée avec $m_t = 172.5$ GeV, il possède donc au sein du modèle standard un couplage de Yukawa au boson de Higgs qui est maximal. De plus, il peut se désintégrer en nouvelles particules plus légères avant de s'hadroniser.

1.3 Production de quarks top au LHC

Aujourd'hui, l'outil le plus puissant pour créer et étudier le quark top est le Large Hadron Collider (LHC). C'est un collisionneur de particule qui permet d'accélerer des protons jusqu'à 7 TeV dans le centre de masse et il permet de produire assez de quarks top pour en mesurer les sections efficaces de production mais aussi les propriétés. Le LHC, est un collisionneur proton-proton (pp) à une énergie de $\sqrt{s} = 7$ dans le centre de masse ce qui correspond à une taille

caractérisque de l'ordre de 3.10^{-18} m, inférieur à la taille du proton. Les collisons sont donc sensibles aux constituants des protons : les quarks de valence, dont les champs fermioniques entrent dans la construction des singlets de couleur, les gluons qui relient les quarks entre eux, et finalement les quarks virtuels produits lors de polarisation du vide par les gluons. Avant de pouvoir mesurer les propriétés du quark top, il est nécessaire de connaitre au mieux la structure sous-jacente des protons décrites par les densités de partons (PDF pour Probability Density Function).

1.3.1 Le théorème de factorisation

Comme nous l'avons évoqué plus haut, les collisions pp sont modélisées par des collisions parton-parton. Les saveurs et les impulsions des partons qui interagissent pouvant changer entre deux collisions, il est nécessaire de convoluer les collisions dures parton-parton calculées à l'aide de la QCD perturbative aux probabilités pour que la collision ait lieu entre deux partons de saveur et d'impulsions données.
La fonction de densité de partons est définie comme la probabilité $f(x_i)$ d'intéragir avec un parton de saveur i et de fraction d'impulsion x.
Afin de tenir compte des deux effets dans les calculs de section efficace, le théorème de factorisation est utilisé. Il consiste à séparer les effets à courte portée (interaction dure) de ceux à longue portée (les PDFs). La section efficace peut être décrite comme la convolution de deux composantes :

$$\sigma(pp \to X) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, Q^2) \bar{f}(x_j, Q^2) \times \hat{\sigma}_{ij}(x_i, x_j) \qquad (1.52)$$

où x_i est la fraction d'impulsion emportée par le parton i, $f(x_i, \mu^2)$ est la PDF du parton i, $\hat{\sigma}$ est le terme de la section efficace (indépendant des PDFs) et Q est l'impulsion échangée lors de l'interaction partonique.

De nombreuses expériences ont été dédiées à la mesure de ces PDFs et notamment les détecteurs H1 et ZEUS auprès de l'accélérateur HERA [36]. Ces deux expériences ont fourni de nombreux points de mesure et ont permis l'ajustements des PDFs sur de grandes gammes en énergie. Les résultats issus de ces ajustements sont appelés des jeux de PDFs. Au LHC, les jeux de PDFs utilisés sont principalement MSTW, CTEQ et NNPDF. Les PDFs des différents partons sont représentés dans la figure 1.7 pour deux échelles d'énergie Q^2 différentes, dans le cadre du jeu MSTW. Au LHC, les "bas" x sont peuplés de gluon quand les "hauts" x sont plutôt peuplés de quarks.

1.3.2 Production de quarks top par voie forte

Le quark top est le quark le plus lourd avec une masse de 172.5 GeV (à comparer avec les masses des quarks de première et deuxième génération $m_{u,d} \sim$ 5 MeV). Il peut être produit par paires dans deux modes de production : gg et $q\bar{q}$. L'espace des phases au LHC est réduit par la grande masse du top et il

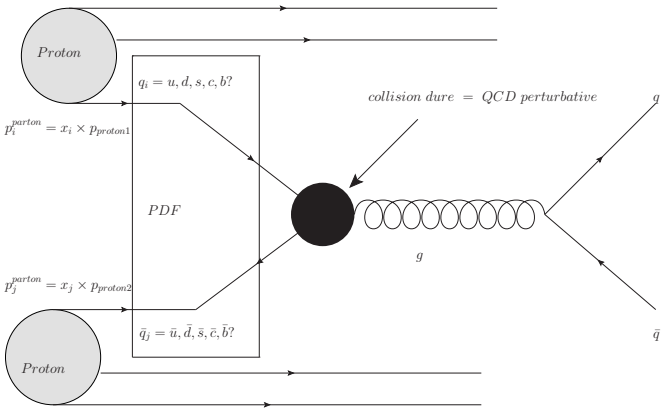


FIGURE 1.6: Schéma de la production de deux quarks quelconques au LHC. La partie PDF fait référence à $\sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, Q^2) \bar{f}(x_j, Q^2)$ quand la partie notée QCD perturbative représente $\hat{\sigma}_{ij \to X}(x_i, x_j)$.

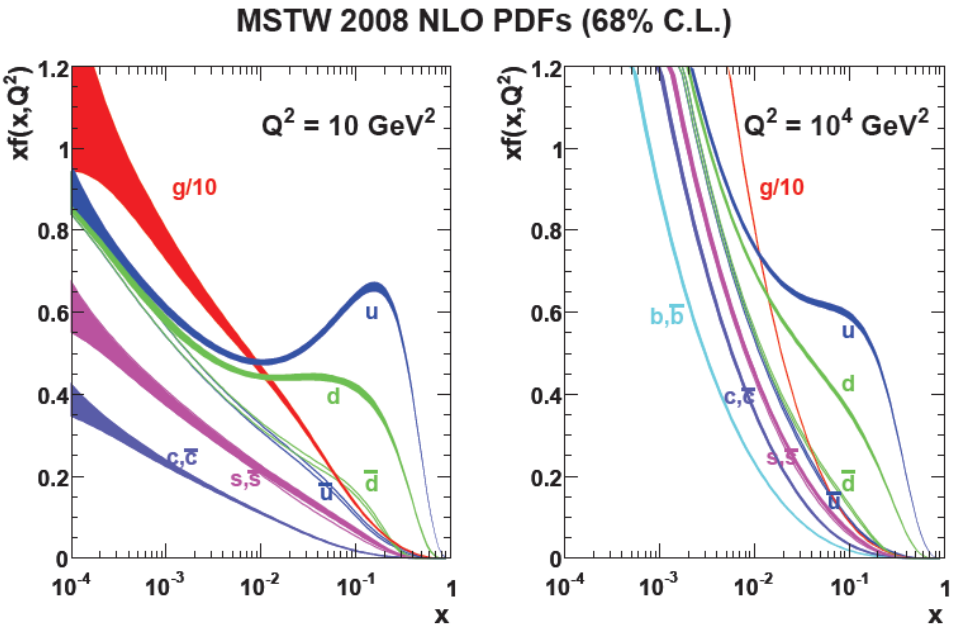


FIGURE 1.7: PDFs des différents parton à deux échelles de Q^2 différentes. A gauche pour les basses énergie et à droite à haute énergie.

existe une valeur minimale pour produire les quarks top par paires. Celle-ci est donnée, en termes de variables de Mandelstam, par s_{min} telle que :

$$s_{min} = x_1 x_2 s_{hadron} = 4 \left(\frac{m_t + m_t}{2} \right)^2 \tag{1.53}$$

où x_1 et x_2 sont les fractions d'impulsion emportées par les partons 1 et 2 lors de la collision dure, et m_t est la masse du quark top. Si nous considérons des quarks top produits au repos, $x_1 = x_2 = x$, nous pouvons définir la variable :

$$< x >= 2\frac{m_t}{\sqrt{s_{hadron}}} \tag{1.54}$$

Ainsi, plus l'énergie dans le centre de masse est grande plus de petites valeurs de $< x >$ emportées par le parton sont autorisées. Au LHC, lors des premières prises de données de 2010-2011, l'énergie dans le centre de masse pp atteint 7 TeV, ce qui correspond à une valeur de $< x >= 5 \times 10^{-2}$. Cette valeur favorise les fusions gg (90% de la production totale) par rapport aux intéractions $q\bar{q}$ (10%). Les graphes de Feynman correspondant à ces modes de production sont représentés dans la figure 1.8.

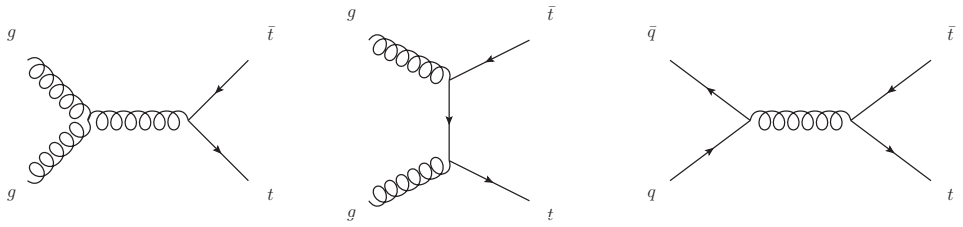


FIGURE 1.8: Graphes de Feynman à l'arbre de production de paires de quarks top au LHC.

La section efficace de production de paires de quark top est estimée à 167^{+17}_{-18} pb au LHC 7 TeV pour une masse de quark top de 172.5 GeV calculée avec le jeu de PDFs NNLO MSTW2008. Les erreurs incluent les variations sur les echelles non physique de factorisation et de renormalisation, les incertitudes sur les densités partoniques et les incertitudes sur la masse du quark top. La mesure de la section efficace de production de quarks top par paires a été pour la première fois réalisée au TeVatron lors du Run I par les expériences CDF [37] et DØ [38] en 1995.

1.3.3 Production électrofaible du quarks top au LHC

Comme nous avons pu l'introduire dans la section 1.2.3, il est aussi possible de produire des fermions via l'interaction faible. Dans le cas du quark top les vertex mis en jeu sont ceux décrits dans la figure 1.9. Les deux premiers faisant intervenir un boson W ou un photon ne sont généralement pas considérés puisqu'ils entrent en concurrence avec les diagrammes d'interaction forte de production de paires de quarks top via la fusion de gluons, qui est très largement supérieure.

Au LHC, il est possible de produire des quarks top par l'intermédiaire d'un boson $W^{\pm}$ via trois diagrammes de production majeurs représentés dans la figure 1.10. Ces diagrammes font intervenir la production d'un seul quark top dénommé "single top".

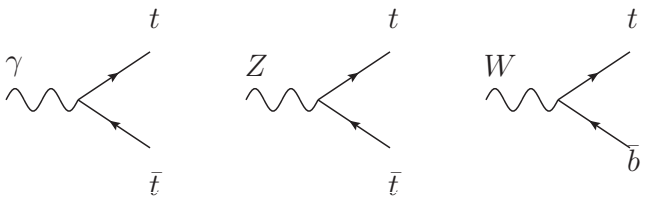


FIGURE 1.9: Vertex faisant intervenir un quark top et un boson de l'interaction faible.

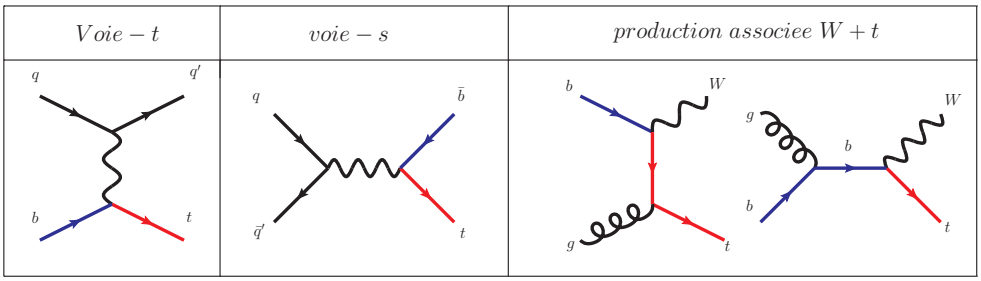


FIGURE 1.10: Mode de produciton single top dans les voies (de gauche à droite) voie-t, voie-s et voie-W+t

1.3.3.1 Production single top voie-t

La voie-t qui est le mode de production dominant au LHC. Il consiste en l'interaction d'un quark de b de la mer et d'un quark de valence par l'intermédiaire d'un boson W virtuel de type espace. Il possède une topologie particulière puisque le quark léger, après échange de boson W, est émis principalement vers l'avant. Au LHC, ce quark est produit plutôt de façon colinéaire au faisceau de protons. Il est produit asymétriquement en quarks top/anti-top : le proton étant formé des quarks (uud), il est plus probable de faire interagir un quark u de charge $2/3$ qu'un quark d de charge $-1/3$ avec un quark de la mer ou de décroissance de gluon $b(\bar{b})$. Les PDFs des quarks b et $\bar{b}$ dans le proton étant équivalentes, on attend donc un facteur 2 entre la production de quarks top et antitop. Dans ce canal, il existe peu d'ambiguïté entre les différents jets de l'état final, ce qui permet une mesure aisée de la masse du top et de sa polarisation. La section efficace attendue à $\sqrt{s} = 7$ TeV est de $\sigma(t) = 41.7^{+1.6}_{-0.8} \pm 0.8$ pb et $\sigma(\bar{t}) = 22.5^{+0.7}_{-0.3} \pm 0.5$ pb [39].

1.3.3.2 Production single top voie-s

La voie-s résulte de la fusion entre un quark léger q et un quarks q' de saveur différente pour donner un boson W^* virtuel de type temps. Le boson W^*, comme il est montré dans la figure 1.9, peut décroître en un quark top et un quark de b. Il possède, comme la voie-t, une asymétrie top/anti-top explicable

par les mêmes raisons. Contrairement aux autres modes de production "single top", ce processus possède deux jets de b produits majoritairement dans le plan orthogonal aux faisceaux de protons. Les sections efficaces attendues sont pour $\sqrt{s} = 7$ TeV : $\sigma(t) = 3.17^{+0.13}_{-0.1} \pm 0.06$ pb et $\sigma(\bar{t}) = 1.42^{+0.06}_{-0.07} \pm 0.01$ pb [40].

1.3.3.3 Production associée W+t

La production associée $W + t$ est le processus single top qui nous intéresse plus particulièrement dans cette thèse. Il s'agit de la production d'un quark top et d'un boson W via deux diagrammes de production :

- un diagramme voie-t, qui est l'échange d'un quark top virtuel de type espace entre un quark de b et un gluon ;
- un diagramme voie-s, qui est la fusion d'un gluon et un quark de b en un quark b virtuel de type temps.

Le calcul de la section efficace NLO de la voie de production associé $W + t$ possède une ambiguïté théorique [41]. En effet, comme nous l'avons précisé dans la section 1.1.2, afin de connaître la section efficace d'un processus, il est nécessaire de tenir compte des graphes de Feynman à tous les ordres. Considérer les graphes NLO pour le processus W+t, consiste notamment à calculer les diagrammes avec radiations réelles définis par :

$$pp \rightarrow W + t + \sum_p X_p \tag{1.55}$$

avec X_p une particule du Modèle Standard.
Si on considère $X_p \equiv \bar{b}$, nous obtenons le processus suivant :

$$pp \rightarrow t + W + \bar{b} \tag{1.56}$$

Il est nécessaire d'intégrer ces émissions réelles sur tout l'espace des phases disponible et notamment dans l'espace des $k_W + k_{\bar{b}}$ afin d'estimer la section efficace correspondante σ_{W+t}. Dans la région $k_W + k_{\bar{b}} \sim m_t$, les contributions des corrections fortes deviennent très grandes par rapport à la contribution électrofaible que l'on veut mesurer. En effet, un des processus pouvant contribuer à la production ($pp \rightarrow W + t + \bar{b}$) est la production de paires de quarks top par voie forte (voir 1.3.2) dont la section efficace est plus grande que la production électrofaible W+t. La contribution d'une des corrections NLO réelles est donc plus grande que celle du diagramme à l'ordre de Born, ce qui est incohérent avec le développement en puissance de la constante de couplage électrofaible α_W voulu. Afin de résoudre ce problème, il a été proposé de ne s'intéresser qu'à la production **électrofaible** de $W + t + X$. La voie forte est alors autorisée uniquement pour les décroissance mais pas pour la création de W+t. Dans ce cas, une expansion perturbative en α_s est possible dans le cadre de la théorie des perturbations.

Si nous considèrons les deux partons δ et β en entrée du diagramme de production W+t, il est possible de définir la réaction suivante :

$$\delta + \beta \rightarrow W + t + b \tag{1.57}$$

dont l'amplitude peut alors être définie comme :

$$A_{\delta\beta} = A^{Wt}_{\delta\beta} + A^{t\bar{t}}_{\delta\beta} \tag{1.58}$$

où $A^{Wt}_{\delta\beta}$ désigne la contribution simplement résonnante et $A^{t\bar{t}}_{\delta\beta}$ la contribution doublement résonnante à l'amplitude totale. La section efficace étant proportionnelle à l'amplitude A au carré, il apparaît les termes suivants dans le calcul de la section efficace :

$$\begin{aligned} |A_{\delta\beta}|^2 &= |A^{Wt}_{\delta\beta}|^2 + 2Re\{A^{Wt}_{\delta\beta} A^{t\bar{t}*}_{\delta\beta}\} + |A^{t\bar{t}}_{\delta\beta}|^2 \\ &\equiv S_{\delta\beta} + I_{\delta\beta} + D_{\delta\beta} \end{aligned} \tag{1.59}$$

ici $S_{\delta\beta}$ fait référence à la contribution simplement résonnante, $I_{\delta\beta}$ au terme d'interférence entre la contribution simplement et doublement résonnante et $D_{\delta\beta}$ est la composante purement doublement résonnante qui correspond à la contribution $t\bar{t}$. Afin d'avoir des contributions non nulles des termes $I_{\delta\beta}$ et $D_{\delta\beta}$, il est nécessaire d'avoir pour parton d'entrée $\{\delta, \beta\} = \{g, g\}$ ou $\{q, \bar{q}\}$. Après renormalisation et suppression des pôles dus aux corrections réelles et virtuelles, et en tenant compte des luminosités de partons $L_{\delta\beta}$, qui est la convolution de la luminosité de l'accélérateur et des PDFs, la section efficace différentielle devient :

$$d\sigma = d\sigma^{(2)} + \sum_{\delta\beta} \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} (\hat{S}_{\delta\beta} + I_{\delta\beta} + D_{\delta\beta}) d\phi_3 \tag{1.60}$$

avec x_1 et x_2 les fractions d'impulsion emportées par les partons d'entrée. Le terme $d\sigma^{(2)}$ est la contribution à la section efficaces des termes $2 \to 2$ incluant les diagrammes à l'ordre de Born, les diagrammes à boucles et avec émissions réelles collinéaires et soft. $\hat{S}_{\delta\beta}$ est la contribution simplement résonnante dont les singularités infra-rouges (voir section 1.1.3) ont été supprimées.
Il est maintenant nécessaire de supprimer les diagrammes doublement résonnants. Pour cela deux techniques [41] existent :

- La suppression de diagramme (DR pour "Diagram Removal"). Cette technique consiste à supprimer les diagrammes $W{+}t$ où il y a apparition de processus doublement résonnants. En supprimant les termes $I_{\delta\beta}$ et $D_{\delta\beta}$, il est possible de faire apparaitre une nouvelle forme de la section efficace :

$$d\sigma^{(DR)} = d\sigma^{(2)} + \sum_{\delta\beta} \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} (\hat{S}_{\delta\beta}) d\phi_3 \tag{1.61}$$

Cette dernière ne contient alors que les termes de production électrofaible de $(W{+}t{+}b)$, au prix de la perte de l'invariance de jauge. Il a été montré dans [42] que cette perte n'est pas un problème quelque soient les observables considérées.

- La soustraction de diagramme (DS pour "Diagram Substraction"). La définition de la section efficace $W{+}t$ est changée afin de supprimer localement les diagrammes doublement résonnants par des contre-termes. Dans ce shéma, la section efficace différentielle devient :

$$d\sigma^{(DS)} = d\sigma - d\sigma^{sub}, \tag{1.62}$$

avec :

$$\begin{aligned} d\sigma_{\delta\beta}^{sub} &= \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} d\phi_3 \\ &= \frac{1}{2s} \tilde{D}_{\delta\beta} d\phi_3 \end{aligned} \tag{1.63}$$

Dans ce cas, il est possible de prendre pour $\tilde{D}_{\delta\beta}$ une forme qui permet de supprimer les contributions de $D_{\delta\beta}$:

$$\tilde{D}_{\delta\beta} - D_{\delta\beta} \to 0 \qquad si \qquad (k_b + k_W)^2 \to m_t^2 \tag{1.64}$$

On peut donc maintenant définir la section efficace avec suppression de diagramme comme :

$$d\sigma^{DS} = d\sigma^{(2)} + \sum_{\delta\beta} \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} (\hat{S}_{\delta\beta} + I_{\delta\beta} + D_{\delta\beta} - \tilde{D}_{\delta\beta}) d\phi_3 \tag{1.65}$$

La différence entre les sections efficaces $d\sigma_{DS} - d\sigma_{DR}$ donne une indication sur le terme d'interférence entre W+t et $t\bar{t}$ puisque l'on peut réécrire la différence :

$$d\sigma^{(DS)} - d\sigma^{(DR)} = \sum_{\delta\beta} \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} (I_{\delta\beta} + D_{\delta\beta} - \tilde{D}_{\delta\beta}) d\phi_3 \tag{1.66}$$

Qui lorsque :

$$(k_b + k_W)^2 \to m_t^2 \tag{1.67}$$

tend vers :

$$d\sigma^{(DS)} - d\sigma^{(DR)} = \sum_{\delta\beta} \int \frac{dx_1 dx_2}{2x_1 x_2 s} L_{\delta\beta} (I_{\delta\beta}) d\phi_3 \tag{1.68}$$

Du point de vu expérimental, lorsqu'on applique une selection optimisée pour supprimer les événements $t\bar{t}$, les deux méthodes convergent puisque le terme d'interférence entre la production de paires de quarks top et $W+t$ devient petit. Ainsi, la section efficace de production électrofaible au LHC du processus $W+t$ est bien définie. Elle vaut $\sigma = 15.7 \pm 1.3$ pb [43].

1.3.4 Single top et mesure de l'élément de matrice CKM : $|V_{tb}|$

Comme nous l'avons montré dans la section 1.2.3, la force électrofaible autorise l'échange de boson W chargé par les fermions. Pour les leptons, ce courant se manifeste par un couplage exclusif entre les électrons, muons et tau avec leurs neutrinos associés ν_e, ν_μ et ν_τ.
Pour les quarks, il a été montré expérimentalement que des hadrons charmés pouvaient se désintégrer soit en mésons étranges, soit en mésons non étranges, par interaction faible, confirmant que l'interaction électrofaible ne conserve pas l'état de saveur des quarks.
Pour décrire le passage des états propres de d'interaction aux états propres de masse, on introduit une matrice de mélange appelée matrice CKM [44][45] (pour

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) : elle permet de relier les états propres d'interaction faible, présents dans le lagrangien électrofaible noté (d', s', b'), et les états propres de masse du lagrangien libre dont la masse est définie (d, s, b) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = v_{ckm} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.69}$$

Les éléments de la matrice CKM correspondent alors aux probabilités de transition d'un quark vers un autre par courant chargé (boson W). La force faible doit se coupler avec la même force à tous les fermions, et la probabilité totale pour un quark de se désintégrer en un autre quark est de 1, ce qui impose à la matrice CKM d'être unitaire. Les relations d'unitarité pour la matrice CKM sont alors :

$$\sum_k V_{ik} V_{jk}^{\star} = 0, \ \forall i \neq j = 1, 2, 3 \text{ et } \sum_k |V_{ik}|^2 = 1, \ \forall i = 1, 2, 3 \tag{1.70}$$

Ni les éléments V_{ik} ni le nombre de génération de quark ne sont prédits par la théorie et ils deviennent de nouveaux paramètres libres pour le modèle standard. Il a été montré que le secteur des quarks peut violer la symétrie CP [46][47], ce qui ce caractérise pour la matrice par l'adjonction d'une phase complexe. Il est possible de faire apparaître explicitement cette phase en utilisant la représentation de Wolfenstein, qui fait intervenir quatre nouveaux paramètres : A, λ, ρ et η. La matrice peut alors être réécrite comme :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(\bar{\rho} - i\bar{\eta}) & -A\lambda^2/2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.71}$$

avec :

$$\lambda^2 = \frac{|V_{us}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2} \qquad A^2\lambda^4 = \frac{|V_{cb}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2} \qquad \bar{\rho} + i\bar{\eta} = \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \tag{1.72}$$

La connaissance complete de la matrice CKM du modèle standard peut être résumée dans une construction, appelée génériquement "triangle d'unitarité", représentée dans la figure 1.11.

Tous les éléments de la matrice CKM ont été mesurés directement à ce jour. Les mesures proviennent des différentes désintégrations électrofaibles : les désingrations β pour $|V_{ud}|$; les désintégrations du Kaon pour $|V_{us}|$; des études sur les mésons charmés et beaux pour V_{cb}, V_{cs} et V_{ub} ; les interactions neutrino antineutrino pour V_{cd}. L'ensemble des mesures des différents termes de la matrice est utilisé pour contraindre le triangle d'unitarité [48] présenté dans la figure 1.11. Le résultat des mesures effectuées à ce jour, n'incluant pas les mesures sur le quark top, est reporté sur la figure 1.12.

En ce qui concerne le quark top, il est expérimentalement difficile d'observer les éléments V_{td} et V_{ts} (à l'arbre), et leur mesure n'est accessible qu'indirectement via la mesure des oscillations $B - \bar{B}$ ou par les observations des décroissances

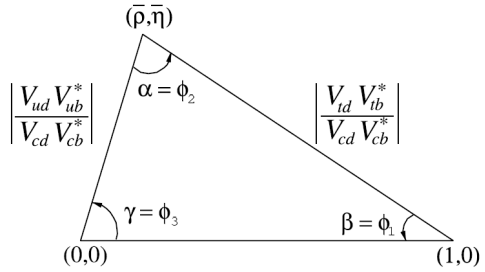


FIGURE 1.11: Le triangle d'unitarité tel qu'il est prédit par le modèle standard.

rares de Kaons ou de méson B. Ces éléments de matrice sont relativement mal connus à cause d'erreurs théoriques en QCD sur réseaux encore grandes.

Dans le cas de V_{tb}, le seul moyen de le mesurer directement, sans supposer l'unitarité et trois générations de quarks, est de mesurer la production de quarks top seuls par voie électrofaible. En effet, ces processus ne font intervenir qu'un seul vertex Wtb, ce qui implique une section efficace σ_t directement proportionnelle à $|V_{tb}|^2$. Si on se place dans le cadre du MS, la valeur de V_{tb} est égale à 1. Il est donc possible de mesurer $|V_{tb}|$ expérimentalement :

$$|V_{tb}| = \sqrt{\frac{\sigma_{st}^{mesure}}{\sigma_{st}^{MS}}} \tag{1.73}$$

avec :

$$\sigma_{st}^{mesure} = \alpha \times |V_{tb}|^2 \qquad et \qquad \sigma_{st}^{MS} = \alpha \times |1|^2 \tag{1.74}$$

où α est le terme indépendant de $|V_{tb}|$ dans la formule de la section efficace, σ_{st}^{mesure} est la section efficace de production de *single top* mesurée par l'expérience et σ_{st}^{MS} est la valeur prédite par le modèle standard. Ces mesures indépendantes des modèles pourront être effectuées au LHC si la statistique des événements single top est suffisamment importante.

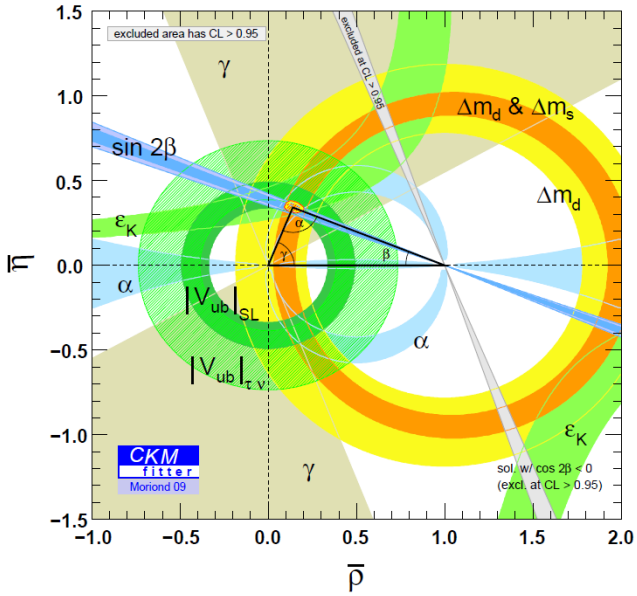


FIGURE 1.12: Combinaison des différentes mesures faites sur le triangle d'unitarité réalisée par le groupe CKM fitter

Deuxième partie

Dispositif expérimental

2

Complexe d'accélérateurs et de détecteurs

Dans cette section nous allons décrire les différents systèmes instrumentaux qui ont permis de réaliser la mesure de la production associée W+t.

2.1 Le Large Hadron Collider

2.1.1 Le complexe d'accélérateurs

Le LHC[49] est actuellement le plus grand synchrotron au monde avec 26.7 km de diamètre. Il est localisé dans le tunnel creusé pour le Large Electron Positron collider (LEP) au CERN (Centre Européen à la Recherche Nucléaire). Il a été conçu afin de réaliser des collisions proton-proton à haute luminosité à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Il ne constitue cependant que la dernière pièce d'un grand complexe d'accélération.
Les protons qui circulent dans le LHC sont créés par une source d'ions duoplasmatrons dans laquelle des électrons issus d'une cathode viennent frapper un gaz d'hydrogène afin de produire des protons qui seront envoyés dans le cycle d'accélération. Les protons produits par la source d'hydrogène sont d'abord préaccélérés dans le LINAC où ils atteignent une énergie de 50 MeV puis sont distribués au Proton Synchroton Booster (PSB) où leur énergie est augmentée jusqu'à 1.4 GeV. Ils sont ensuite envoyés dans le Super Proton Synchrotron (SPS) pour atteindre une énergie de 450 GeV avant d'être injectés dans le LHC sous forme de deux faisceaux circulant en sens opposés, dans deux tubes à vides distincts. Ces faisceaux ne sont pas continus mais formés de "paquets" de protons espacés de 25 ns regroupés en "train" de paquets afin de faciliter les processus d'injection. Finalement, les deux faisceaux sont accélérés jusqu'à atteindre leur énergie nominale.

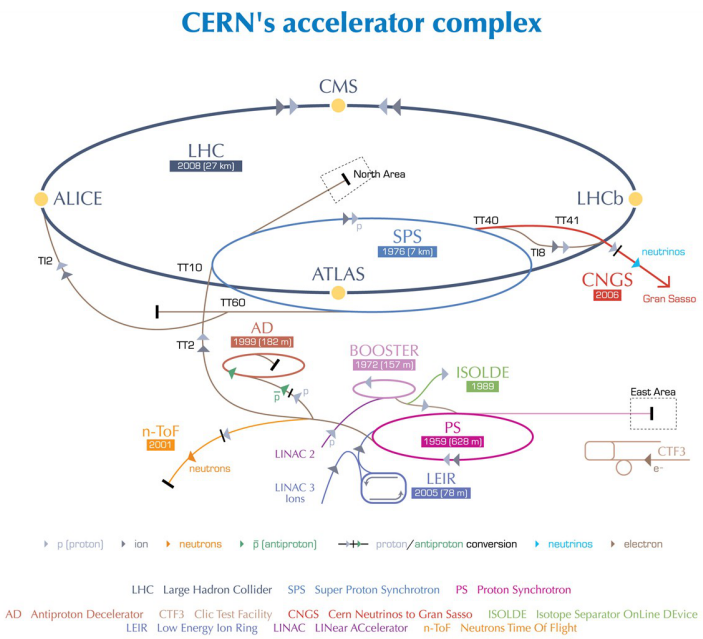


FIGURE 2.1: Shéma du complexe des accélérateurs du CERN

Le LHC est composé d'une succession de sections droites qui, mises bout à bout, forment un "anneau". Afin d'assurer la transition entre les sections droites un système d'aimants destiné à courber les trajectoires a été mis en place. Des dipôles permettent de courber la trajectoire les protons afin d'assurer le passage entre les sections droites. Le LHC fait circuler des particules dans deux tubes à vides séparés. Afin de limiter les coûts et l'encombrement, un système ensemble de deux dipôles refroidis par un cryostat commun a été choisi. Une représentation schématique de ces dipôles est représentée sur la figure 2.2. Les aimants supraconducteurs, constitués de Nobium-Titane (NbTi), délivrent un champ de 8.4 T grâce à un courant électrique de $\sim$ 12 kA. Le système de refroidissement utilise de l'hélium liquide afin de refroidir les aimants supraconducteurs à une température de 1.9 K. Lors des déflections, les faisceaux peuvent se déformer et leur dispersion spatiale s'accroître significativement. Afin de limiter cet effet, des quadripôles sont intercalés entre certains dipôles. Un ensemble de quadripôles est installé au niveau des points de croisement des faisceaux et sert à focaliser le faisceau localement afin de réduire au maximum la section des paquets de protons (dans le plan transverse à la propagation du faisceau). L'action de ces aimants permet d'accroître la probabilité de collision, i.e. la luminosité, définie plus loin.

Le LHC permet de fournir des collisions à quatre expériences :ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

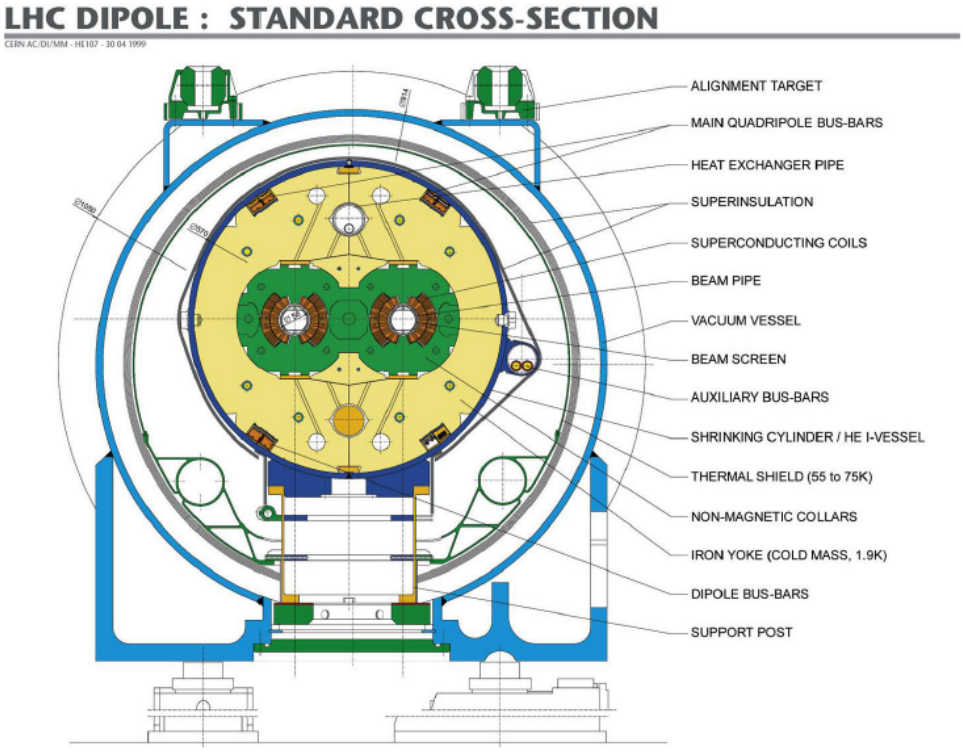


FIGURE 2.2: Coupe transverse détaillée d'un dipôle du LHC.

2.1.2 La mesure de la luminosité

La connaissance de la luminosité d'un accélérateur est un ingrédient de base pour toute mesure absolue de section efficace. La section efficace d'un processus k est reliée au "taux de production par unité de surface" par :

$$\sigma_k = \frac{N_k}{\mathcal{L}_{tot}} \tag{2.1}$$

où σ_k est la section efficace que l'on souhaite mesurer (de dimension cm^{-2}), N_k est le nombre d'événements de type k observé, $\mathcal{L}_{tot}$ la luminosité intégrée sur le temps de prise de données (exprimée en cm^2). Au LHC, la luminosité instantanée peut être exprimée comme :

$$\mathcal{L} = f_0 N \frac{n_1 n_2}{2\pi\sqrt{(\sigma_{1,x}^2 + \sigma_{2,x}^2)}\sqrt{(\sigma_{1,y}^2 + \sigma_{2,y}^2)}} H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_l}\right) \tag{2.2}$$

où f_0 est la fréquence de révolution des paquets de protons, N le nombre de paquets de protons dans l'accélérateur, n_1 et n_2 les nombres de protons par paquet dans les faisceaux 1 et 2, et où $\sigma_{i,x}$ et $\sigma_{i,y}$ sont les dispersions selon x et y du faisceau i.[1]. H est un facteur de forme du faisceau qui rend compte

1. le plan (x,y) est définit comme le plan transverse à l'axe de propagation z du faisceau

de la taille finie des paquets, σ_l est la dispersion du paquet le long de l'axe de circulation du faisceau et β^* la focalisation longitudinale du faisceau au point d'interaction.

Afin de mesurer la luminosité, plusieurs détecteurs dédiés ont été placés sur le parcours des faisceaux ou directement au sein des expériences (notamment ALFA pour ATLAS et TOTEM pour CMS). Ces détecteurs mesurent les sections efficaces *pp* inélastiques à très bas angles avec une grande précision et permettent la mesure ultime de la luminosité pour les expériences du LHC. Cependant, lors des prises de données relatives à cette thèse ces détecteurs ne sont pas encore parfaitement calibrés et la mesure de luminosité repose entièrement sur la méthode de "scan de Van der Meer".

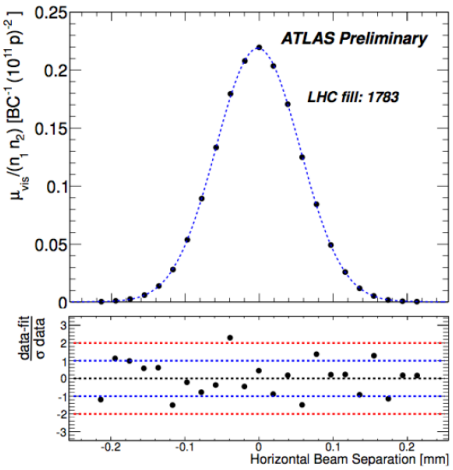


FIGURE 2.3: Taux d'interaction des collisions inélastiques en fonction de la séparation transverse des deux faisceaux lors d'un scan de Van Der Meer. La ligne en pointillés représente le meilleur ajustement pour les variables σ_x, σ_y et μ_{obs}^{max}.

La méthode de "scan Van der Meer" permet de mesurer simultanément la luminosité, le courant de charge du faiseau et les taux de collisions *pp* inélastiques. La procédure consiste à décaler un faiseau par rapport à l'autre dans le plan transverse à la propagation des protons et à mesurer, grâce à un détecteur dédié, les taux de collisions en fonction du taux de croisement des deux faisceaux. La luminosité 2.1 peut se réécrire comme :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu n_b f_0}{\sigma_{inelastic}} \tag{2.3}$$

où μ est le nombre d'interactions inélastiques *pp* par croisement de paquets de protons, $\sigma_{inelastic}$ la section efficace correspondante *pp*. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau μ n'est pas directement mesurable et la section efficace inélastique n'est pas connue. Il est néanmoins possible de réécrire la luminosité en fonction des observables suivantes μ_{obs} et σ_{obs} :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{obs} n_b f_0}{\sigma_{obs}} \tag{2.4}$$

μ_{obs} et σ_{obs} étant respectivement le nombre d'interactions et la section efficace observées pour les processus pp inélastiques. En utilisant, l'équation (2.2) (sans le terme de forme $H\beta^*/\sigma_l$) et en l'égalant à l'équation (2.4), nous obtenons :

$$\sigma_{obs} = \mu_{obs}^{max} \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{n_1 n_2} \tag{2.5}$$

où μ_{obs}^{max} est défini comme le nombre moyen maximum d'interaction par croisement de faisceau. Les termes σ_x, σ_y et μ_{obs}^{max} sont ajustés lors du scan des faisceaux et sont représentés dans la figure 2.3. Le nombre de protons par paquet est déterminé par les instruments du LHC [50] et il possible finalement possible de mesurer la luminosité en utilisant l'équation (2.4).

Les valeurs de la luminosité instantanée et intégrée mesurées lors de la prise de données 2011 sont représentés sur la figure 2.4.

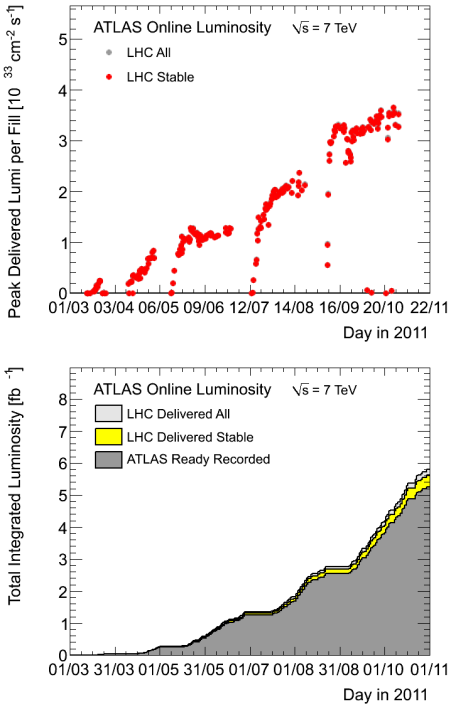


FIGURE 2.4: A gauche : distribution du pic de luminosité atteint par le LHC au cours de l'année 2011. A droite : luminosité intégrée délivrée par le LHC et recueillie par ATLAS.

2.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS [51] est une des quatre expériences placées sur le collisionneur LHC. C'est un détecteur multi-usage dont les sujets d'étude sont le test du modèle standard (MS) et la recherche de phénomènes dûs à une physique au-delà du MS. Les premiers travaux et la conception remontent à la fin des années 80. Le détecteur a été totalement finalisé et installé au CERN en 2008. Il repose au Point 1 du CERN dans une caverne à 90 m sous terre. Il est à ce jour un des plus grands détecteurs de physique des collisionneurs, avec près de 44 m de long et 25 m de haut. Il est composé de deux parties distinctes que sont le tonneau, dans la partie centrale du détecteur, et les bouchons, qui forment ses parties "avant" et "arrière". ATLAS est un détecteur cylindrique composé de plusieurs sous-détecteurs, dévolus à la détection de certains types de particules, et répartis autour de l'axe du tube à vide en couches d'oignon que nous allons détailler dans ce chapitre.

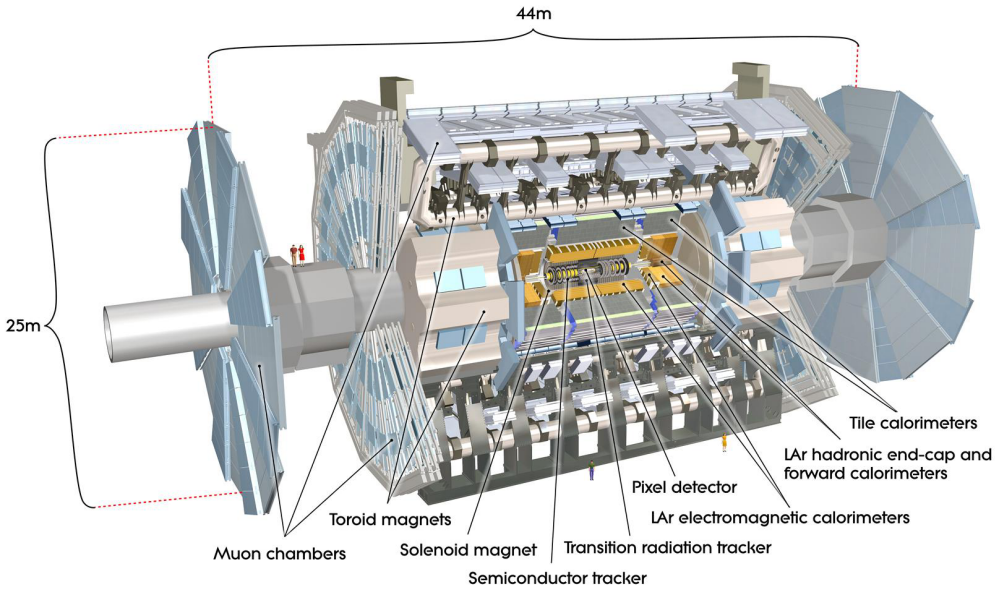


FIGURE 2.5: Vue d'artiste du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs.

2.2.1 Le système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé dans ATLAS est représenté dans la figure 2.6. Ce choix est motivé à la fois par la physique et les contraintes géométriques d'un détecteur cylindrique. Le centre du système de coordonnées est confondu avec le point d'interaction au centre du détecteur ; l'axe y pointe verticalement vers le haut de la caverne, l'axe z est confondu avec le tube à vide et l'axe x est perpendiculaire au plan formé par les axes z et y.

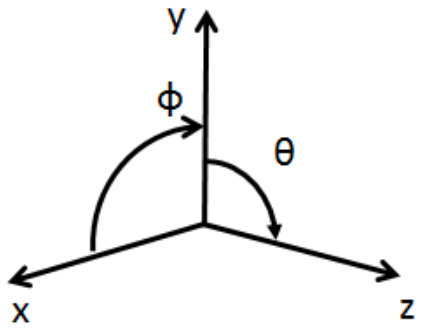


FIGURE 2.6: Coordonnées couramment utilisées dans l'expérience ATLAS. L'axe z est l'axe de propagation du faisceau, le plan (x,z) est parallèle au sol et y pointe vers le haut de la caverne d'ATLAS.

Bien que les coordonnées (x,y,z) soient parfois utilisées dans ATLAS, elles ont le désavantage de ne pas offrir une définition de la distance invariante par transformation de Lorentz. Afin de définir les quadrivecteurs des particules et les régions du détecteur, l'angle azimutal ϕ et la pseudo-rapidité sont préférés. La pseudo-rapidité est définie comme la limite ultra-relativiste de la rapidité :

$$\eta = -\ln|\tan\frac{\theta}{2}| \tag{2.6}$$

où les angles θ et ϕ sont définis par rapport aux axes x, y et z comme il est montré dans la figure 2.6. L'angle ϕ et la différence de deux pseudo-rapidités sont invariants par transformation de Lorentz ce qui nous permet de définir une distance dans le plan (η, ϕ) comme :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \tag{2.7}$$

Cette définition sera utilisée tout au long de ce manuscrit. Il est à noter que le choix de cet élément de distance pour la segmentation de détecteur est relié aux propriétés de la production des événements QCD. En effet, la section efficace de production d'événements multi-jets QCD différentielle $d\sigma_{QCD}/d\eta$ est approximativement constante en fonction de η. On mesure donc le même taux d'événements QCD dans des intervalles de largeur $\Delta\eta$ constant. Il est ainsi possible de comparer les taux d'occupation des cellules élémentaires du détecteur $\Delta\eta \times \Delta\phi$.

2.2.2 Le système d'aimants

Le système d'aimants d'ATLAS [52] permet de courber les trajectoires des particules chargées dans le détecteur et permet, en association avec les trajectographes, la mesure de leur impulsion. Il est composé de deux systèmes d'aimants principaux.

Un aimant solénoïdal supra-conducteur de 2 T en $Nb/Ti/Cu$ qui couvre le détecteur interne. Sa conception et sa forme permettent d'obtenir un champ magnétique constant sur tout la longueur du détecteur (4 m) selon l'axe z. Il courbe les particules chargées dans le plan transverse $(R-\phi)$. Il doit être le plus "transparent" possible en terme de longeur de radiation X_0 afin de ne pas dégrader les mesures en énergie des particules, réalisées après la traversée de l'aimant dans les calorimètres. Son épaisseur est de 0.66 X_0 en moyenne et une cartographie précise est réalisée en fonction de (η,ϕ).

Un aimant toroïdal qui entoure les calorimètres, qui fait partie du spectromètre à muons. Il est composé d'un tonneau, formé de 8 sous-structures, qui délivre un champ de 0.5 T, et deux bouchons, à l'avant et l'arrière du détecteur, qui prodiguent un champ de 1 T. La forme particulière de ce système permet d'obtenir un champ magnétique orthogonal à la trajectoire des muons issus du point d'interaction, dans une région en pseudo-rapidité de $|\eta| < 2.7$. Ceci permet d'obtenir une déflexion maximale des muons qui traversent les calorimètres et assure une meilleure mesure de leur impulsion. Le champ délivré n'est pas constant dans tout l'espace et il ne peut pas être évalué de façon analytique ou numérique. Un ensemble de 1800 sondes à effet Hall a donc été disposé sur le spectromètre à muons afin de mesurer et monitorer le champ délivré par les aimants.

Tous les aimants sont refroidis à l'aide d'un système de cryogénie porté à une température de 4.5 K. Le courant qui circule dans les aimants correspond à 7.73 kA pour le solénoïde et 20.4 kA pour le torroïde.

2.2.3 Le détecteur interne : les trajectographes

Le détecteur interne [53] est le détecteur le plus proche du point d'interaction. Il est en charge de la reconstruction des trajectoires des particules chargées, appelées "traces" dans la suite du document. Il permet aussi de reconstruire les vertex primaires formés, lors de la collision des partons des deux protons, et secondaires, apparaissant dans les désintégrations des particules à longue vie, lors de la décroissance de hadrons charmés ou beaux. Le détecteur interne est capable de reconstruire la trajectoire d'une particule chargée d'impulsion de $\sim$ 0.1 GeV dans la région en pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$. De part sa proximité avec le point d'interaction, il reçoit une importante quantité de radiations : il a donc été construit de façon à résister à une dose de 300 kGy/an. De plus, il doit interagir le moins possible avec les particules qui le traversent afin de ne pas compromettre les mesures calorimétriques des détecteurs situés au-delà. Ces contraintes ont motivé la construction de trois sous-détecteurs, dont l'agencement est illustré sur la figure 2.7, et qui sont, en allant du plus proche au plus loin du tube à vide :

- le détecteur à pixels (Pixel)
- le détecteur à micro pistes de silicium (SCT)
- le détecteur à transition de radiation (TRT)

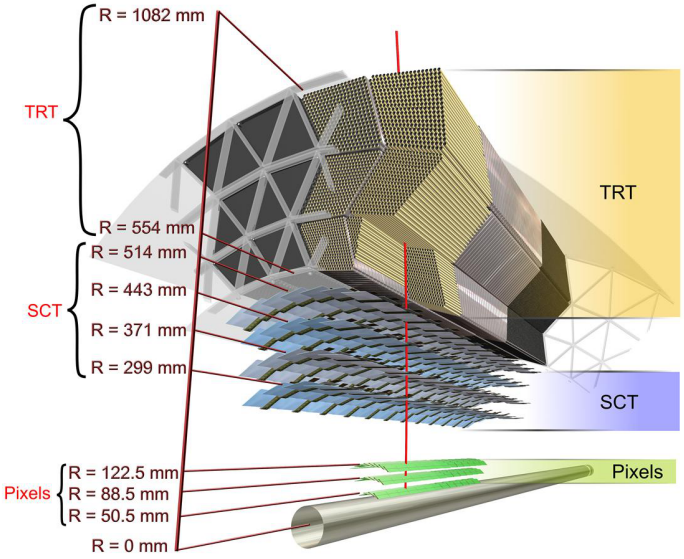


FIGURE 2.7: Vue transverse du détecteur interne d'ATLAS composé du détecteur à pixels, détecteur à micro pistes de silicium, détecteur à transition de radiation.

2.2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le détecteur le plus près du point d'interaction. C'est un trajectographe qui couvre une région en pseudo-rapidité de $|\eta| < 2.5$. Il permet une mesure précise des traces en 3 dimensions ainsi que la mesure des vertex primaires et secondaires. Il est composé d'une partie tonneau et de deux parties bouchons qui permettent de résoudre des traces avec une précision de 10 μm dans le plan $(R - \phi)$ et 115 μm selon l'axe z. Une vue d'artiste du détecteur est présentée dans la figure 2.8.

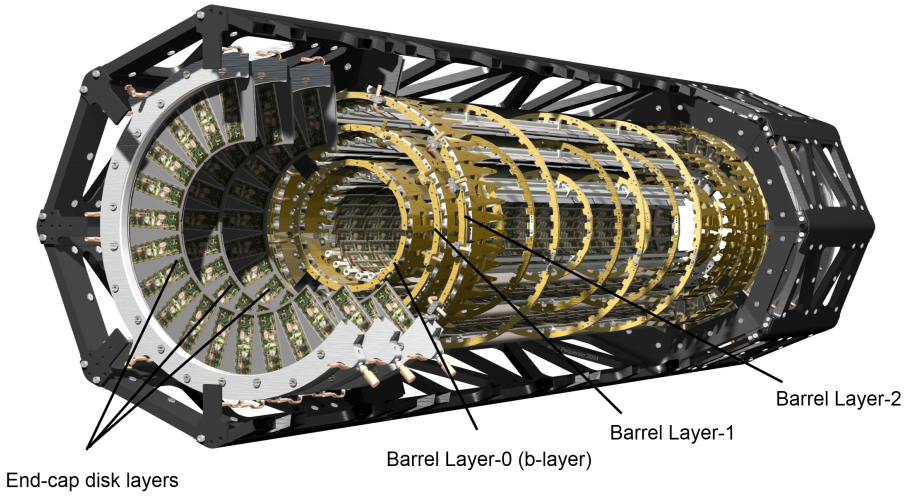


FIGURE 2.8: Vue d'artiste du détecteur à pixel d'ATLAS.

Il est composé d'un tonneau de trois couches cylindriques et concentriques de pixels, de rayons respectifs 4 cm, 10 cm et 13 cm, qui permettent d'obtenir jusqu' à trois points de mesure de la trace à proximité du point d'interaction. Afin de compléter l'acceptance à grand η du détecteur, 3 disques de rayons compris entre 11 et 20 cm ont été ajoutés de part et d'autre du tonneau à une distance allant de 47 cm à 107 cm du point d'interaction. Leur conception est similaire à celle des couches du tonneau.

Afin de reconstruire la trajectoire des particules à proximité du point d'interaction, le détecteur utilise un constituant de base appelé "module", qui forme l'élément constitutif des différentes couches de détection. Un exemple de module est représenté dans la figure 2.9. De dimension 6.24×2.44 cm^2, il est constitué d'un substrat de silicium dopé à l'oxygène de 250 μm d'épaisseur, sur lequel sont implantées les cellules de lecture indépendantes (pixels) couvrant chacune une surface de 50×400 μm dans le plan (x,y). Chaque groupe de 13 modules est monté sur un support de carbone incliné dans le plan $(R - \phi)$ d'un angle de 20° afin que les cellules se chevauchent légèrement afin d'optimiser la couverture du détecteur.

Lorsqu'une particule chargée transverse la couche de silicium, des paires électrons-trous sont produites et une haute tension dans le silicium permet de faire dériver les porteurs de charge vers les cellules de lecture. Le courant électrique est alors récolté par ces cellules, est amplifié puis envoyé hors du détecteur. Si le signal obtenu dépasse le seuil de bruit électronique le pixel est considéré comme touché. Lorsqu'un pixel est touché sa position et son alignement sont recoltés dans une base de données et utilisés pour la détermination de la position exacte de la trajectoire de la particule. Le nombre total de pixels dans le détecteur est de 80.4 millions correspondant à autant de voies de lecture.

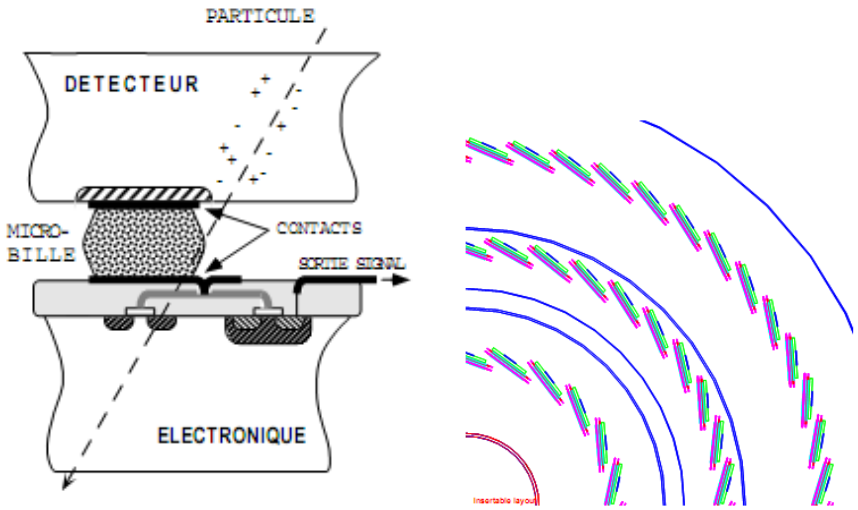


FIGURE 2.9: A gauche : schéma d'un module du détecteur. A droite : disposition des cellules des différentes couches du détecteur à Pixel.

La première couche est très proche du faisceau et est de fait soumise à une dose de radiations comprise entre 30 kGy et 300 kGy en fonction de la luminosité, qui dégrade très rapidement le substrat de silicium. Cela conduit à une perte d'efficacité dans la collecte de charges et une augmentation des courants de fuite. La puissance consommée est alors plus grande et le système s'échauffe. Dans son concept original, le détecteur à pixels doit pouvoir supporter une exposition de 5 ans à une luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 10^{-34}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ pour la couche la plus centrale et 10 ans pour les deux autres. Lors de la conception du détecteur, la couche-B du détecteur à pixel a été conçue de façon à être amovible afin de permettre son remplacement. Une étude datant de 2008 montre, qu'en pratique, il sera très complexe de la changer sans endommager le détecteur interne ainsi que l'alignement général du détecteur. C'est pourquoi, ATLAS a lancé le projet IBL [54] (pour Insertable B-Layer) qui consite à ajouter une nouvelle couche de pixel directement sur le tube à vide afin d'étendre la durée de vie du détecteur interne. Cette nouvelle couche devrait être insérée lors de la longue période d'arrêt de 2013-2014.

2.2.3.2 Le détecteur à micro-piste de silicium

Le détecteur à micro-pistes de silicium entoure le détecteur à pixel et est utilisé pour la mesure des traces. Il est composé de trois parties principales : une partie tonneau formée de quatre couches de détection de micro-pistes silicium et deux parties parties bouchons formées de neuf disques de détection. Il permet de localiser le passage de particules chargées avec une précision de 17 μm selon le plan $(R-\phi)$ et 580 μm selon l'axe z.

Ce détecteur est composé de 4088 modules, représentés dans la figure 2.10. Ces modules sont des plans de pistes de silicium, de 6×13 cm^2 de 280 μm d'épaisseur, fixés dos à dos. Chaque plan est un assemblage de deux détecteurs décalés d'un angle stéréoscopique de 40 mrd afin d'améliorer l'information selon l'axe z. Le principe de détection des modules est similaire à celui du détecteur à pixels. Un module contient au total 1536 voies de lecture ce qui correspond à environs 6.2 millions de voies sur l'ensemble du détecteur.

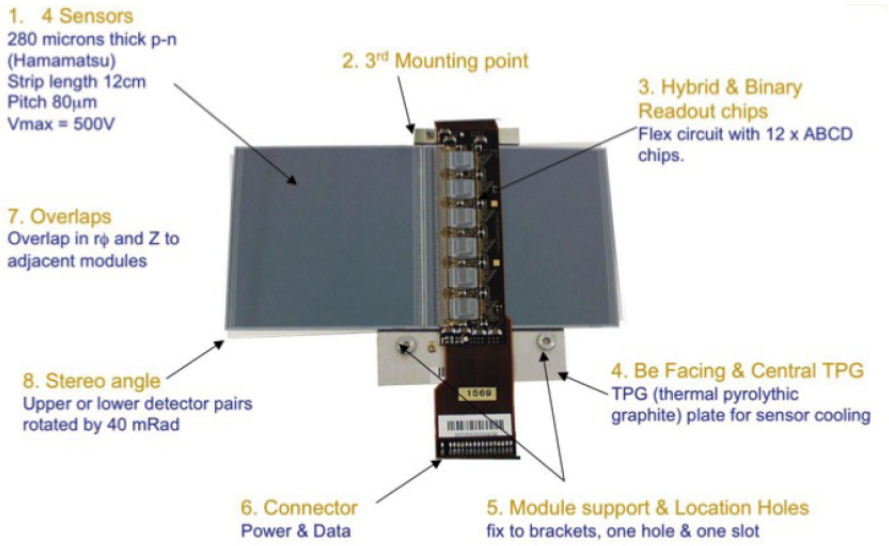


FIGURE 2.10: Représentation d'un module du sous-détecteur à micro-pistes de silicium (SCT).

2.2.3.3 Le trajectographe à rayonnements de transition

Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT) est le sous-détecteur le plus périphérique du détecteur interne. Ce dispositif permet d'échantillonner une trace avec au moins 35 points de mesure, et dont la résolution est de 130 μm dans le plan (R-ϕ) et de l'ordre du millimètre selon z. Il couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 2$. Il est composé d'une partie tonneau couvrant $|\eta| < 1$ et de deux parties bouchons couvrant les zones $|\eta| \sim 2$.

Le TRT est composé de 351 000 modules élémentaires appelés pailles qui fonctionnent comme de petites chambres à dérive. Ce détecteur est formé d'un

tonneau, constitué de trois anneaux concentriques de rayons compris entre 63 cm et 107 cm et comprenant chacun 32 modules. Les pailles de 144 cm de longueur sont orientées selon l'axe z et sont disposées en couches cylindriques espacées de 6.8 mm. Les modules sont composés respectivement de 19, 24 et 30 couches pour le premier, deuxième et troisième anneau, ce qui correspond à 329, 520 et 793 pailles respectivement. Trois bouchons de 6, 8 et 4 disques sont disposés de part et d'autre du tonneau et complètent l'acceptance de la TRT jusqu'à $|\eta| = 2.5$. Les pailles sont, cette fois, orientées radialement et sont de longueur 37 cm.

Le principe de fonctionnement est le suivant : chaque paille est formée d'un tube de 4 mm de diamètre, rempli d'un mélange gazeux (Xe 70 %, CO_2 27 % et O_2 3 %) et traversé en son centre par un filament de Tungstène. Lorsqu'une particule chargée traverse la paille, des électrons d'ionisation sont créés dans le mélange gazeux et un champ électrique, produit entre les parois du tube (cathode) et le fil de Tungstène (anode), permet d'amplifier et de collecter les charges sur le fil. Une fois le signal sorti du détecteur, l'ensemble des pailles touchées donnent une indication directe sur la position de la particule qui les traversent dans le plan transverse à leur direction. La mesure du temps de dérive des électrons permet de remonter à la coordonnée z de la trajectoire par rapport au centre du tube.

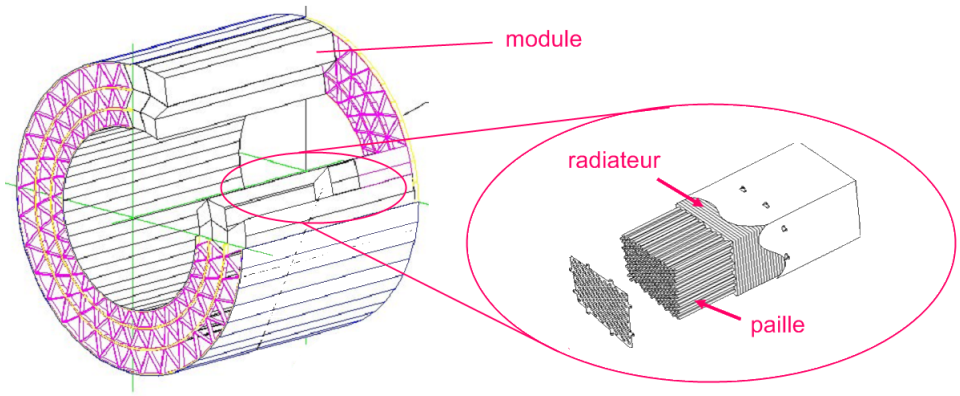


FIGURE 2.11: Schéma du tonneau de la TRT et zoom sur un module.

La traversée d'une particule dans le TRT peut également générer un rayonnement de transition qui peut etre utilisé pour l'identification des particules chargées. Les pailles sont séparées par des couches de polypropylène/polyéthylène servant de radiateur : lors du passage de la particule chargée des couches de radiateur dans la paille, les milieux étant caractérisés par des constantes diélectriques différentes, un rayonnement de transition est émis (photons de quelques keV) d'énergie d'autant plus grande que le rapport E/m est grand. Ce rayonnement est ensuite absorbé par le xénon contenu dans les pailles et produit de nombreux électrons secondaires. A impulsion égale, la somme de la contribution due à l'ionisation directe et à celle due au rayonnement de transition, est plus grande pour une particule légère que pour une particule lourde : l'application d'un seuil élévé permet ainsi une discrimination entre électrons et pions. La

fraction de hits passant un seuil élevé dans le TRT sera un élément important de l'identification des électrons.

2.2.4 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [55] permet la mesure de l'énergie, de la direction et de la position des électrons, positrons et photons. C'est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu passif est formé de plomb et le milieu actif d'Argon liquide. Ces deux milieux permettent respectivement le développement de la gerbe et la mesure de son énergie. Le choix d'un milieu actif en Argon liquide a été fait car il permet une bonne uniformité du signal, ce qui facilite l'étalonnage, et qu'il possède de surcroît une bonne résistance aux radiations.

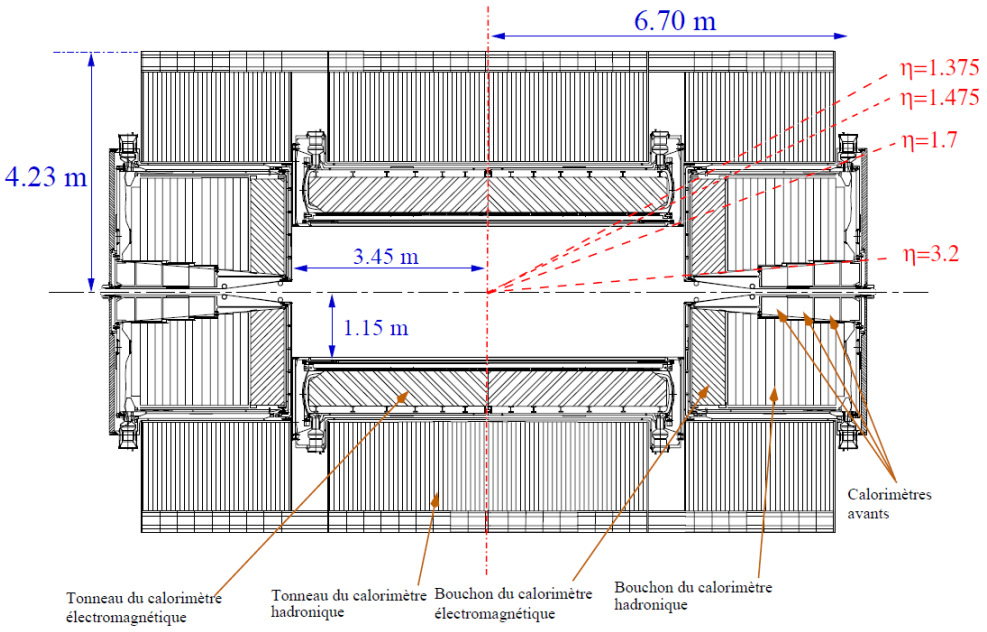


FIGURE 2.12: Schéma du système de calorimétrie d'ATLAS.

Le calorimètre électromagnétique est formé de 192 000 cellules environ. Il est composé d'une partie tonneau appelée Electro-Magnetic Barrel(EMB), dans l'intervalle de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.457$ et de deux bouchons avant/arrière (EMEC) à $|\eta| \in [1.375; 3.2]$. Son agencement dans ATLAS est décrit dans la figure 2.12. Il doit être obligatoirement refroidi à 89 K et est donc placé dans un cryostat.

La mesure de l'énergie des particules est réalisée en deux temps. Tout d'abord, les couches d'absorbeur font perdre leur énergie aux photons et électrons par créations de paires e^+-e^- et par rayonnement de freignage (Bremsstralung). Les électrons/photons secondaires créés perdent à leur tour leur énergie par les mêmes processus dans le plomb et génèrent le développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre. Lorsque les particules de la gerbe tra-

versent les couches d'Argon liquide, elles perdent une partie de leur énergie par ionisation. Les électrons d'ionisation sont récupérés sur une électrode grâce à un champ électrique créé entre l'électrode portée à une tension de 2000 V et des plaques d'acier inoxydable fixées sur les couches d'absorbeur, placées à la masse. Les couches d'absorbeur et d'électrodes sont pliées comme montré sur la figure 2.13 et sont baignées dans l'Argon liquide. Le détecteur possède une géométrie radiale en accordéon afin de le rendre le plus hermétique possible selon ϕ et de permettre une extraction aisée du signal par les deux faces de l'anode.

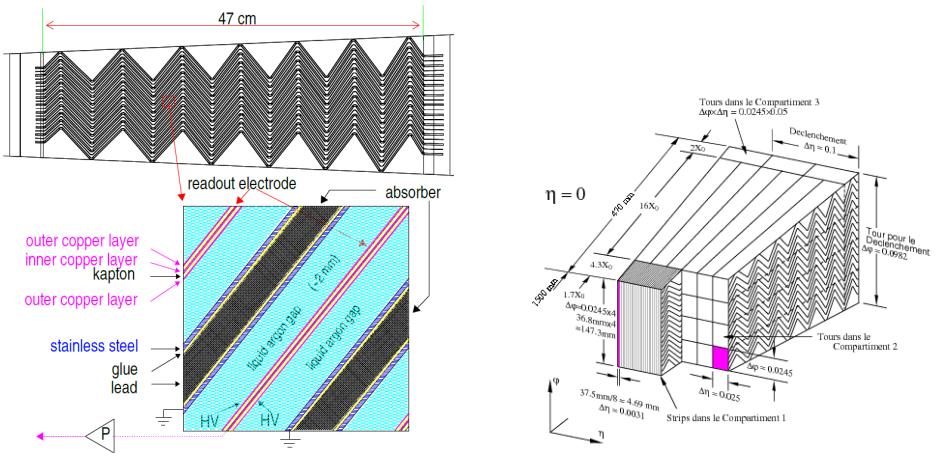


FIGURE 2.13: A gauche : agencement des couches d'absorbeur, de milieu actif et d'électrode dans le calorimètre électromagnétique. A droite : représentation des différents compartiments et cellules d'un segment du EMB selon (R, η, ϕ).

Dans le calorimètre, des cellules de lecture sont gravées latéralement et longitudinalement directement sur l'électrode. Elles sont segmentées en trois compartiments radialement (figure 2.13) afin de pouvoir reconstruire la forme et la direction de la gerbe :

Le compartiment avant qui possède une fine granularité des cellules de détections selon η et ϕ : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.003 \times 0.1$. Il permet d'obtenir une mesure spatiale précise des permiers impacts des particules dans le calorimètre. Ceci permet notamment de différencier deux particules produites colimées comme les $\pi \to \gamma\gamma$ de particules solitaires. Sa profondeur est de $4,4$ longeur de radiation (X_0).

Le compartiment central (ou milieu) possède une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ et permet, avec l'aide du compartiment avant, de mesurer les angles polaires θ et ϕ des particules. Il peut contenir à lui seul la gerbe d'un électron de 50 GeV et s'étend sur une profondeur de 18 X_0.

Le compartiment arrière possède une granularité plus grossière : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$. Il permet d'améliorer l'identification des particules dans le calorimètre grâce à la mesure des fuites hadroniques. Sa profondeur est de 2 X_0.

La résolution de la mesure en énergie du calorimètre peut être exprimée par :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{2.8}$$

où le terme a est le terme stochastique et tient compte des fluctuations poissoniennes associées aux développements de la gerbe dans le calorimètre ; b est le terme de bruit, et représente les bruits électroniques qui sont indépendants de l'énergie de la particule mesurée ; le terme constant c contient les erreurs systématiques associées à l'énergie mesurée où sont regroupées les erreurs dues à la méconnaissance de la lecture électronique, les inhomogénités du détecteur etc... Les valeurs mesurées dans les faisceaux tests [56] et pendant les prises de données pour ces différents termes a, b et c sont :
$a = 10.1 \pm 0.1\ \%\sqrt{\text{GeV}}$
$b = 250$ MeV
$c = 0.17 \pm 0.04\ \%$

2.2.5 Le calorimètre hadronique à tuiles

Les calorimètres hadroniques [57] ont pour but la mesure de l'impulsion et la position des jets de hadrons produits lors des collisions du LHC. Ils sont composés d'une partie tonneau dans la région $|\eta| < 1.7$ et de deux parties bouchons qui couvrent la région $|\eta| \in [1.5; 3.2]$ de part et d'autre du point d'interaction.

La partie tonneau est divisée en trois sections : un tonneau allant jusqu'à $|\eta| < 1$, et deux extensions qui couvrent une pseudo-rapidité de $|\eta| \in [0.8; 1.7]$. C'est un calorimètre à échantillonnage qui utilise des couches de Fer comme absorbeur et des tuiles scintillantes en polystyrène comme milieu actif (figure 2.14). Le passage des particules dans les tuiles excite les atomes de polystyrène qui se désexcitent via une émission de photons de luminescence. Une fibre optique reliée aux couches du scintillateur récolte les photons produits et les achemine vers des photo-multiplicateurs qui permettent de convertir le signal lumineux en courant électrique proportionnel à l'énergie déposée dans les scintillateurs par la particule incidente. Le calorimètre est constitué de segments pseudo-projectifs dont les cellules élémentaires mesurent $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ dans le tonneau principal et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$ dans les extensions. Il possède environ 9600 canaux de lecture au total.

La partie bouchon du calorimètre hadronique (HEC) est constituée d'un calorimètre à échantillonnage dont l'absorbeur est consitué de Cuivre et le milieu actif d'Argon liquide dans lequel des plans d'électrodes sont disposés de façon orthogonale à l'axe du faisceau. Il est composé de deux roues pour chaque bouchon, composées de 24 couches de Cuivre de 25 mm d'épaisseur pour la première, et de 16 plaques de 50 mm pour la seconde. Elles sont séparées par 8.5 mm d'Argon liquide. Les tailles des cellules du calorimètre sont de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour des pseudo-rapidités $1.5 < |\eta| < 2.5$, de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $|\eta| > 2.5$. Le HEC possède 5600 voies de lecture dans sa totalité.

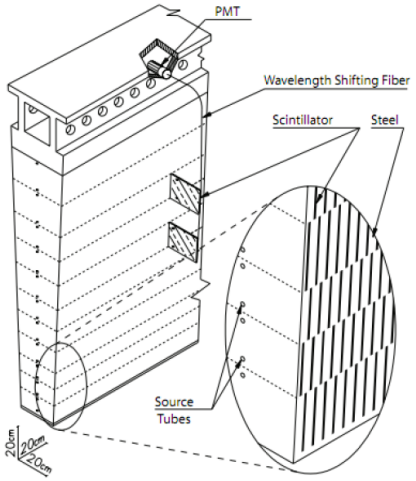


FIGURE 2.14: Représentation d'un module du calorimètre hadronique à tuiles.

La résolution du calorimètre hadronique peut être exprimée de la même manière que celle du calorimètre électromagnétique :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{53\ \%}{\sqrt{E}} \oplus 5.7\ \% \tag{2.9}$$

2.2.6 Le calorimètre à Argon liquide avant

La mise en place du calorimètre avant (FCAL) a pour but de compléter l'acceptance de la mesure de l'énergie des hadrons dans la gamme de pseudo-rapidité $3.1 < |\eta| < 4.9$, où les radiations sont très grandes. Il permet notamment d'améliorer la mesure de l'énergie transverse manquante.

Il est composé de deux bouchons composés de 3 roues chacun. Pour la première roue qui constitue la partie électromagnétique du FCAL, le milieu passif est en Cuivre. Les deux autres, qui forment la partie hadronique, possèdent un absorbeur en Tungstène. Des tubes qui contiennent les électrodes sont placés parallèlement à l'axe du faisceau. Dans ces tubes sont placées de fines couches d'Argon liquide qui constituent le milieu actif du calorimètre. La granularité de ces cellules est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

2.2.7 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muon [58] a été conçu afin de détecter les muons et de mesurer leur impulsion. Dans ATLAS, la gamme en énergie des muons produits est de l'ordre de quelques MeV à plusieurs centaines de GeV. Dans cette gamme les muons sont proches de leur minimum de ionisation et ils interagissent très peu avec la matière. C'est pourquoi, ce détecteur peut être situé au-delà de tous les autres sans que la mesure des impulsions ne soit dégradée pour des muons de plus de 2 GeV. Il couvre une région en pseudo rapidité de $|\eta| < 2.7$ et permet une mesure de l'impulsion des muons avec une précision de l'ordre de $\sigma_{p_T}/p_T < 10\%$

pour des muons de 1 TeV. Le spectromètre à muon ne peut pas reconstruire les muons d'implusion inférieur à environ 1 GeV qui correspond à l'énergie moyenne déposée par les muons dans les calorimètres. On note que, en raison des différents services des calorimètres et du détecteur interne, le détecteur possède une zone morte à $\eta = 0$.

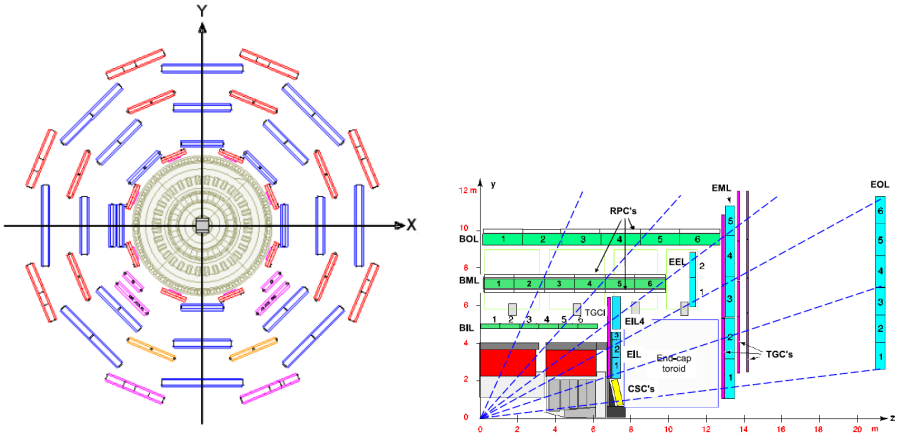


FIGURE 2.15: Geométrie du spectromètre à muon dans le détecteur ATLAS. A gauche une coupe transverse montrant les différentes couches de MDT. A droite une coupe longitudinale montrant la disposition suivant η de tous les sous-détecteurs.

Le spectromètre à muon est composé d'une région tonneau et de deux régions bouchons. La partie tonneau est composée de plusieurs couches cylindriques de détecteurs concentriques placées autour de l'axe z. Il existe deux types principaux de détecteurs pour la mesure de l'impulsion des muons :
Les chambres à dérive ou Monitored Drift Chambers(MDT). Elles sont placées dans les régions à basse pseudo rapidité ($|\eta| < 2$). Leur élément de base, représenté dans la figure de 2.16, est un tube à dérive de 30 mm de diamètre rempli d'un mélange gazeux à 3 bars, composé d'Argon à 93 % et de CO_2 à 7 %. Lors du passage d'un muon le mélange gazeux produit des électrons d'ionisation qui sont collectés par un fil anodique, au centre du tube, porté à une tension de 3080 V (figure 2.16). Le courant récolté par les fils est ensuite amplifié et envoyé hors du détecteur. La position et l'alignement des fils étant tabulés, la reconstruction du point de mesure est alors effectuée. Les tubes sont ensuite regroupés en modules (figure 2.16) de 2×4 couches de tubes pour les chambres internes et de 2×3 couches de tube pour les chambres centrales ou externes. La taille des chambres change en fonction de leur éloignement à l'axe z de façon à conserver une taille projective constante pour chaque couche d'un même module (figure 2.15). Le taux d'acquisition des données est de l'ordre de 100 Hz/cm^2. La résolution spatiale est de 80 μm.
Les Cathode Strip Chamber (CSC). Elles remplacent les MDTs dans la partie bouchon la plus proche du tube à vide et couvrent la région bouchon de haute pseudo-rapidité ($2.0 < |\eta| < 2.7$). Elles sont constituées de quatre plans

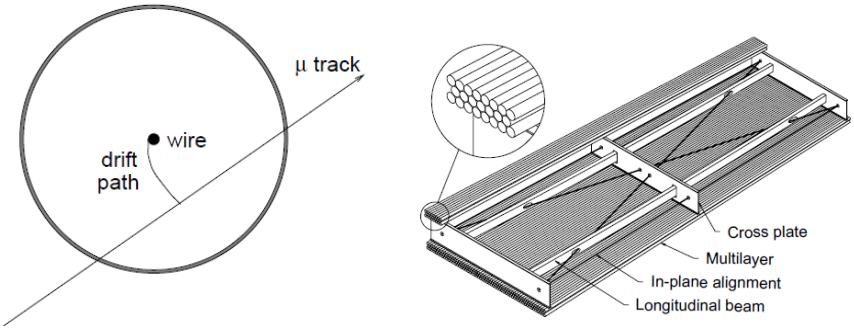


FIGURE 2.16: A gauche : représentation schématique de d'un muon traversant une paille et représentation de la trajectoire des électrons dans le tube. A droite : Schéma d'un module de MDT avec son support.

de chambres multi-fils qui permettent une mesure des coordonnées η et ϕ des muons. Des fils portés à une tension de 1900 V sont placés entre les plaques de cathode et baignent dans un mélange gazeux (80 % Ar, 20 % CO_2). Lors du passage d'une particule chargée, le gaz se ionise et les électrons produits sont collectés par le fil d'anode grâce à une haute tension. La position des fils permet de remonter à une coordonnée. Dans le but de remonter aux coordonnées complètes $(\eta;\phi)$, les cathodes sont régulièrement segmentées, perpendiculairement aux fils. Lors de l'ionisation du gaz, les ions migrent vers la cathode et le courant récolté par la strip de cathode est utilisé afin de fournir la coordonnée perpendiculaire au fil d'anode. Un schéma technique d'une chambre CSC est présenté dans la figure 2.17. Les CSCs peuvent fonctionner jusqu'à un taux de comptage proche de 1 Hz/cm^2 et la résolution spatiale obtenue est de 60 μm.

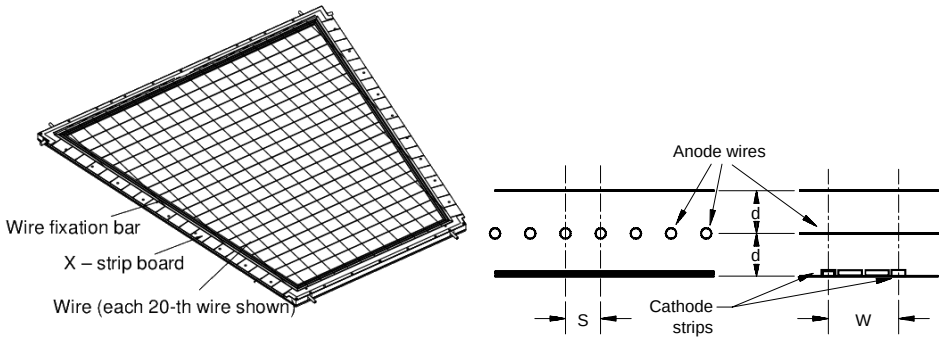


FIGURE 2.17: A gauche : Schema du montage d'une chambre multifils du CSC. A droite vue de dessus et de coté d'une chambre multifils du CSC.

En plus de ces chambres de mesures de précision, le spectromètre à muons possède un système de déclenchement de niveau 1 propre. Les détecteurs qui

assurent le déclenchement doivent possèder un temps mort le plus court possible, au prix d'une résolution en impulsion des traces plus faible que les MDTs et CSCs. Ces détecteurs sont :

Les Resistive Plate Chambers (RPC), qui couvrent une région en pseudo-rapidité correspondant à $|\eta| < 1.05$. La disposition de ces chambres est visible sur la figure 2.15. Elles sont placées au même niveau que les MDTs et sont de même taille que ces dernières. Elles sont composées de deux plaques résistives séparées par un mélange gazeux ($C_2H_2F_4$, Iso$-C_4H_{10}$ et SF_6) de 2 mm d'épaisseur. Un champ électrique de 4.9 kV produit entre les deux plaques, permet de créer une avalanche d'électrons provenant de l'ionisation du gaz au passage d'un muon. Le signal produit est ensuite lu par couplage capacitif par des bandes de collection en métal, placées des deux cotés du détecteur. Une chambre complète est faite de deux couches de détection rectangulaire. Chacune est lue par deux séries de pistes de lecture orthogonales donnant ainsi accès aux informations η et ϕ de la trajectoire. La résolution spatiale obtenue est de l'ordre de 1 cm et de 15 ns en temps.

Les Thin Gap Chamber (TGC), qui utilisent une technologie semblable à celle des CSCs, avec une granularité des segments de cathode plus large. Elles composent le système de déclenchement des muons dans la région $|\eta| \in [1.05; 2.7]$. Elles peuvent être utilisées dans un environnement à un haut taux de comptage.

2.2.8 Le système de déclenchement

Au LHC, la fréquence des collisions proton-proton est de l'ordre de 40 MHz, ce qui impose au détecteur ATLAS d'avoir un système de déclenchement performant [59]. En effet, à chaque événement produit, le détecteur doit lancer la collecte des signaux de chaque sous-détecteur, ce qui le rend "aveugle" pendant un court instant. Il faut ensuite écrire les informations "sur bande" afin de les conserver et les traiter. Or, le taux d'écriture est limité à $\sim$ 200 Hz pour des événements de 1.3 Mo en moyenne. De plus, la quantité de mémoire physique disponible est aussi limitée, ce qui impose de sélectionner les données à conserver. Des critères de déclenchement doivent donc être définis en fonction de l'état final et de la topologie des événements "d'intérêt".

Le système de déclenchement comporte trois niveaux distincts qui possèdent des caractéristiques et des rôles différents. Ces niveaux sont le niveau 1 (L1), le niveau 2 (L2) et le système de déclenchement de haut niveau (*event filter*).

Le niveau 1 de déclenchement a pour vocation de sélectionner les événements intéressants le plus rapidement possible afin de n'induire qu'un minimum de temps mort dans la détection. Il doit utiliser des signatures très simples et exploitable en un temps réduit. Ces signatures sont fournies par des détecteurs pour lesquels le taux d'acquisition est rapide et les temps morts minimaux. Pour les muons les informations sont fournies par les TGC et RPC. Le déclenchement calorimètrique repose sur les tours de déclenchement, qui sont formées par le regroupement des cellules des différents étages (ou compartiments) du calorimètre correspondant à une direction (η,ϕ).

L'information fournie par ces détecteurs n'est que partielle mais permet de

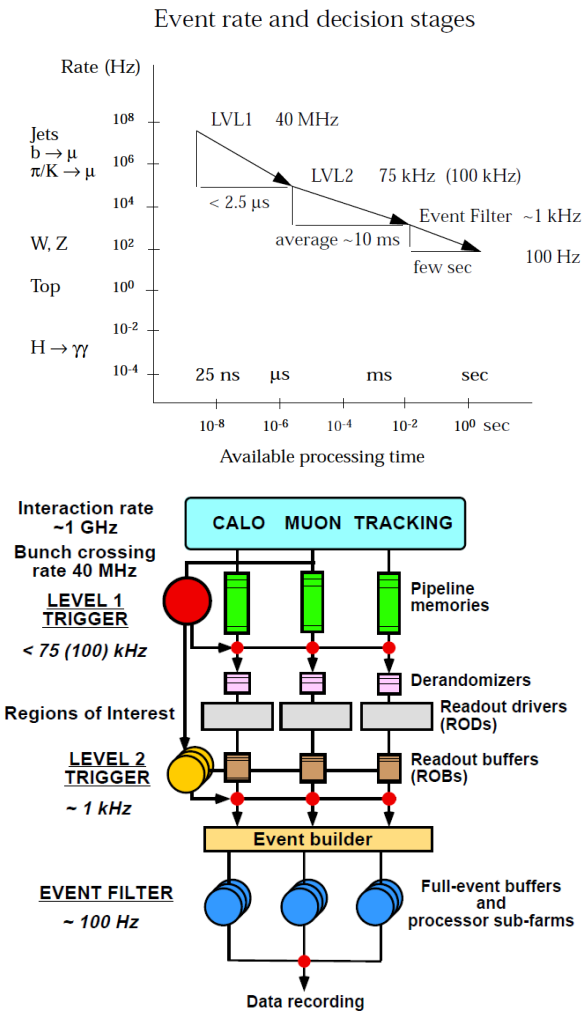


FIGURE 2.18: En haut : Graphique représentant les taux de production de différents événements au LHC ainsi que le taux d'analyse des différents niveaux de déclenchement et le temps de prise decision. En bas : représentation symbolique des différents systèmes utilisés par le système de déclenchement.

prendre une décision à une fréquence de 75 kHz, correspondant à environ un événement selectionné sur 500 à ce stade. Pendant le temps de prise de décision du déclenchement de niveau 1, de l'ordre de 2.5 μs, les différents sous-détecteurs stockent l'information qu'ils ont collecté dans des mémoires analogiques de type pipe-line et se préparent à soumettre leurs informations au système de déclenchement de niveau 2.

Lorsque le niveau 1 donne son accord, le déclenchement de niveau 2 est lancé. Il utilise des régions d'intéret (ROI) définies par le déclenchement de niveau 1 et peut utiliser une partie de la reconstruction hors ligne d'ATLAS. Il permet d'utiliser les informations des sous-détecteurs à leur plein potentiel (résolution maximale) dans les ROI et autorise l'utilisation de variables complexes (masse

invariante, trace, ...). Ce niveau peut prendre une décision à une fréquence de 3 kHz ce qui réduit le taux d'acquisition d'un facteur 20-30 par rapport au L1 pour un temps mort d'environ 400 ms.

Lorsqu'un événement est accepté au niveau 2, l'intégralité des données du détecteur est envoyée pour analyse logicielle par les "filtres d'événements" (*event filter*). A ce stade des algorithmes plus complexes peuvent être utilisés et l'intégralité de l'événement est reconstruit. Le taux de déclenchement est réduit à 200 Hz avec une latence d'environ 4 s. Le niveau 2 combiné à l'*event filter* forment le déclenchement de haut niveau (HLT, pour High Level Trigger). Une fois qu'un événement est accepté par le HLT, les informations sont communiquées au système d'acquisition (DAQ) pour un stockage définitif.

3

Reconstruction et sélection des objets dans ATLAS

Les états finaux de notre analyse impliquent la sélection de leptons isolés (électrons et muons), de jets hadroniques et d'énergie transverse manquante. Dans cette partie, nous allons décrire les méthodes de reconstruction et d'identification de ces objets ainsi que leur performance. Pour chaque type de particule/objet, des comparaisons entre simulation et données réelles permettront d'étalonner ou de corriger ces performances.

3.1 Sélection des électrons

Un électron(indifféremment, un positron) est une particule ponctuelle chargée électriquement qui laisse à la fois des impacts dans le détecteur interne et des dépots ou amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ces deux signatures sont combinées pour former un électron dans ATLAS.

3.1.1 Reconstruction

La reconstruction des électrons dans ATLAS [60] est organisée en deux étapes principales : la détection et la caractérisation d'un amas électromagnétique, et son association spatiale avec une trace du trajectographe interne.

Afin de construire les amas électromagnétiques, un algorithme de "fenêtre glissante" est utilisé. Cet algorithme analyse l'ensemble des cellules du calorimètre électromagnétique afin de trouver des cellules dont l'énergie est supérieure à un seuil de 2.5 GeV. Un amas de cellules est ensuite créé autour de la cellule touchées la plus énergétique. Pour le compartiment central, ces amas sont de taille prédéfinie $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$, de trois cellules selon la coordonnée η et 5 cellules selon ϕ. La position moyenne de l'amas est donnée par les barycentres

de l'énergie mesurée dans les cellules le constituant :

$$\bar{\eta} = \frac{\sum_i \eta_i E_i}{\sum_i E_i} \quad ; \quad \bar{\phi} = \frac{\sum_i \phi_i E_i}{\sum_i E_i} \tag{3.1}$$

où η_i, ϕ_i sont les coordonnnées de la cellule i de l'amas, et E_i son énergie.

Un algorithme permet ensuite de sélectionner la trace dans le détecteur interne qui correspond au mieux à l'amas reconstruit, grâce à l'utilisation de critères d'association spatiale : chaque trace est extrapolée jusque dans le calorimètre, et la position attendue est comparée avec celle de l'amas. La trace est associée à l'amas calorimétrique lorsque la différence de pseudo-rapidité entre les deux est inférieure à $\Delta\eta < 0.05$ et lorsque la différence entre l'angle azimutal est inférieure à $\Delta\phi < 0.1$ dans le sens de la courbure, et $\Delta\phi < 0.05$ dans le sens opposé. L'utilisation d'un critère sur $\Delta\phi$ plus grand dans le sens de courbure permet en effet de prendre en compte les effets de Bremsstrahlung, qui ont tendance à étaler spatialement les gerbes EM des électrons dans le sens de la courbure. Dans le cas où plusieurs traces remplissent les conditions précédentes, les traces avec des impacts dans le silicium (Pixel+SCT) sont préférées et la trace conservée est celle qui minimise la distance dans le plan (η,ϕ) :

$$\Delta R = \sqrt{(\phi_t - \phi_a)^2 + (\eta_t - \eta_a)^2} \tag{3.2}$$

où (η_t, ϕ_t) sont les coordonnées de la trace testée et (η_a, ϕ_a) les coordonnées de l'amas calorimétrique. Si aucun point de mesure n'est obtenu dans le silicium (Pixel+SCT) alors seule l'information selon ϕ est utilisée pour trouver la trace associée. A la fin de la procédure d'association, l'amas est redimensionné selon une largeur en ϕ telle que : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ dans le tonneau et $\Delta\eta \times \Delta\phi = 5 \times 5$ dans les bouchons. Les amas électromagnétiques contiennent alors en moyenne plus de 90 % de l'énergie des électrons incidents.

Dans le domaine de pseudo-rapidité non couvert par le trajectographe interne ($|\eta| > 2.5$) seule l'information calorimétrique est utilisée pour déterminer la position des électrons. Ces électrons ne sont pas utilisés dans notre analyse.

Une fois l'électron reconstruit, son énergie est calculée comme la somme des énergies de chaque cellule qui le compose. Cette énergie est corrigée de différents effets physiques et de détecteur. L'énergie d'un électron peut être écrite comme la somme des différentes contributions :

$$\begin{aligned} E(|\eta|, X) \quad = \quad & E^{amont}(|\eta|, X) + \\ & E^{calo}(|\eta|, X) \times (1 + f^{pertes}(|\eta|, X)) \times E^{long}(|\eta|, X) \end{aligned} \tag{3.3}$$

où E^{amont} est l'énergie déposée en amont des calorimètres (détecteur interne, solénoïde, ...), E^{calo} est l'énergie mesurée dans les trois compartiments du calorimètre électromagnétique, et tient compte des corrections sur la fraction d'échantillonnage et des fuites d'énergie déposées hors du cluster ; f^{pertes} correspond aux fuites longitudinales (le long de la trajectoire de propagation de l'électron). Ces quatre termes dépendent à la fois de la valeur absolue de la pseudo-rapidité et de la "profondeur" de la gerbe. Le premier terme est obtenu

grâce au pré-échantillonneur d'ATLAS dans les zones où il est disponible, les autres par la simulation. Le quadri-vecteur final de l'électron (p_x, p_y, p_z, E), ou de façon équivalente (p_T, η, ϕ, E), est calculé à partir des informations du détecteur interne pour les informations spatiales (η et ϕ) tandis que l'energie E provient des informations du calorimètre. L'impulsion transverse est calculée comme $p_T = E_{amas}/cosh(\eta_t)$ où η_t est la pseudo-rapidité de la trajectoire de la trace associée.

3.1.2 Identification

Les électrons reconstruits lors des collisions ne proviennent pas tous des mêmes sources, et on peut les classer en 4 grandes catégories :

- les électrons isolés provenant de la décroissance de boson $W \to e\bar{\nu}$ et $Z \to ee$;
- les électrons non isolés provenant principalement de décroissance de hadrons charmés ou de hadrons beaux $b/c \to eX$. Ils font partie du jet et sont en général accompagnés d'une forte activité hadronique ;
- les électrons issus de décroissance de pions ou kaons, ou bien provenant des conversions de photons dans les détecteurs ;
- "les faux électrons", correspondant à un jet de hadrons mal reconstruit et identifié comme un électron.

Dans l'analyse de la production associée $W+t$, notre signal est basé sur la sélection de leptons isolés, les autres catégories formant des sources de bruit de fond. Afin de sélectionner les électrons des décroissances de bosons Z/W, nous utilisons des critères de discrimination basés sur les variables décrivant la gerbe calorimétrique et la trace des électrons. L'application d'un ensemble de critères definit la "qualité" des électrons. Le taux d'efficacité de sélection correspond alors à la proportion de vrais électrons isolés qui passent ces coupures, et la réjection correspond à l'inverse du taux de sélection des bruits de fond.

Il existe trois niveaux de critères de qualité qui correspondent à des taux de sélection et de réjection différents utilisant les variables décrites dans le tableau 3.1 :

Le critère de qualité *loose* est basé sur l'utilisation de variables calorimètriques et permet de réduire principalement le fond hadronique. Les variables R_{had1} et R_{had}, définies dans le tableau 3.1, utilisent la propriété des jets hadroniques à ne laisser qu'une faible partie de leur énergie dans le calorimètre électromagnétique contrairement aux électrons. Les variables R_η et $w_{\eta 2}$ sont utilisées car les gerbes électromagnétiques qui proviennent de hadrons sont généralement plus larges et étendues en η que celles provenant des électrons. La réjection des faux électrons en utilisant ce critère de qualité est proche de 500.

Le critère de qualité *medium* fait intervenir des variables de la trace associée et utilise les informations du premier compartiment du calorimètre électromagnétique, dont la granularité très fine permet de résoudre deux amas proches. Après application de la sélection *loose* le bruit de fond est composé principalement d'électrons dont les sources sont les décroissances de pions ou les conversions de photons. Lors de ces décroissances, deux particules collimées peuvent être produites ($e^+e^-/\gamma\gamma$) et n'être reconstruites comme un seul amas dans le

Type	Description	nom
Selection loose		
Acceptance	$\|\eta\| < 2.47$ excluant les régions moins instrumentées du calorimètre entre $1.37 < \|\eta\| < 1.52$	
Fuites hadroniques	Rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique sur l'énergie électromagnétique de l'amas (utilisé pour $\|\eta\| < 0.8$ et $\|\eta\| > 1.37$)	R_{had1}
	Rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre hadronique sur l'énergie électromagnétique de l'amas (utilisé pour $\|\eta\| > 0.8$ et $\|\eta\| < 1.37$)	R_{had}
Compartiment central du EM-Cal	Rapport de l'énergie comprise dans un amas de 3×7 cellules sur l'énergie comprise dans 7×7 centré sur la position de l'amas de l'électrons	R_η
	Largeur latérale de la gerbe selon η	$w_{\eta 2}$
Selection medium		
1^{er} compartiment du EM-Cal	Largeur totale en (η,ϕ) de la gerbe	w_{stot}
	Différence des énergies des deux cellules les plus énergétiques divisée par leur somme	E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre d'impact dans le détecteur à pixel (≥ 1)	n_{pixel}
	Nombre total d'impact dans le silicium $n_{hits\ Pixel} + n_{hits\ SCT} \geq 7$	n_{si}
	Paramètre d'impact ($\|d_0\| < 5$ mm)	d_0
Association Trace-amas	$\Delta\eta$ entre la trace extrapolée dans le premier compartiment du EM-Cal et la position de l'amas ($\Delta\|\eta\| < 0.01$)	$\Delta\eta$
Selection tight		
Association Trace-amas	$\Delta\phi$ entre la trace extrapolée dans le compartiment central du EM-Cal et la position de l'amas ($\Delta\|\phi\| < 0.02$)	$\Delta\phi$
	Rapport entre l'impulsion de la trace et l'énergie de l'amas	E/p
	$\Delta\eta$ plus fin ($\Delta\|\eta\| < 0.005$)	$\Delta\eta$
Qualité de la trace	Paramètre d'impact réduit ($\|d_0\| < 1$ mm)	d_0
TRT	Nombre total d'impacts dans le TRT	n_{TRT}
	Rapport entre le nombre d'impact de haute énergie et le nombre d'impact TRT	f_{HT}
Convertion	Nombre d'impact dans la couche-b du détecteur à pixel $n_{BL} \geq 1$	n_{BL}
	Les électrons associés à un photon converti sont supprimés	

TABLE 3.1: Variables entrant dans la composition des différents critères de qualité des électrons avec leurs définitions.

calorimètre. Ces sous-structures peuvent en général etre résolues dans le premier compartiment du EMCAL. La variable E_{ratio} compare les énergies des deux cellules les plus énergétiques, normalisées par la somme des énergies dans l'amas. Dans le cas de décroissances de Dalitz ou de conversions de photons, les deux cellules auront une énergie très proche, contrairement au cas où l'amas est engendré par une particule isolée. Des critères de qualité de trace sont aussi ajoutés, notamment sur le nombre de pixels, n_{pixel}, ou de pistes de Silicium n_{si} touchés et sur la qualité d'association entre la trace et l'amas calorimètrique $\Delta\eta$. Le dernier critère de sélection repose sur le paramètre d'impact d_0 et permet de réduire les contributions des électrons provenant de vertex déplacés issus de jets de saveurs lourdes (b,c). Le taux rejection des "faux électrons" est proche de 5000 pour ce critère de qualité ;
Le critère de qualités *tight* fait intervenir le plein potentiel du détecteur ATLAS afin d'atteindre un taux de réjection de l'ordre de 50000. Il requiert des critères d'association plus stricts entre la trace reconstruite et l'amas calorimétrique. Il impose que l'électron reconstruit provienne d'une zone très proche du point d'interaction en imposant d'un faible paramètre d'impact $|d_0| < 1$ mm. La trace doit aussi posséder un impact dans la couche-B du détecteur interne, et un grand nombre d'impacts dans le TRT. Finalement, la discrimination contre les pions est améliorée en demandant une fraction f_{HT} élevée d'impacts de la trace passant un seuil haut (correspondant à la somme ionisation+rayonnement de transition) parmi le nombre d'impacts détectés total le long de la trajectoire de l'électron dans le TRT.

3.1.3 Performances et étalonnage

Au cours des premières années de prise de données, la simulation a montré quelques imperfections occasionnant des différences entre simulation et données. Des études ont été menée afin de définir et de valider les corrections à appliquer sur les simulations. Ces corrections ont permis d'améliorer les performances de reconstruction et d'identification ainsi que les mesures d'énergie et de position.

3.1.3.1 Mesure de l'énergie

Il est possible de corriger l'énergie des électrons dans la simulation afin que les données soient bien reproduites par l'ajout du terme correctif suivant :

$$E^{mes} = E^{vraie}(1 + \alpha_i) \tag{3.4}$$

où E^{mes} est l'énergie mesurée par le calorimètre après corrections, E^{vraie} est l'énergie de l'électron telle qu'elle est donnée lors de sa génération et α_i est un terme qui paramétrise la correction d'étalonnage. Ces corrections dépendent des sous-détecteurs utilisés et de la quantité de matière traversée par les électrons et sont donc déterminés en fonction de η et ϕ de l'objet.

Les termes de corrections α_i sont directement extraits à partir des données à l'aide d'une sélection d'événements riches en $Z \to ee$, et comprenant moins de $\sim$2 % de bruits de fond. La masse invariante de la paire e^+e^- est calculée

puis comparée à la simulation. Les valeurs des facteurs correctifs α sont ensuite déterminées à l'aide d'une methode de maximum de vraisemblance dont la fonction de vraisemblance, fonction du terme correctif α, est définie comme :

$$-\ln(L_{tot}) = \sum_{k=1}^{N_{event}} -\ln L_{ij}\left(\frac{m_k}{1+\frac{\alpha_i\alpha_j}{2}}\right) \tag{3.5}$$

où i et j sont les régions où les électrons sont détectés, N_{event} le nombre d'événements de données sélectionnés et m_k est la masse invariante de la paire e^+e^-. $L_{ij}(m)$ est la densité de probabilité du pic de masse du boson Z pour une masse m et est obtenue à l'aide d'une simulation GEANT4 des événements $Z(\rightarrow ee)$+jets dans le détecteur.

La mesure de ces facteurs correctifs a été réalisée avec les données récoltées par ATLAS lors de l'année 2010, pour une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 40$ pb^{-1}. Les résultats obtenus pour α sont reportés dans la figure 3.1. De grandes variations en fonction de la pseudo-rapidité sont observées et sont dûs à plusieurs phénomènes : la variation de la quantité de matériaux traversée en amont du calorimètre (en X_0), la calibration électronique, les corrections de la haute tension, et les différences résiduelles entre les fuites latérales constatées entre la simulation Monte Carlo et les données. Afin de couvrir une gamme en énergie

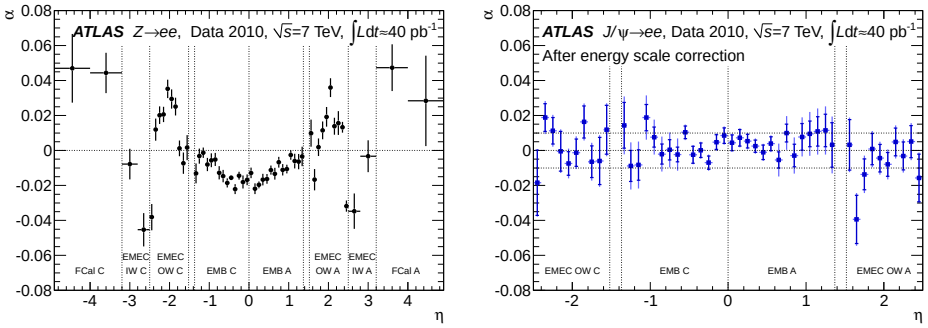


FIGURE 3.1: Valeur de la correction en énergie α mesurée en fonction de la pseudo-rapidité dans les données 2010. A gauche pour le pic de masse du boson Z. A droite : pour le pic de masse du meson J/ψ.

plus grande, la même analyse a été répétée à l'aide d'événements contenant des mésons J/ψ qui se désintègrent en paire e^+e^-. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure 3.1. L'accord entre la simulation et les données est de l'ordre de 2 % pour les électrons centraux ($|\eta| < 2.5$) utilisé dans notre analyse. Finalement, l'erreur sur la mesure de l'échelle d'énergie des électrons est calculée en tenant compte de la limitation statistique de l'échantillon, la méconnaissance de la quantité de matériel avant le calorimètre, l'échelle d'énergie du pré-échantillonneur, la calibration de l'électronique du calorimètre et la non linéarité du calorimètre. L'erreur sur le paramètre α est donnée en fonction de l'impulsion transverse des électrons dans la figure 3.2.

Afin de confirmer la mesure de la correction de l'énergie des électrons décrite ci-dessus, une analyse complémentaire utilisant des événements enrichis en $W \rightarrow$

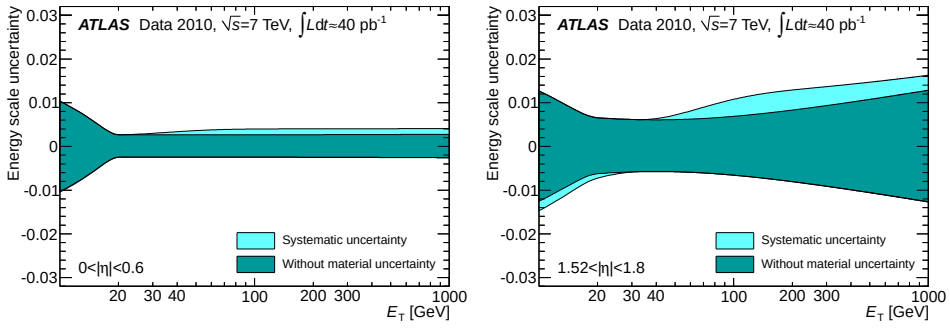


FIGURE 3.2: Erreur systématique associée à la mesure du facteur correctif α en fonction de la valeur de l'énergie transverse de l'électron. A gauche pour des pseudo-rapidités comprises entre $0.0 < \eta < 0.6$. A droite pour des pseudo-rapidités comprises entre $1.52 < \eta < 1.8$

$e\nu$ est aussi utilisée. Cette analyse utilise les propriétés du rapport :

$$\mathcal{R} = \frac{E}{p} \tag{3.6}$$

où E est l'énergie de l'électron mesurée dans le calorimètre électromagnétique et p est l'impulsion de la trace associée à l'électron. Si l'impulsion des électrons est grande, supérieure à quelques GeV, alors le terme de masse devient négligeable dans la mesure de l'énergie des électrons et $E/p \to 1$. La mesure de E/p est réalisée dans les données et dans la simulation et ces deux distributions sont ajustées à l'aide d'une fonction Crystal Ball. La position de la valeur la plus probable de E/p est alors extraite des données et un facteur correctif $\alpha_{E/p}$ est mesuré :

$$E/p_{data} = E/p_{MC}(1 + \alpha_{E/p}) \tag{3.7}$$

Les valeurs de la correction de l'énergie des électrons sont reportées dans la figure 3.3. Ces corrections sont compatibles avec les mesures de référence réalisées dans les événements $Z \to ee$, ce qui permet de valider les corrections apportées à l'énergie des électrons.

3.1.3.2 Résolution de l'énergie

La résolution de l'énergie des électrons est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \tag{3.8}$$

Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, seul le terme constant "c" est non négligeable. La simulation et les calibrations en faisceau test prévoient une valeur inférieure à 7 % pour ce terme constant. Il est cependant nécessaire de vérifier directement cette valeur dans les données. La validation est effectuée à l'aide d'événements $Z \to ee$. La correction de la résolution pour les électrons de haut

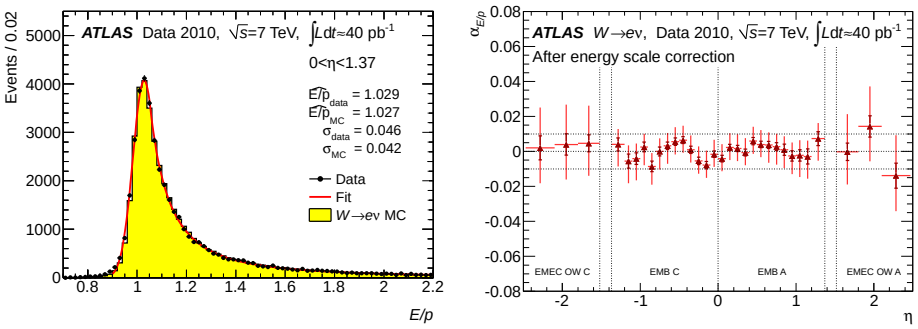


FIGURE 3.3: A gauche :Mesure du ratio E/p pour la calibration en énergie des électrons dans le barrel du calorimètre électromagnétique. Les points noirs sont les données, en jaune est représentée la simulation et en rouge le meilleur ajustement par une Crystal Ball. A droite : Valeur des facteurs correctifs $\alpha_{E/p}$ mesurés dans les événements $W \to e\nu$.

moment transverse prend la forme :

$$c_{\text{data}} = \sqrt{2\left[\left(\frac{\sigma}{m_Z}\right)_{\text{data}} - \left(\frac{\sigma}{m_Z}\right)_{\text{MC}}\right] + c^2_{\text{MC}}} \tag{3.9}$$

où c^2_{MC} est le terme constant présent dans la simulation (0.5 %), m_Z est la masse invariante reconstruite du boson Z, σ est la composante gaussienne de la résolution expérimentale et c_{data} est le terme constant effectif.
Le terme de résolution qui nous intéresse est mesuré à l'aide d'un ajustement de la masse invariante du boson $Z(\to ee)$ dans les données par une fonction Breit-Wigner convoluée avec une fonction Crystal Ball. La figure 3.4 montre un ajustement du pic de masse du Z à l'aide de ces fonctions ainsi que les valeurs extraites pour σ_{MC} et σ_{data}. Les valeurs extraites pour c à l'aide de cette technique sont reportées dans le tableau 3.2.

Détecteur	gamme en η	terme constant effectif
EMB	$\lvert\eta\rvert < 1.37$	$1.2\ \% \pm 0.1\ \%(\text{stat})^{+0.5\ \%}_{-0.6\ \%}(\text{syst})$
EMEC	$1.52 < \lvert\eta\rvert < 2.47$	$1.8\ \% \pm 0.4\ \%(\text{stat}) \pm 0.4\ \%(\text{syst})$
EMEC	$2.47 < \lvert\eta\rvert < 3.2$	$3.3\ \% \pm 0.2\ \%(\text{stat}) \pm 1.1\ \%(\text{syst})$
EMB	$3.2 < \lvert\eta\rvert < 4.9$	$2.5\ \% \pm 0.4\ \%(\text{stat})^{+1.0\ \%}_{-1.5\ \%}(\text{syst})$

TABLE 3.2: Valeur du terme constant mesuré à l'aide des données et de l'ajustement sur la masse du boson Z.

3.1.3.3 Efficacité d'identification

L'identification des électrons telle qu'elle a été présentée dans le paragraphe 3.1.2 repose sur la bonne connaissance des différentes variables utilisées dans la définition des critères de qualité des électrons. Il est possible d'étalonner in-situ

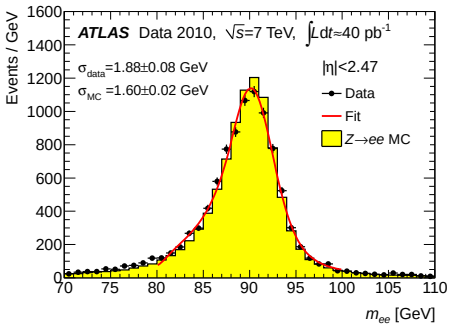


FIGURE 3.4: Mesure la correction de la résolution sur l'énergie des électrons à l'aide d'un ajustement de la masse du boson Z. En noir les points de données 2010, en jaune la simulation et trait rouge l'ajustement effectué.

chaque critère de qualité d'électron indépendamment à l'aide d'une technique dite de "Tag and Probe". Cette technique consiste à créer des lots de données très purs en électrons candidats servant de "sondes" (ou "Probe") sur lesquels sont estimés les performances du critère considéré, en utilisant un autre objet dit de référence (ou "Tag") qui a pour fonction de purifier et de classifier le lot. Les lots de référence utilisés sont les processus $Z \to ee$, dans lequel le "tag" est l'autre électron isolé, et $W \to e\nu$, pour lequel l'énergie manquante transverse constitue l'objet de référence.

Pour les événements $Z \to ee$, les lots purifiés sont obtenus à l'aide d'une sélection di-électron qui fait intervenir un trigger électron de 15 GeV et un électron de qualité tight tel que $E_T > 20$ GeV et qui constitue notre objet de référence. Le deuxième candidat (servant de sonde) est alors défini comme une trace dans le trajectographe interne associée à un amas dans le calorimètre électromagnétique. Une coupure angulaire entre les deux quandidats électrons est appliquée afin de limiter la contamination du lot par des électrons de conversions de photons ou de Dalitz. Après avoir obtenu un lot de candidats électrons sondes non biaisés, les critères de qualité sont appliqués sur ce même lot et les efficacités d'identification sont mesurées et paramétrées en fonction de la pseudo-rapidité et de l'énergie transverse de l'électron-sonde.

Pour les événements $W \to e\nu$, l'objet "Tag" est l'énergie transverse manquante. Le lot purifié en électrons est obtenu à l'aide d'une selection basée sur un déclenchement sur l'énergie transverse manquante de E_T^{miss}>40 GeV. Un seuil sur la valeur minimale de l'énergie transverse manquante reconstruite de E_T^{miss}>40 GeV, et un critère d'isolation autour de la direction vers laquelle pointe cette énergie transverse manquante, sont alors appliqués. Une coupure sur la masse transverse formée par le lepton et l'énergie transverse manquante, est aussi ajoutée afin de réduire la contamination d'événements QCD multijets. Dans ce lot, notre sonde électron est constituée par l'association d'une trace dans le trajectographe interne associée à un amas dans le calorimètre électromagnétique.

Les résultats obtenus à l'aide de ces analyses sont représentés dans la figure 3.5 pour différentes qualités d'électron, en fonction de l'énergie de l'électron et de sa pseudo-rapidité.

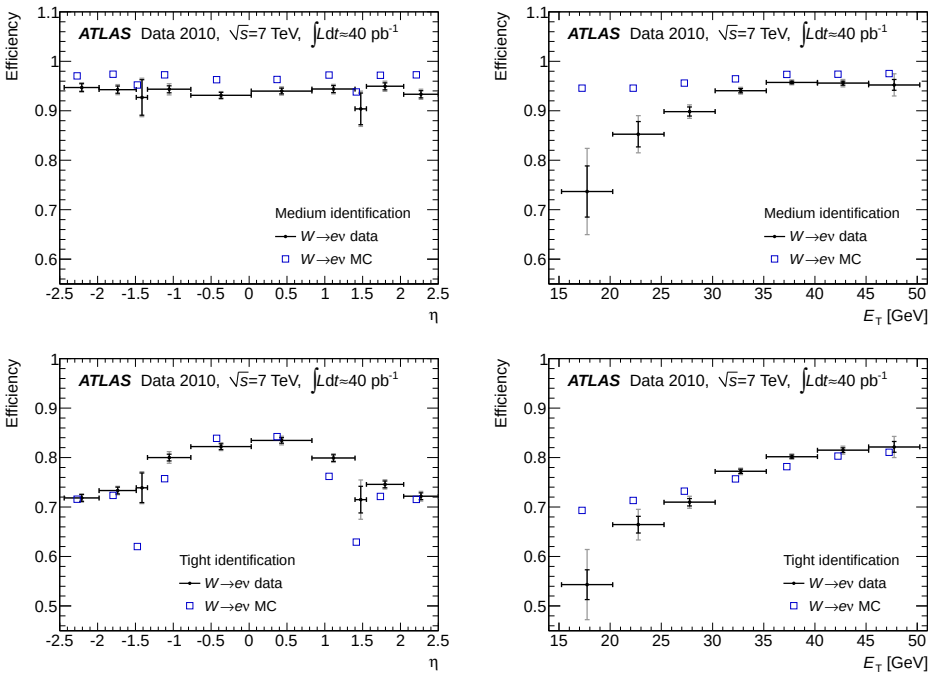


FIGURE 3.5: Comparaison des efficacités d'identification des électrons dans la simulation (carrés bleus) et dans les données (croix noires). En haut : efficacité du critère d'identification medium en fonction de η (à gauche) et E_T (à droite). En bas : efficacité du critère d'identification tight en fonction de η (à gauche) et E_T (à droite).

3.1.3.4 Efficacité de déclenchement

La modélisation de l'efficacité de déclenchement est essentielle pour la compréhension de l'état final de cette analyse. En effet, une mauvaise modélisation de l'efficacité de déclenchement dans la simulation peut conduire à des comptes d'événement très différents entre les données et la simulation renormalisée à la luminosité correspondante. L'efficacité de l'algorithme de déclenchement dans les données peut être déterminée à l'aide de la méthode "Tag and Probe" présentée dans 3.1.3.3. Une fois les lots d'électrons "Probe" définis, la sélection correspondant à un algorithme de déclenchement est testée afin d'en mesurer l'efficacité.
Les résultats pour les critères de déclenchement utilisés dans notre analyse sont représentés dans la figure 3.6. L'algorithme de déclenchement *e15_ medium* correspond à un électron passant les critères de sélection *medium* comme présenté dans 3.1.2 d'impulsion supérieure à 15 GeV. L'algorithme de déclenchement

e20_loose correspond à un électron passant les critères de sélection *loose* d'impulsion supérieure à 20 GeV. Les efficacités de déclenchement pour des électrons d'impulsion supérieure à 25 GeV sont en accord au niveau de 1% entre simulation et données. Pour une énergie transverse supérieure à 30 GeV, l'efficacité de déclenchement des électrons isolés est de 99 %.

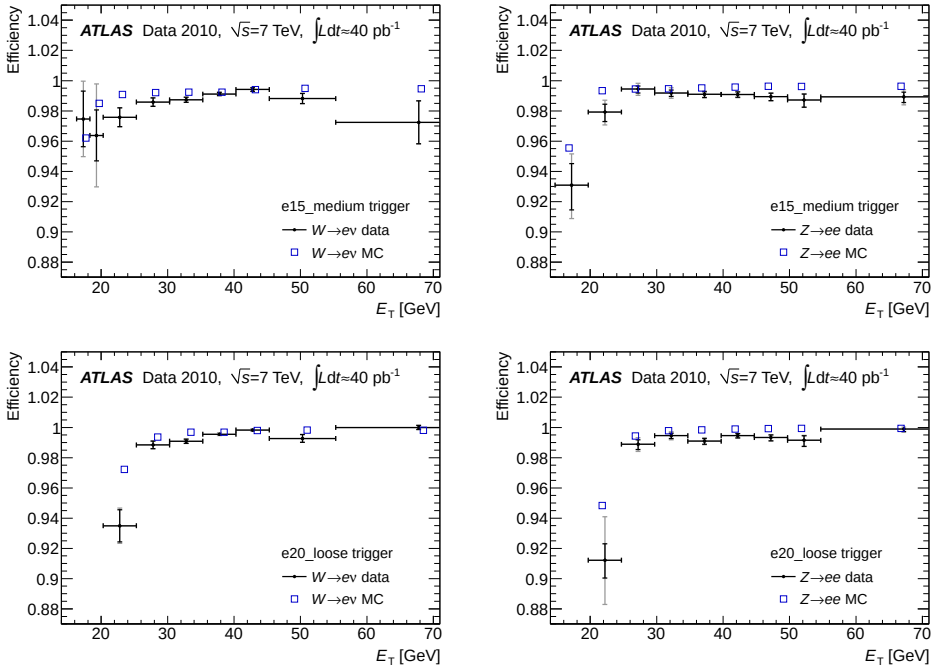


FIGURE 3.6: Comparaison des efficacités de trigger des électrons dans la simulation (carrés bleus) et dans les données (croix noires). En haut : efficacité du déclenchement e15_medium en fonction de E_T en utilisant des événements $W \to e\nu$ (à gauche) et $Z \to ee$ (à droite). En bas : efficacité du déclenchement e20_loose en fonction de E_T en utilisant des événements $W \to e\nu$ (à gauche) et $Z \to ee$ (à droite).

3.2 Sélection des muons

Les muons comme les électrons forment la base de notre sélection dileptonique et sont utilisés pour le déclenchement du détecteur. Ils sont reconstruits à partir des détecteurs suivants : le spectromètre à muon (SM) et/ou le détecteur interne (ID).

3.2.1 Reconstruction

Il existe trois classes de muons dans le détecteur ATLAS [61][62][63] :

– Les muons dits "standalone" (SA) : reconstruits dans le spectromètre à muon. La direction et le paramètre d'impact sont obtenus par extrapolation

de la trace dans le spectromètre jusqu'au point d'interaction. L'extrapolation prend en compte le materiel traversé et notamment le calorimètre ;
- Les muons "Segment Tagged" (ST) : Ils associent une trace dans le détecteur interne avec une trace droite dans un seul segment du spectromètre à muons. Ce type de muons est principalement utilisé pour les muons de basse impulsion qui ne laissent qu'un seul impact dans le spectromètre à muons ou dans le cas de muons qui se propagent dans les zones mortes du spectromètre à muons. Ces zones mortes sont principalement à très basse pseudo-rapidité correspondant au passage des services du trajectographe interne et du calorimètre, et proche des pieds de support d'ATLAS ;
- Les muons "combinés" (CB) : Ils sont constitués de la combinaison d'une trace dans le ID et d'une trace dans le spectromètre à muons. La combinaison est réalisée à l'aide d'un test de χ^2 définit par la différence entre les coordonnées fournies par le ID et le spectromètre à muons normalisées par leur matrice de covariance. Ces muons sont ceux dont la pureté est la plus grande et sont ceux utilisés dans notre analyse de la voie-W+t.

Pour chacune de ces classes, deux types de chaîne de reconstruction de la trace associée au muon sont utilisées.

La chaîne 1 (Staco). La reconstruction des muons commence localement dans une chambre de précision du spectromètre à muons par la recherche d'une trace droite dans le plan de courbure. Les coordonnées selon le plan de courbure sont données par la position des fils d'anode des MDTs et la coordonnée en x est mesurée à l'aide des chambres de déclenchement (TGC/RPC) lorsque cela est possible ou par la mesure du temps de dérive des électrons dans les MDTs. Si le segment de trace mesuré dans la chambre pointe vers le point d'interaction alors le segment de trace est conservé. Cette procédure est répétée dans les différentes chambres du spectromètre à muons jusqu'à ce que tous les segments de trace soient reconstruits. Si au moins deux de ces segments appartiennent à une même zone d'intérêt contrainte en (η,ϕ), ces segments sont combinés en utilisant les propriétés d'alignement des impacts dans le champ magnétique. Cette trace complète est ensuite extrapolée jusqu'au point d'interaction et combinée avec une trace du détecteur interne à l'aide de conditions spatiales en $\Delta\eta, \Delta\phi$ et d'impulsion $p_T^{SM} \cong p_T^{ID}$ afin de produire le candidat muon combiné.

La chaîne 2 (MuId). Dans la deuxième chaîne de reconstruction, la reconnaissance de trace dans le spectromètre à muons n'est plus basée sur une association spatiale seule mais sur une trajectoire calculée par une transformée de Hough. Les segments droits sont reconstruits dans chaque chambre puis les candidats traces sont créés par association des segments droits qui sont compatibles avec un même gabarit. La combinaison utilise les segments droits reconstruits dans les chambres les plus périphériques comme point de départ puis associe les segments un à un jusqu'au tube à vide. En cas d'ambiguité, le candidat trace de meilleure qualité, i.e. celui qui possède la meilleure compatibilité avec le gabarit, et le plus grand nombre d'impact dans le spectromètre à muons, est choisi. Lorque la trace est totalement reconstruite un nouvel ajustement est appliqué et prend en compte complètement des pertes d'énergie dans le matériel. Finalement, les muons de type "combinés" sont obtenus en combinant la trace reconstruite dans le spectromètre à muons avec une trace du trajectographe.

3.2.2 Identification des muons

Dans ATLAS, les muons reconstruits proviennent principalement de trois sources :

- les muons isolés provenant de la décroissance de bosons $W \to \mu\nu$ et $Z \to \mu\mu$. Ce sont les muons utilisés pour notre analyse ;
- les muons non isolés qui viennent des désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux ou charmés $b/c \to \mu + X$. Ils constituent le bruit de fond majeur aux muons isolés.
- des $\pi^{\pm}$ qui traversent tout le détecteur et produisent une trace dans le spectromètre à muons ("punch through events"). Ces événements ont lieu préférentiellement proche des zones de transition des modules du calorimètre et sont relativement rares.

Dans notre analyse, nous utilisons les critères décrits dans le tableau 3.3 pour la sélection des muons provenant de la décroissance de W.

Type	Desciption
B-layer	Le nombre de Nombre d'impact dans la couche-b du détecteur à Pixel doit être supérieur à 0
Pixel	Le nombre de cellules touchées dans le détecteur à Pixel doit être supérieur ou égal à 2
SCT	Le nombre de cellules touchées dans le SCT doit supérieur ou égal à 6
Silicium	Le nombre de cellules mortes touchées dans le silicium doit être inférieur ou égale à 2
TRT	Le nombre d'impacts normaux (n_{TRT}) et d'impact de seuil élevé (n_{HV}) en fonction de η doit possèder les caractéristiques suivantes : si $\lvert\eta\rvert < 1.9$: $n \geq 6$ et $n_{HV}/n \leq 0.9$ avec $n = n_{TRT} + n_{HV}$ si $\lvert\eta\rvert \geq 1.9$: si $n \geq 6$ alors demander $n_{HV}/n \leq 0.9$

TABLE 3.3: Critères de qualités sur la trace du muon dans le détecteur interne.

3.2.3 Mesure de l'impulsion

La mesure de l'impulsion d'un muon repose sur la reconstruction de sa trajectoire et sur une connaissance précise de la distribution du champ magnétique dans le détecteur. Il est possible de relier le rayon de courbure ρ d'une trace à son impulsion transverse p_T par la formule :

$$p_T = 0.3B\rho \qquad avec \qquad p_T = \frac{p_{tot}}{\sin\alpha} \tag{3.10}$$

où p_T est exprimé en GeV/c, B est la valeur du champ magnétique en Tesla par mètre au point de courbure, α est l'angle défini dans la figure 3.7 et ρ est le rayon de coubure mesuré dans le spectromètre. Cette valeur est particulièrement sensible à la précision de l'alignement des détecteurs, à la connaisance des pertes d'énergie dans le calorimètre et à la connaissance des processus de diffusion multiple.

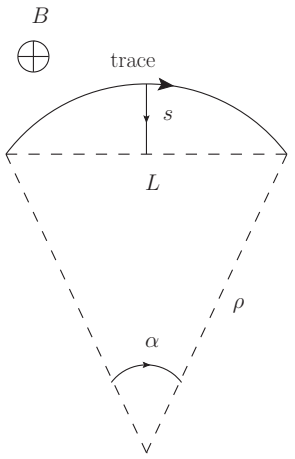


FIGURE 3.7: Représentation de la trajectoire d'une trace dans le détecteur à muon. B représente le champ magnétique du spectromètre, s représente la flèche de la trace, ρ est le rayon de courbure et L est la distance entre deux points périphériques.

3.2.4 Performances et étalonnage

3.2.4.1 Résolution en impulsion

La résolution sur l'impulsion des muons combinés [64] dépend des résolutions des deux détecteurs qui sont utilisés dans la mesure de leur impulsion : le trajectographe (ID) et le spectromètre à muons (SM). Leur résolution sur la mesure de l'impulsion peuvent être paramétrisée en fonction de p_T. Pour le spectromètre à muons, la résolution est donnée par :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{P_0^{\mathrm{SM}}}{p_T} \oplus P_1^{\mathrm{SM}} \oplus P_2^{\mathrm{SM}} \times p_T \tag{3.11}$$

où les termes en P_0, P_1 et P_2 représentent respectivement le terme de pertes dans le calorimètre, le terme d'interactions multiples des muons et le terme de résolution intrinsèque du détecteur. Pour le détecteur interne une paramétrisation similaire, sans le terme calorimétrique, peut être obtenue :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = P_1^{\mathrm{ID}} \oplus P_2^{\mathrm{ID}} \times p_T \tag{3.12}$$

Les résolutions sont mesurées directement dans les données et des corrections sont appliquées à la simulation. Pour cela deux méthodes sont utilisées, une qui repose sur un ajustement de la masse du boson $Z \to \mu\mu$, et une autre qui repose sur l'intercalibration des deux systèmes de mesure dans les événements $W \to \mu\nu$.

La première méthode utilise un lot de données enrichi en $Z \to \mu\mu$ contenant deux muons de charge opposée. Ces muons doivent pointer vers la même région en η et posséder un moment transverse supérieur à 20 GeV. La masse invariante

de la paire $\mu^+\mu^-$ est alors mesurée et ajustée par une fonction :

$$f(x) = A\left(\frac{1}{x^2}\right) + B\left(\frac{(x^2-\bar{x}^2)}{(x^2-\bar{x}^2)^2+\sigma_x^2\bar{x}^2}\right) + C\left(\frac{x^2}{(x^2-\bar{x}^2)^2+\sigma_x^2\bar{x}^2}\right) \quad (3.13)$$

Cette fonction représente une paramétrisation possible de la masse invariante du boson $Z \to \mu\mu$ avec le terme de largeur naturelle, le terme de radiation de photons et celui décrivant les interférences. Les termes A, B, C et σ_x sont des termes constants qui sont mesurés au niveau des particules générées ; x représente la masse invariante dimuon reconstruite. $\bar{x}$ est un paramètre libre que l'on cherche à ajuster qui décrit la déviation de la masse ajustée par rapport à la masse véritable du boson Z.
Les valeurs ajustées de $\bar{x}$ en fonction de la pseudo-rapidité dans les données 2010 sont représentées dans la figure 3.9. Finalement, la mesure de la résolution de la masse du boson Z $\sigma(M)/M$ est extraite en fonction de la gamme en pseudo-rapidité des deux muons. La résolution obtenue est représentée dans la figure 3.8.

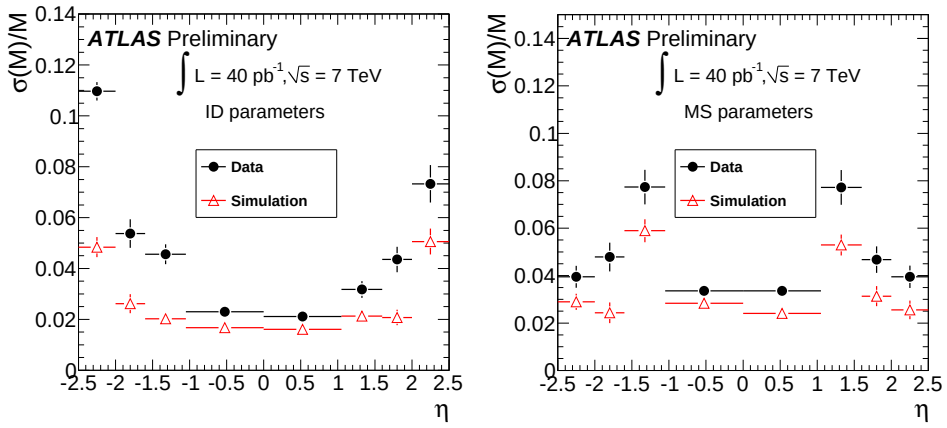


FIGURE 3.8: Résolution $\frac{\sigma(M)}{M}$ de la masse du boson Z en fonction de la gamme en pseudo-rapidité des deux muons pour le trajectographe interne à gauche pour le spectromètre à muons à droite. Les cercles noirs représentent les données 2010 et les triangles rouges la simulation.

La seconde méthode utilise les événements enrichis en événements $W \to \mu\nu$ grâce à une sélection sur l'énergie transverse manquante et la masse transverse reconstruite du boson W. Dans ces événements la différence relative des impulsions du muon mesurées par le spectromètre à muons et le trajectographe peut s'écrire comme :

$$\rho = \frac{p_{\mathrm{ID}} - p_{\mathrm{SM}}}{p_{\mathrm{ID}}} \quad (3.14)$$

avec p_{ID} la mesure de l'impulsion faite par le détecteur interne et p_{SM} par le spectromètre à muons. Cette différence doit être centrée sur la valeur 0 et sa largeur est fonction de la somme quadratique des résolutions des deux détecteurs. Cette valeur est mesurée dans les événements $W \to \mu\nu$ et la résolution

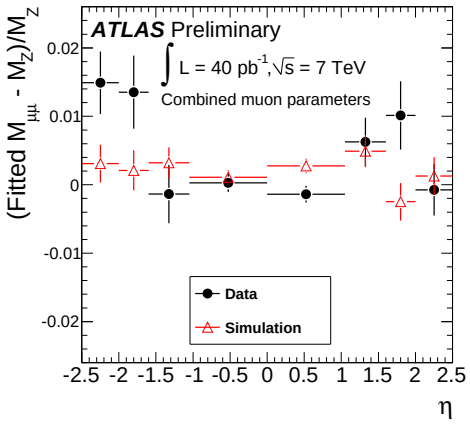


FIGURE 3.9: Valeur obtenue lors de l'ajustment de la masse du boson Z obtenue après sélection dans les données par la fonction 3.13 en fonction de la pseudo-rapidité.

totale de l'impulsion des muons est extraite à l'aide d'un ajustement de ρ par une fonction gaussienne. Les résultats obtenus à l'aide de cette technique sont représentés dans la figure 3.10.

Finalement, une combinaison des deux techniques est utilisée afin d'améliorer la sensibilité de l'ajustement global. Une série de gabarits pour les deux distributions de ρ et $\sigma(M)/M$ est obtenue grâce à une simulation Monte Carlo. Les valeurs des impulsions des muons dans la simulation des gabarits sont modifiées de la façon suivante :

$$p'_T(\mathrm{SM}) = p_T(\mathrm{SM})(1 + \Delta(\mathrm{SM})) \tag{3.15}$$

avec :

$$\Delta(\mathrm{SM}) = Gauss(0,1)\Delta P_1^{\mathrm{SM}} + Gauss(0,1)\Delta P_2^{\mathrm{SM}} p_T \tag{3.16}$$

$p'_T(\mathrm{SM})$ indique la valeur de l'impulsion des muons dans la simulation après avoir appliquée la correction $\Delta(\mathrm{SM})$ et $Gauss(0,1)$ représente un nombre aléatoire distribué sur une gaussienne de moyenne 0 et de variance 1. Et de même pour le détecteur interne :

$$p'_T(\mathrm{ID}) = p_T(\mathrm{ID})(1 + \Delta(\mathrm{ID})) \tag{3.17}$$

avec :

$$\Delta(\mathrm{ID}) = Gauss(0,1)\Delta P_2^{\mathrm{ID}} p_T \tag{3.18}$$

Les valeurs des différentes corrections à la résolution $\Delta(SM)$ et $\Delta(ID)$ sont obtenues à l'aide d'un ajustement (χ^2) directement sur les données à l'aide des gabarits de ρ et $\sigma(M)/M$. Pour les termes P_i non présents dans l'ajustement global (non compris dans les termes de dégradation des résolutions), ils sont extraits à l'aide de mesures externes et ils sont inclus sous forme de contraintes dans le χ^2. Ainsi, la valeur P_0^{SM} qui tient compte des effets de pertes d'énergie

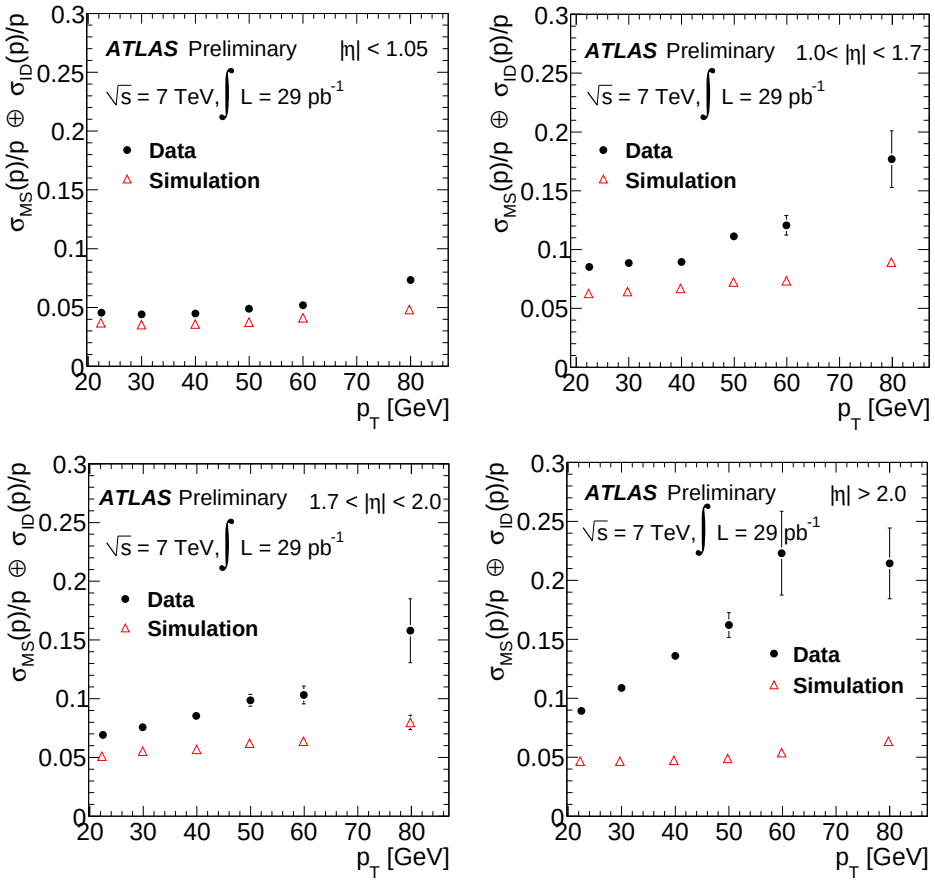


FIGURE 3.10: Mesure la résolution combinée du spectromètre à muon et du détecteur interne à l'aide d'événements $W \to \mu\nu$ en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse.

des muons dans le calorimètre est négligeable dans la gamme d'énergie comprise entre 20 GeV et 200 GeV. C'est pourquoi aucun terme P_0^{SM} n'est inclu. La valeur P_1^{SM} est extraite des mesures d'alignement du ID et du spectromètre à muons réalisées au cours de prises de données spéciales sans aimant et lors des prises de données de muons cosmiques. Les valeurs obtenues sont directement inclues comme contraintes. Pour le détecteur interne, le terme P_1^{ID}, à la suite de mesure des décroissance de K et J/ψ, est trouvé négligeable. Les erreurs sur ces mesures de résonance sont inclues sous forme d'erreur dans le terme P_2^{ID}.

Finalement, après avoir ajusté les valeurs de $\Delta(SM)$ et $\Delta(ID)$ la correction sur la résolution des muons de type "combinés" s écrit :

$$p'_T(CB) = p_T(CB)\left(1 + \frac{\frac{\Delta(\mathrm{SM})}{\sigma^2(\mathrm{SM})} + \frac{\Delta(\mathrm{ID})}{\sigma^2(\mathrm{ID})}}{\frac{1}{\sigma^2(\mathrm{SM})} + \frac{1}{\sigma^2(\mathrm{ID})}}\right) \tag{3.19}$$

où $p'_T(CB)$ est l'impulsion des muons combinés après correction. L'accord entre résolution mesurée dans les données et celle prévue par la simulation après correction est représentée sur la figure 3.11.

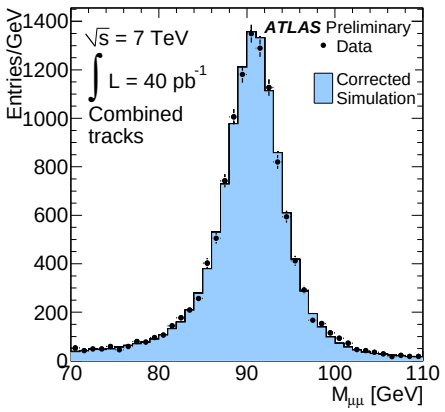


FIGURE 3.11: Comparaison du pique de masse du boson Z entre les données en croix noires et la simulation en bleue.

3.2.4.2 Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction des muons combinés (CB) [63] est le produit des efficacités de reconstruction des muons dans le trajectographe, dans le spectromètre à muons et par l'efficacité de combinaison des deux détecteurs. Il est possible de mesurer directement dans les données les différents termes qui entrent en jeux ici à l'aide d'analyses "Tag and Probe" introduites précédemment. Afin de pouvoir réaliser ces mesures, un lot de données purifiées en événements $Z \to \mu^+\mu^-$ est utilisé. Une sélection impose que les traces des candidats muons possèdent un moment transverse supérieur à 20 GeV. Ces traces doivent être isolées afin de limiter les sélections de muons provenant des désintégrations de hadrons charmés ou beaux, et les particules associées doivent être de charge opposée. Afin de sélectionner un maximum d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$, la masse invariante des deux traces doit être telle que $|M_{\mu^+\mu^-} - M_Z| < 10$ GeV. D'après les simulations Monte Carlo, le lot ainsi constitué est composé à 99.3 % d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$. Une correction sur les efficacités est appliquée afin de tenir compte de la contamination par les bruits de fond résiduels (Drell Yan, etc..).

Comme dans le cas des électrons, il est nécessaire de définir un muon de référence ("Tag") qui nous permet de sélectionner le muon sonde ("Probe") sur lequel les déterminations d'efficacité sont réalisées. Pour toutes les mesures d'efficacité qui suivent, le muon de référence est le même objet : une trace dans le détecteur interne combinée à un "muon CB" de bonne qualité. En revanche, le muon sonde dépend du type d'efficacité qui est mesurée. Lors de la mesure de l'efficacité de reconstruction du détecteur interne, le muon sonde est un "muon standalone" reconstruit dans le spectromètre à muons. Pour la mesure de l'effica-

cité de reconstruction du spectromètre à muons et de l'efficacité de combinaison spectromètre à muons/détecteur interne, le muon sonde est une trace dans le détecteur interne. L'efficacité de reconstruction dans le détecteur interne est alors mesurée comme la fraction de "muons standalone" pouvant être combinés à une trace dans le détecteur interne dans le lot de sondes. Le produit de l'efficacité de reconstruction du spectromètre à muons par l'efficacité de combinaison SM/ID sont la fraction de "muons combined" qui réussissent à être combinés à une trace dans le détecteur interne.

Les résultats obtenus pour l'efficacité de reconstruction totale, produit des trois efficacités discutées précédemment, sont représentés dans la figure 3.12, pour les chaînes de reconstruction 1 et 2. L'efficacité dépendent à la fois de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse des muons et est proche de 96% en moyenne.

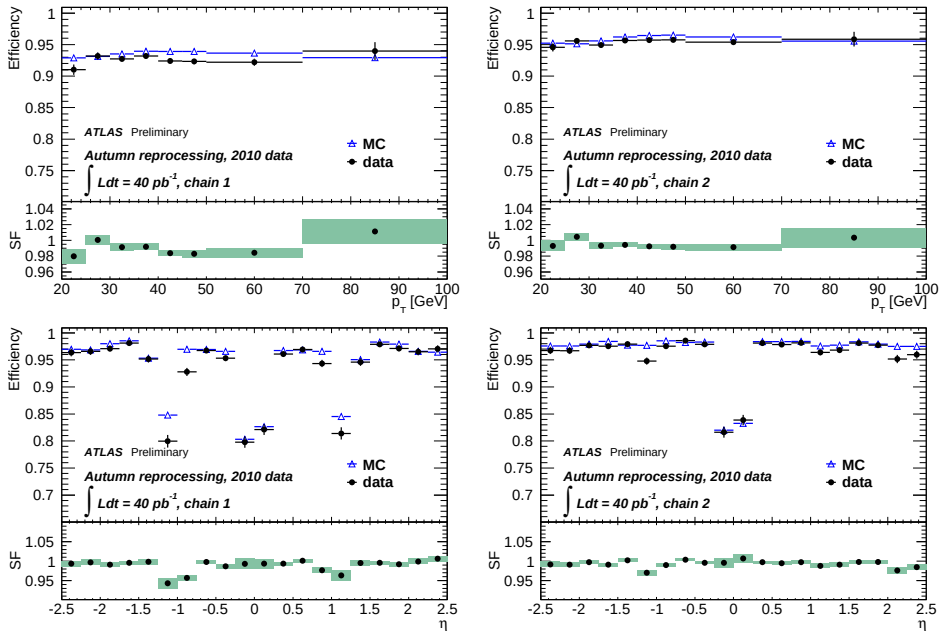


FIGURE 3.12: Comparaison des efficacités de reconstruction des muons et des facteurs correctifs extraits en fonction de p_T (ligne du haut) et en fonction de η (ligne du bas). Les deux colonnes représentent la chaîne 1 de reconstruction (à gauche) et la chaîne 2 (à droite). Les points noirs sont les valeurs mesurées dans les données tandis que les triangles bleus correspondent aux simulations des événements $Z \to \mu^+\mu^-$.

3.2.4.3 Efficacité du système de déclenchement

Afin d'estimer le taux de déclenchement des muons "combinés" (CB) [65] une technique de "Tag and Probe" sur les événements $Z \to \mu^+\mu^-$ est de nouveau utilisée. Le muon de référence doit passer les critères de reconstruction "muon

combined" ainsi qu'un algorithme de déclenchement de muon. Le muon sonde est lui aussi un muon reconstruit suivant la même définition. L'algorithme de déclenchement est alors appliqué sur le lot de muons sondes. L'efficacité de l'algorithme est mesurée comme la fraction des muons qui passent les critères de déclenchement sur le nombre total de muons testés. Cette mesure est effectué en fonction de différente gamme en p_T et η.

3.3 Sélection de jets hadroniques

Dans l'analyse de la voie-W+t, le nombre de jets présent dans un événement permet de discriminer les processus single-top du processus de production de paires de top qui constitue notre bruit de fond principal. Il est donc impératif de posséder une bonne connaissance de la qualité de la reconstruction des jets et de leur réponse en énergie dans le détecteur.

3.3.1 Reconstruction

La définition des jets est basée sur la reconstruction d'amas topologiques appelés "clusters topologiques" (ou "topo-clusters"), qui sont des regroupements de cellules calorimétriques, définis de façon à correspondre au développement des gerbes de hadrons dans les calorimètres. Le regroupement de ces cellules est appelé "clusterisation" dans la suite. L'algorithme de "clusterisation" commence par sélectionner une cellule de référence dont le signal est supérieur à quatre fois le niveau de bruit du canal électronique. Le bruit électronique pour un événement quelconque est défini comme la valeur absolue de l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre lors de la collision, divisée par le RMS de la distribution des énergies calorimétriques mesurées lors d'événements enregistrés pendant des croisements de faisceaux aléatoires. Les cellules proches de la cellule de référence dont le rapport signal sur bruit est plus grand que 2 sont inclus au jet de façon itérative grâce à l'algorithme "Anti-k_t" [66]. L'algoritme Anti-k_t utilise comme définition de la distance d_{ij} entre deux particules i et j :

$$d_{ij} = min(k_{ti}^{2p}, k_{tj}^{2p}) \frac{\Delta_{ij}^2}{R^2} \tag{3.20}$$

où $\Delta_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$, k_{ti} η_i et ϕ_i sont respectivement l'impulsion transverse, la pseudo-rapidité et l'angle azimutal de la particule i. R est un paramètre dont le rôle est de définir la taille radiale du "cluster topologique" et p permet de contrôler la puissance relative de k_t par rapport à Δ_{ij}. L'agorithme Anti-k_t correspond à une valeur de $p = -1$ et $R = 0.4$ dans notre analyse.
A partir de cette definition $d_{ij} = min(1/k_{ti}^2, 1/k_{tj}^2)\frac{\Delta_{ij}^2}{R^2}$, les particules de bas k_t sont préférentiellement associées à des particules dures. Une des propriétés de cet algorithme est de produire des amas parfaitement coniques de rayon R et centrés sur la cellule de plus haut k_t dans le cas d'une production de jets isolés. Les amas possèdent une énergie équivalente à la somme de toutes les énergies des cellules qui le constituent, diminuée du bruit électronique.

3.3.2 Détermination de l'échelle d'énergie absolue des jets

Lors d'une analyse de physique, il est nécessaire de relier la valeur de l'énergie d'un jet hadronique à l'énergie du parton qui l'a initié. Dans notre analyse, le schéma qui permet de corriger l'énergie des jets est le schéma "EM+JES" [67]. Cette méthode consiste à mesurer l'énergie du jet dans les calorimètres puis de la corriger de trois effets principaux :

- l'énergie moyenne produit lors de collisions proton-proton additionnelles ("empilement des données" ou "pile-up"). Cette énergie doit être soustraite à l'énergie mesurée dans les jets ;
- la correction au vertex. La direction du jet est corrigée afin que le jet pointe vers le point d'interaction et non pas vers le centre du détecteur ;
- les corrections d'énergie dues aux effets de détecteurs (bruits électroniques, zones mortes) et physiques (émission de partons à grand angle dans le jets...) ;

La correction d'empilement peut être écrite comme :

$$E^{\text{corrected}} = E^{\text{raw}} - \mathcal{O}(\eta, \tau_{bunch}, N_{PV}) \tag{3.21}$$

où E^{raw} est l'énergie du jet sans correction, $\mathcal{O}(\eta, \tau_{bunch}, N_{PV})$ est la correction de l'énergie relative à la modélisation de l'empilement des données, η est la pseudo-rapidité du jet, N_{PV} le nombre de vertex primaires dans l'événement et τ_{bunch} est l'écart en temps entre deux croisements de faisceau. La correction $\mathcal{O}$ à appliquer est proportionnelle au nombre de tours calorimétriques qui sont effectivement contenues dans le jet. Dans le cas de jets construits à l'aide de "clusters topologiques", un modèle paramétré dans les données permet de réexprimer la "surface moyenne" interceptée dans le plan (η, ϕ) par le jet en termes de tours calorimétriques.

La correction par tour calorimétrique est mesurée directement grâce aux données. L'énergie transverse des tours calorimétriques pour des événements qui possèdent $N_{PV} = 1, ..., N$ est comparée à une référence composée d'événements avec $N_{PV} = 1$:

$$\mathcal{O}_{tower}(\eta, N_{PV}) = \left\langle E^{\text{tower}}(\eta, N_{PV}) \right\rangle - \left\langle E^{\text{tower}}(\eta, 1) \right\rangle \tag{3.22}$$

où les chiffres entre crochets (<>) représentent la moyenne statistique sur tous les événements dans la gamme en η et N_{PV}. Finalement, cette correction, pour chaque tour, peut être extrapolée au jet hadronique :

$$\mathcal{O}_{jet|tower} = \mathcal{O}_{tower}(\eta, N_{PV}) \times A^{jet} \tag{3.23}$$

où A^{jet} est l'aire moyenne du jet considéré en terme de tours calorimétriques. Les dépendances en p_T^{jet} et N_{PV} sur A^{jet} sont considérées négligeables mais sont incorporées comme sources d'erreurs systématiques. Dans le tonneau les corrections sont inférieures à 1 GeV quelque soit le nombre de vertex primaires ; dans les régions de pseudo-rapidité supérieure à 2 les corrections sont fortement sensibles au nombre de vertex primaires et la correction en énergie peut atteindre jusqu'à 5 GeV.

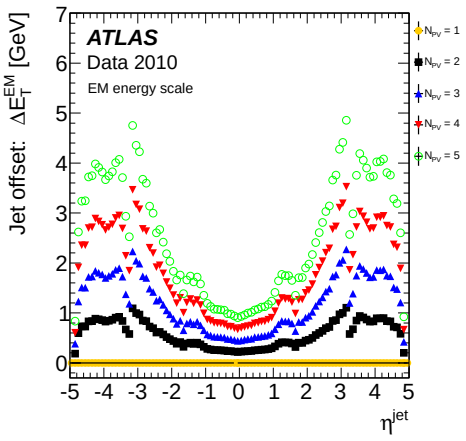


FIGURE 3.13: Facteur correctif dû au pile-up appliqué aux jets reconstruits par l'algorithme Anti-k_t avec $R = 0.6$ en fonction de la pseudo-rapidité et au nombre de vertex primaire.

La correction aux vertex est une correction qui permet de corriger la position des jets. Les cônes formés par les "clusters topologiques" sont conventionnellement définis à partir du centre du détecteur ATLAS en $(0, 0, 0)$ qui peut être différent du point d'interaction effectif. Les quadrivecteurs des jets sont donc corrigés afin que la direction du jet coincide avec le vecteur qui relie le vertex primaire d'interaction dure au centre du "cluster topologique". Cette correction permet de corriger la direction en η du jet et ainsi de corriger (légèrement : <1 %) l'impulsion transverse du jet.

Les corrections d'énergie sont calculées à l'aide de la simulation précise du détecteur d'ATLAS et de la simulation des processus de développement de gerbes hadroniques. Un lot d'événements constitué de jets isolés reconstruits et associés chacun à un jet de particules au niveau de description partonique du générateur (dans un cône $\Delta R < 0.3$), est utilisé. Un jet isolé est défini comme un jet qui ne possède aucun autre jet reconstruit de p_T >7 GeV dans un cône $\Delta R < 2.5R$ avec R le rayon utilisé dans l'algorithme Anti-k_t. La même sélection est appliquée sur les jets "vrais". La correction en énergie est alors donnée par :

$$\mathcal{R}_{EM}^{jet} = \frac{E_{EM}^{jet}}{E_{vrai}^{jet}} \tag{3.24}$$

Cette correction est mesurée pour un ensemble de bins en E_{vrai}^{jet} et η. Pour chaque bin en (E_{vrai}^{jet}, η), un facteur correctif moyen $\left\langle \mathcal{R}_{EM}^{jet} \right\rangle$ est défini à l'aide de la moyenne d'un ajustement gaussien de la distribution $E_{EM}^{jet}/E_{vrai}^{jet}$. Dans le même temps, les valeurs moyennes $\left\langle E_{EM}^{jet} \right\rangle$ sont calculées dans les mêmes bins en (E_{vrai}^{jet}, η) par un ajustement gaussien. Finalement, le graphe 2D de la calibration $\left(\left\langle \mathcal{R}_{EM}^{jet} \right\rangle ; \left\langle E_{EM}^{jet} \right\rangle \right)$ appelé $\mathcal{F}_{calib}^{k}(E_{EM}^{jet})$ est construit pour chaque

bin k en (E^{jet}_{vrai},η). La distribution obtenue est alors ajustée à l'aide d'une somme logarithmique définie par :

$$\mathcal{F}^{k}_{calib}(E^{jet}_{EM}) = \sum_{i=0}^{N_{max}} a_i (\ln E^{jet}_{EM})^i \tag{3.25}$$

où a_i est un paramètre libre qui est ajusté et N_{max} est choisi entre 1 et 6 en fonction de la qualité de l'ajustement obtenu.

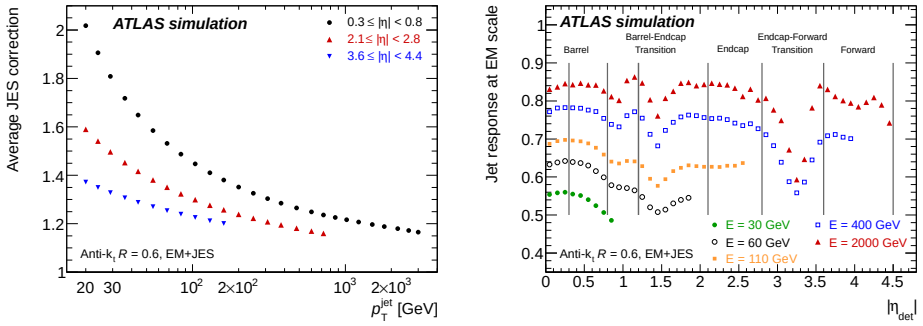


FIGURE 3.14: A gauche : correction moyenne JES en fonction du moment transverse du jet à étalonner pour des jets reconstruits par l'algorithme Anti-k_t avec $R = 0.6$ pour différente région en pseudo-rapidité. A droite : distribution de la réponse en énergie $\mathcal{R}^{jet}_{EM}$ en fonction de la pseudo-rapidité.

La réponse $\mathcal{F}$ correspond ainsi au facteur correctif à appliquer afin de corriger l'énergie du jet afin de retrouver l'énergie du parton qui l'a initié. Cette mesure repose en grande partie sur la simulation Monte Carlo. Elle souffre de plusieurs sources d'erreurs systématiques : incertitude sur les seuils en énergie des cellules bruyantes, sur la modélisation du matériel présent devant le détecteur (structure, cables, services) ; incertitude de la réponse du calorimètre aux particules de bas moment transverse ou encore aux hadrons neutres ; incertitude due à la modélisation des processus d'hadronisation, de fragmentation, et d'empilement. De plus, différentes techniques d'étalonnage de l'échelle absolue de l'énergie des jets in-situ sont utilisées, et leur différence avec les prédictions des simulations est considéré comme une source d'incertitude supplémentaire. L'incertitude totale, ainsi que celle de chaque source d'erreur sur la correction JES, sont représentée dans la figure 3.15.

3.3.3 Identification et qualité

Il existe des bruits de fond aux jets de collisions durs qui nous intéressent dans l'analyse W+t. Ces bruits de fond sont principalement :

- les collisions gaz-faisceau, où un proton du faisceau interagit avec un résidu de gaz dans le tube à vide ;
- les collisions halo-faisceau dues à des interactions dans les collimateurs tertiaires situés loin du détecteur ATLAS ;

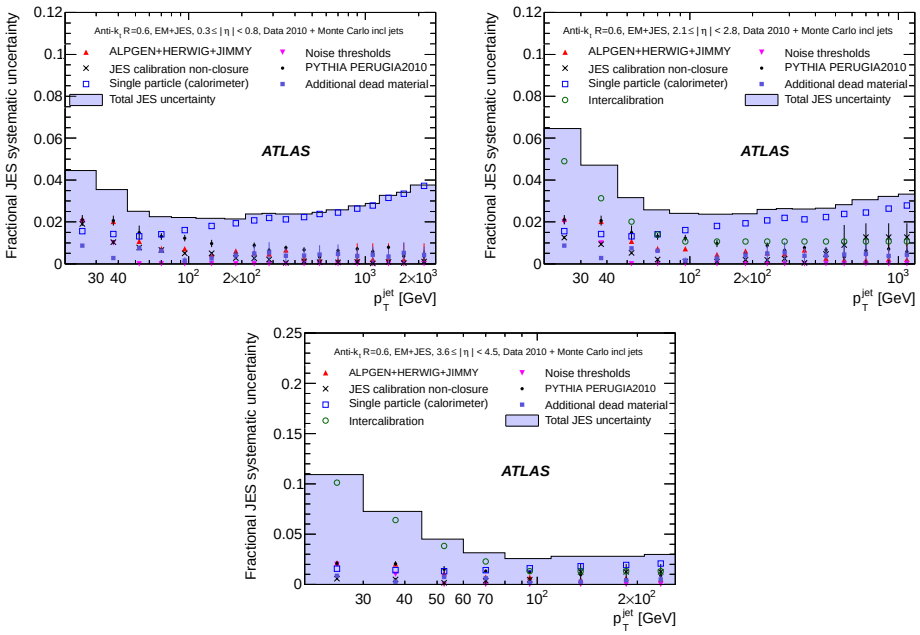


FIGURE 3.15: Erreur relative sur l'échelle d'énergie des jets dans différentes région en pseudo-rapidité. En haut à gauche : dans le tonneau $|\eta| < 0.8$; En haut à droite : dans le bouchon du calorimètre $2.1 \leq |\eta| \leq 2.8$; en bas : dans les regions avant $3.6 \leq |\eta| \leq 4.5$. L'incertitude totale est représentée en ligne continue noire. Les différentes contributions qui interviennent dans l'erreur totale sont aussi représentées par les différents points, carrés , croix et triangles.

– les muons du rayonnement cosmique qui traversent le détecteur simultanément avec un croisement de faisceau
– les bruits sporadiques importants provenant du calorimètre.

Ces événements peuvent être filtrés à l'aide de différents critères de qualité appliqués sur les jets. Ces critères sont répertoriés dans le tableau 3.4 et les valeurs des coupures permettent de définir les critères *loose* et *medium*.

Afin de réduire le bruit de fond du à de forts bruits sporadiques du HEC, les sélections *loose* et *medium* font intervenir la fraction d'énergie du jet déposée dans le HEC f_{HEC}, la fraction de cellule avec un signal de mauvaise qualité $f_{HECquality}$ et la somme des énergies mesurées négatives par les cellules du calorimètre.

Les bruits cohérents du calorimètre électromagnétique sont eux diminués à l'aide d'une coupure sur une trop grande fraction d'énergie électromagnétique déposée dans le calorimètre électromagnétique (f_{EM}) et à une limite sur la fraction de cellules qui possédent un signal de mauvaise qualité.

Finalement, les bruits de fond hors collision (cosmique, bouffée de bruit, ...) sont diminués en demandant une cohérence en temps entre la détection du jet et un événement de croisement de faisceau (t_{jet}). Enfin, une coupure sur la fraction minimale de particules chargées dans le jet (f_{ch}) mesurée à l'aide du trajecto-

Type	Loose	Medium
Bruit du HEC	$(f_{HEC} > 0.5 et f_{HECquality} > 0.5)$ ou $\|E_{neg}\| > 60$ GeV	Loose ou $f_{HEC} > 1 - f_{HECquality}$
Bruit EM cohérent	$f_{EM} > 0.95$ et $f_{quality} > 0.8$ et $\|\eta\| < 2.8$	Loose ou $f_{EM} > 0.9$ et $f_{quality} > 0.8$ et $\|\eta\| < 2.8$
Bruit fond non collision	$\|t_{jet}\| > 25$ ns ou $(f_{EM} < 0.05$ et $f_{ch} < 0.05$ et $\eta\| < 2)$ ou $f_{EM} < 0.05$ et $\eta\| \geq 2$ $f_{max} > 0.99$ et $\eta\| < 2$	Loose ou $\|t_{jet}\| > 10$ ns ou $(f_{EM} < 0.05$ et $f_{ch} < 0.1$ et $\eta\| < 2)$ $(f_{max} < 0.95$ et $f_{ch} < 0.05$ et $\eta\| < 2)$

TABLE 3.4: Critères de qualité des jets pour la suppression des événements apparus en l'absence de collisions faisceau-faisceau et dans le cas de faux jets.

graphe interne est aussi appliquée.
Une coupure sur f_{max} la fraction d'énergie mesurée par une seule couche du détecteur est aussi appliquée afin de reduire encore d'avantage les bruits de fond non collision.

3.3.4 Performances et étalonnage

3.3.4.1 Résolution de l'énergie

La résolution des jets peut être mesurée grâce à des événements contenant seulement deux jets hadroniques (événements di-jets) par l'étude des asymétries de l'impulsion transverse des deux jets. L'asymétrie est définie comme :

$$A(p_T^1, p_T^2) = \frac{p_T^1 - p_T^2}{p_T^1 + p_T^2} \tag{3.26}$$

avec $p_T^{1/2}$ l'impulsion transverse du jet $1/2$. Si les deux jets sont les seuls objets de haut moment transverse dans l'événement alors $\vec{p_T^1} = -\vec{p_T^2}$ puisque les deux jets sont produits dos à dos dans le plan transverse. De plus, puisqu'ils sont mesurés dans une même région en pseudo-rapidité alors $\sigma(p_T^1) = \sigma(p_T^2) = \sigma_{p_T}$. Il est possible de relier la largeur de l'asymétrie σ_A à la résolution en énergie des jets par :

$$\sigma_A = 2 \times \frac{\sqrt{\sigma^2(p_T^1) + \sigma^2(p_T^2)}}{p_T^1 + p_T^2} = \frac{\sigma_{p_T}}{\sqrt{2} p_T} \Rightarrow \sqrt{2}\sigma_A = \frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \tag{3.27}$$

Les distributions de $A(p_T^1, p_T^2)$ sont ensuite segmentées en bin de pseudo-rapidité dans les données et dans la simulation. Chaque distribution pour chaque bin en η est ajustée à l'aide d'une gaussienne $Gauss(0, \sigma_A)$ dont la largeur σ_A est laissée libre. Les distributions pour les données et la simulation pour différentes gammes en p_T sont comparées dans la figure 3.16.

La différence entre les résolutions mesurées dans les données et la simulation est calculée en fonction de la pseudo-rapidité. La correction à la résolution des

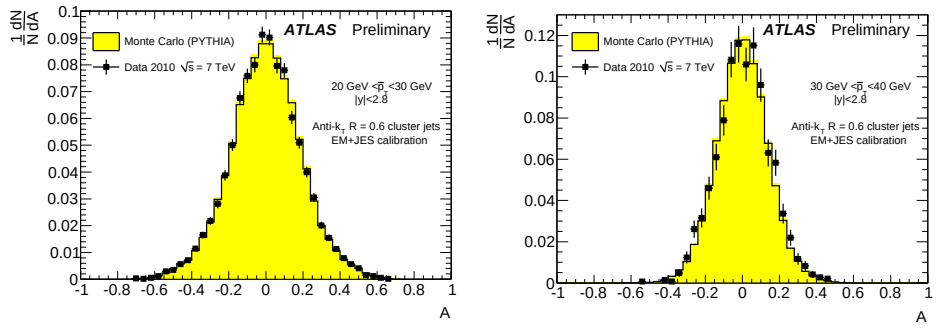


FIGURE 3.16: Comparaison de l'asymétrie A mesurée dans les données en noires et dans la simulation en jaune pour des jets reconstruit par l'algorithme Anti-k_t avec $R = 0.6$. A gauche : pour des jets d'impulsion comprise entre 20 et 30 GeV et $|\eta| < 2.8$; à droite : pour des jets d'impulsion comprise entre 30 et 40 GeV et $|\eta| < 2.8$.

jets dans la simulation est définie comme :

$$p_T^{smeared} = Gauss(p_T, \sqrt{(\sigma(\eta) + \Delta\sigma(\eta))^2 + \sigma^2(\eta)}) \tag{3.28}$$

avec $\Delta\sigma(\eta)$ la différence entre les résolutions mesurées dans les données et dans la simulation, $\sigma(\eta)$ est la résolution utilisée par défaut dans la simulation, p_T est l'impulsion du jet à corriger et $p_T^{smeared}$ est l'impulsion corrigée en résolution. D'autres techniques qui utilisent les jets de traces [68] ou la propriété $\sigma_\phi^{jet} = \sigma_\eta^{jet}$ ont été utilisées afin de confirmer les chiffres obtenus pour la résolution par la méthode "di-jets".

La correction à la résolution des jets est faible dans les données 2011, les distributions de l'asymétrie dans les données et dans la simulation sont compatibles aux barres d'erreur près, et aucune correction supplémentaire n'est imposée.

3.3.4.2 Mesure de l'énergie

La mesure de l'énergie des jets doit être validée dans les données à l'aide d'événements $Z(\rightarrow ee) + jets$ [69]. Dans ces événements, nous savons que l'impulsion transverse du jet est égale à l'impulsion transverse du boson Z puisque dans le plan transverse $\sum \vec{p_T} = \vec{p_T^Z} + \vec{p_T^{jet}} = 0$. L'impulsion du boson Z est mesurée uniquement à l'aide des électrons qui sont des objets dont les réponses en énergie et impulsion sont bien connues. La mesure de p_T^Z constitue ainsi une mesure de référence de l'impulsion transverse p_T^{jet} et l'utilisation du rapport p_T^{jet}/p_T^Z permet une estimation de l'échelle d'énergie des jets.

La sélection $Z(\rightarrow ee) + jet$ consiste en deux électrons de qualité *medium* d'impulsion plus grande que 20 GeV dont la masse invariante doit être contenue dans $M_{ee} \in [66; 116]$ GeV. Le jet de l'événement doit être isolé par rapport aux électrons tel que $\Delta R(jet, e) > 0.35$ pour des jets Anti-k_t avec $R = 0.4$. Il doit être produit dos à dos avec le boson Z et $\Delta\phi(jet, Z) > \pi - 0.2$. Des critères de sélection sont aussi appliqués afin de limiter les contributions de jets de bas p_T.

Finalement, les distributions du rapport p_T^{jet}/p_T^Z sont mesurées dans les données et dans la simulation. Les distributions de p_T^{jet}/p_T^Z mesurées dans les données et la simulation ainsi que le rapport des moyennes $\left\langle p_T^{jet}/p_T^Z \right\rangle$ en fonction de p_T^Z sont représentés dans la figure 3.17.

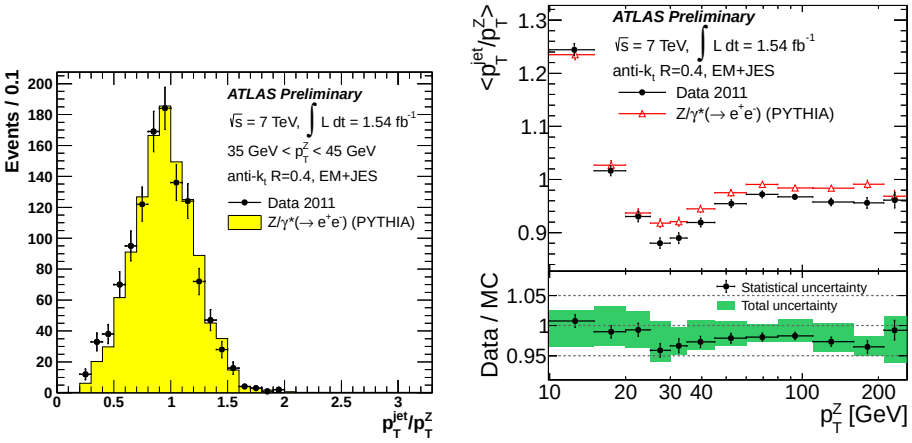


FIGURE 3.17: A gauche : distributions pour les données en noires et pour la simulation du rapport p_T^{jet}/p_T^Z dans les événements $Z(\rightarrow ee) + jet$. A droite : moyennes de p_T^{jet}/p_T^Z entre simulation en rouge et données en noires en fonction de l'impulsion du boson Z. Le rapport de $< p_T^{jet}/p_T^Z >$ entre les données et la simulation est aussi représenté. Les barres vertes représente l'erreur totale sur le facteur correctif données/simulation.

La différence $1 - (p_T^{jet}/p_T^Z)^{max}$ où $(p_T^{jet}/p_T^Z)^{max}$ est le mode de la distribution de p_T^{jet}/p_T^Z fournit une estimation du biais réalisé dans l'estimation de l'échelle d'énergie des jets. Les corrections appliquées dépendent de l'impulsion des jets et sont comprises entre 0.95 et 1.1 comme le montre la figure 3.17.

3.4 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [70] est un ingrédient essentiel à la sélection d'événements qui contiennent des bosons W qui décroissent en un lepton et un neutrino. Elle mesure la quantité d'énergie transverse qui n'a pas été détectée par les différents sous-détecteurs. Ce n'est pas un objet au même titre que les électrons, muons ou jets, puisqu'elle regroupe les contributions de tous les autres objets physiques reconstruits dans l'événement. Par construction, elle est donc très sensible aux mauvaises reconstructions ainsi qu'aux inefficacités et bruits expérimentaux affectant la reconstruction et l'identification des autres objets reconstruits.

3.4.1 Reconstruction

L'énergie transverse manquante peut s'écrire comme la composition de deux termes distincts :

$$E_T^{miss} = E_T^{miss,calo} + E_T^{miss,\mu} \tag{3.29}$$

où $E_T^{miss,calo}$ et $E_T^{miss,\mu}$ sont les énergies transverses manquantes respectivement mesurées dans le calorimètre et dans le spectromètre à muon. Son orientation selon l'angle ϕ du détecteur peut être définie comme :

$$\phi^{miss} = \arctan(E_x^{miss}, E_y^{miss}) \tag{3.30}$$

La mesure de $E_T^{miss,calo}$ est effectuée à l'aide des cellules calorimétriques, dont l'énergie est calibrée en fonction de l'objet auquel elles sont associées. Certains amas dans le calorimètre peuvent être associés à plusieurs objets différents et impose donc un ordre de priorité d'association : les cellules sont d'abord associées aux électrons, aux photons puis aux leptons τ hadroniques et enfin aux jets hadroniques et aux muons. Les cellules touchées non associées à un objet physique sont aussi prises en compte dans le calcul de E_T^{miss} et leur contribution est notée $E_T^{miss,cell\ out}$.
Le terme $E_T^{miss,calo}$ est finalement calculé comme :

$$\begin{aligned} E_{x/y}^{miss,calo} &= E_{x/y}^{miss,e} + E_{x/y}^{miss,\gamma} + E_{x/y}^{miss,\tau} + E_{x/y}^{miss,jet} \\ &\quad + E_{x/y}^{miss,soft\ jet} + E_{x/y}^{miss,calo\ \mu} + E_{x/y}^{miss,cell\ out} \end{aligned} \tag{3.31}$$

où chaque terme est calculé comme la somme négative de toutes les cellules étalonnées selon leur objet associé (obj) :

$$\begin{aligned} E_x^{obj} &= -\sum_{i=1}^{N^{cell}} E_t \sin\theta_i \cos\phi_i \\ E_y^{obj} &= -\sum_{i=1}^{N^{cell}} E_t \sin\theta_i \sin\phi_i \end{aligned} \tag{3.32}$$

où N^{cell} correspond au nombre de cellules touchées pour une classe d'objets et E, ϕ et θ sont respectivement l'énergie, l'angle azimutal et l'angle polaire de l'objet. Dans le calorimètre, il est nécessaire de supprimer le bruit électronique des cellules afin de fournir une valeur de E_T^{miss} correcte. C'est pourquoi seules les cellules qui appartiennent à un cluster topologique sont prises en compte. Les cellules dont le signal est trop faible sont ainsi supprimées. Les cellules qui n'appartiennent pas à un cluster topologique mais qui sont associées à un électron ou à un photon sont automatiquement inclues.
La contribution des muons $E_T^{miss,\mu}$ est calculée à partir des impulsions des muons dans une gamme en pseudo-rapidité $|\eta| < 2.7$:

$$E_T^{miss,\mu} = -\sum_{muons} p_T \tag{3.33}$$

Dans la région $|\eta| < 2.5$ seuls les muons associés à une trace dans le détecteur interne sont utilisés afin de réduire le taux de faux muons ("punch through"). Au delà, seul le spectromètre à muon est utilisé pour la mesure de l'impulsion des muons.

3.4.2 Performances et étalonnage

3.4.2.1 Distributions de l'énergie transverse manquante

Les performances de la reconstruction de l'énergie transverse manquante ont été estimées dans des lots de données selectionnant les "di-jets". Dans ces événements aucune source physique de E_T^{miss} n'est attendue puisque aucun neutrino de grande impulsion n'est produit. Afin de limiter les biais possibles dans les distributions en E_T^{miss}dûs à des désintégrations semi-leptoniques de jets lourds ($b \rightarrow c + l\nu$), une sélection sur la direction du jet et celle de la E_T^{miss} $\Delta\phi(jet, E_T^{miss})$ est appliquée. Les distributions entre données et simulation sont ensuite comparées afin d'en vérifier la compatibilité. Les distributions obtenues dans les événements "di-jets" sont reportées dans la figure 3.18 et montrent un bon accord.

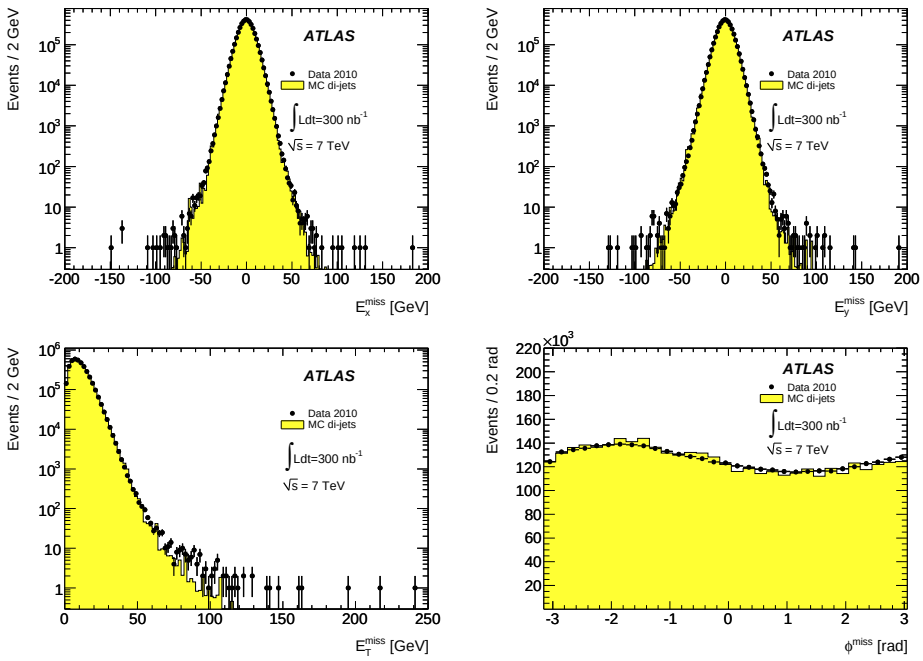


FIGURE 3.18: Distributions liées à l'énergie transverse manquante comparées pour les données en noire et la simulation en jaunes dans les événements dijets. En haut de gauche à droite : E_x^{miss} et E_y^{miss}. En bas : E_T^{miss} et ϕ^{miss}.

3.4.2.2 Résolution et échelle d'énergie absolue

Il est possible de déterminer à la fois la résolution et l'échelle de l'énergie transverse manquante à l'aide des événements $W \rightarrow l\nu$. Dans ces événements, la masse transverse du boson W est directement liée à la résolution et à l'échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante :

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss}(1 - \cos\phi)} \tag{3.34}$$

où m_T^W est la masse transverse du boson W, p_T^l est l'impulsion transverse du lepton et $\cos\phi$ est l'angle azimutal entre le lepton et la direction de l'énergie transverse manquante. Une comparaison est ensuite réalisée entre la valeur vraie de m_T^W calculée dans une simulation au niveau généré où E_T^{miss} n'est due qu'au neutrino et la distribution obtenue dans les données. Des gabarits sont ensuite générés par une convolution de la valeur vraie de m_T^W et d'une contribution gaussienne :

$$E_{x/y}^{miss} = \alpha E_{x/y}^{miss,true} + Gauss(0, k\sqrt{\sum E_T}) \tag{3.35}$$

où $\sum E_T$ est l'énergie transverse totale de l'événement ; α et k sont respectivement l'échelle d'énergie absolue et la résolution de l'énergie transverse manquante. Les paramètres α et k sont estimés à l'aide d'un ajustement χ^2 sur les données et la simulation afin de pouvoir les comparer. Les résultats de cet ajustement sont reportés dans le tableau 3.5.

Processus	$\alpha - 1(\%)$	k	$\chi^2/ndof$
$W \to \mu\nu$ données	5.1 ± 0.8	0.52±0.01	68/87
$W \to \mu\nu$ simulation	5.5 ± 0.8	0.50±0.01	70/78
$W \to e\nu$ données	-0.8 ± 1.6	0.49±0.01	54/75
$W \to e\nu$ simulation	1.8 ± 1.7	0.50±0.01	38/54

TABLE 3.5: Paramètres α et k estimés à l'aide d'un ajustement χ^2 dans les données et la simulation dans les événements $W \to l\nu$.

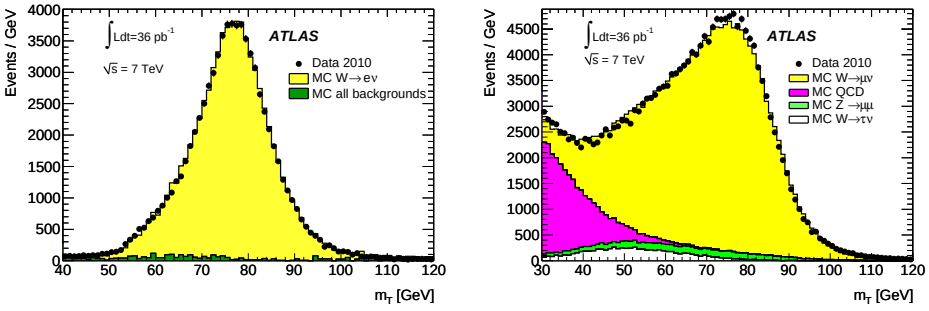


FIGURE 3.19: Distributions comparées de la masse transverse du boson W pour les données en noire et la simulation en jaunes dans les événements $W \to l\nu$. A gauche : dans le canal électron ; à droite : dans le canal muon.

Troisième partie

Mesure de la section efficace $W+t$

4

Phénoménologie du mode de production $W+t$

Dans le cadre de cette thèse, nous souhaitons mettre en évidence l'existence de la production électrofaible d'un quark top et d'un boson W. L'analyse de ces événements repose sur la sélection des désintégrations d'un quark top et d'un boson W. De nombreux processus physiques sont caractérisés par un état final identique ou voisin. Ce chapitre présente les différents processus, les générateurs utilisés pour leurs modélisations et leurs sections efficaces. Dans un premier temps la production $W+t$ sera décrite puis tous les bruits de fond à l'analyse le seront à leur tour.

4.1 Production associée du signal

Dans le cadre du modèle standard, le quark top décroit uniquement par voie faible en un boson W et un quark de b, le processus recherché est alors $pp \to W^+W^-b$. Les bosons W peuvent décroître en un lepton et son neutrino associé avec une largeur de décroissance de $\Gamma_{l\nu_l}/\Gamma_{tot} = 11\%$ où $l = e, \mu, \tau$ ou en deux quarks de saveur différentes avec une probabilité de $\Gamma_{q\bar{q}'}/\Gamma_{tot} = 67\%$. Il existe donc trois grands types d'états finaux pour le processus $W+t$ dont les rapports de branchement sont différents :

- l'état final **tout hadronique** où le quark top et le boson W décroissent tous deux en deux quarks. L'état final obtenu est alors $W + t \to q\bar{q}q\bar{q}b$. Le rapport de branchement associé est de 44% ;
- l'état final **semi-leptonique** où soit le quark top soit le boson W décroit en deux quarks quand l'autre décroit en un lepton et un neutrino. L'état final obtenu est alors : $W + t \to q\bar{q'}l\nu_l b$ dont le rapport de branchement est de 45% ;
- l'état final **dileptonique** où le quark top et le boson W décroissent tous deux en un lepton et son neutrino associé. L'état final est alors $l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l b$ et

le rapport de branchement total est de 9%.

Malgré le rapport de branchement faible du canal dilepton nous choisissons de réaliser notre analyse de la voie W+t dans ce mode de désintégration. Cet état final présente une signature plus facilement identifiable dans un environnement hadronique que les autres états finaux faisant intervenir des décroissances hadroniques pour l'un des deux bosons W. Les états finaux recherchés sont donc : $(e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e b)$, $(\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu b)$ et $(e^\pm\mu^\pm\nu_\mu\nu_e b)$. Dans cette analyse, seules les décroissances du boson W en $W^\pm \to l^\pm\nu$ avec $l^\pm = e^\pm, \mu^\pm$ sont considérées. Cependant, les décroissances du boson W en lepton τ sont inclues dans les canaux de désintrégration électron et muon dans le cas où le lepton τ décroît en $e^\pm\nu_\tau$ ou $\mu^\pm\nu_\tau$. Ces états finaux regroupent donc : deux leptons isolés (électron et/ou muon) de haut moment transverse provenant des bosons W ; au moins un jet de b central ; et une grande énergie transverse manquante due à la présence de deux neutrinos non détectables.
Afin de générer ces événements nous utilisons deux générateurs. Le générateur MC@NLO couplé avec le programme de développement de gerbe HERWIG. Le générateur permet de générer nos événements avec une précision NLO. Le couple MC@NLO+HERWIG permet de prendre en compte correctement les problèmes de double comptage entre les émissions réelles NLO du processus dur et ceux issus de la formation de la gerbe hadronique, pouvant apparaître lors de l'utilisation d'un générateur Monte Carlo NLO et d'un générateur de gerbes [71]. Le générateur ACERMC est aussi utilisé. Ce générateur inclu en partie les corrections NLO dans les processus de génération [72].

Tous les processus qui peuvent mimer l'état final dilepton sont considérés comme des bruits de fond possibles à notre analyse. Nous allons dans la suite décrire les signatures de ces bruits de fond et les générateurs utilisés pour leur simulation.

4.2 Production de paires de quarks top

La production de paires de quarks top est le mode de production dominant pour la production de quarks top au LHC. La production est réalisée principalement par l'intermédiaire d'une fusion de gluon ou par fusion de quarks anti-quarks. Les graphes de Feynman à l'arbre $pp \to t\bar{t}$ sont présentés dans la figure 4.1.

La production de paires $t\bar{t}$ constitue une source de bruit de fond dans les canaux suivants : les deux quarks top décroissent dans leur mode leptonique. Les événements de production de paires de quarks top possèdent alors un état final : $t\bar{t}\to l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l b\bar{b}$ dont le rapport de branchement est de 9 %. Ces événements ont un état final très proche du mode de production associée d'un boson W et d'un quark top. Cependant ils sont caractérisés par une multiplicité moyenne en jets hadronique plus grande. L'état final correspondant est composé de deux leptons centraux de grande impulsion transverse et de deux jets centraux de grand moment tranverse, ainsi que d'énergie transverse manquante. Ces événements constituent un fond au signal si un jet hadronique sort de l'acceptance

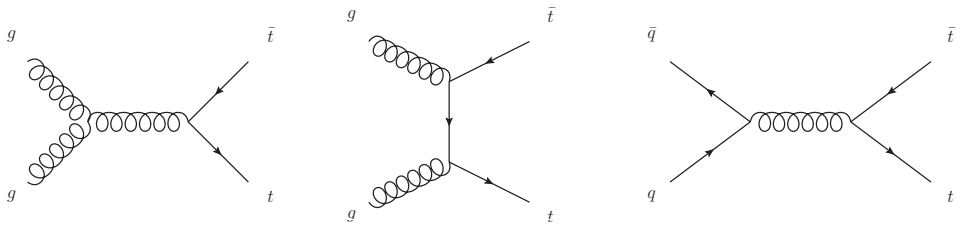


FIGURE 4.1: Graphes de Feynman à l'arbre de production de paires de quarks top au LHC.

du détecteur ou s'il est produit avec un faible moment transverse. La section efficace approchée NNLO totale de ce processus est de 167^{+17}_{-18} pb [73][74] (pour une masse de $m_t = 172.5$ GeV), c'est à dire 11 fois supérieure à celle de notre signal.

Afin de générer les événements $t\bar{t}$, nous utilisons le générateur d'événement MC@NLO et le programme de développement de gerbe HERWIG. Le générateur permet de générer des événements au niveau partonique avec une precision NLO. Le programme de développement de la gerbe simule l'évolution dans le temps du développement des gerbes de partons. Le couple MC@NLO+HERWIG permet de prendre en compte correctement les problèmes de double comptage entre les émissions réelles NLO du processus dur et ceux issus de la formation de la gerbe hadronique, pouvant apparaître lors de l'utilisation d'un générateur Monte Carlo NLO et d'un générateur de gerbes [71].
Aujourd'hui les meilleures mesures de précision sur les événements $t\bar{t}$ du TeVatron possèdent une erreur globale de 6 % sur la section efficace et sont trouvées en accord avec le Modèle Standard. Au LHC, la section efficace de production de paires de quarks top a été mesurée avec une erreur inférieur à 5% par ATLAS et CMS. Les dernières mesures de la section efficace de production de quark top par paires sont en bon accord dans tous les états finaux avec les prédictions du Modèle Standard, 167^{+17}_{-18} pb contre $177 \pm 3(\text{stat})^{+9}_{-7}(\text{syst}) \pm 7(\text{lumi})$ pb pour l'expérience ATLAS, et sont représentées dans la figure 4.2 pour les deux expériences.

4.3 Les événements $Z + jets$

Au LHC, les événements di-leptoniques dont la section efficace est la plus grande proviennent de la production inclusive des bosons $Z \to ll$ avec $l = e, \mu, \tau$. Un exemple de graphes de Feynman pour la production de bosons Z au LHC est représenté dans la figure 4.3. La signature expérimentale de ces événements est composée de deux leptons centraux de grande impulsion et de jets dans l'état final. La différence majeur entre ces événements et notre signal est l'absence d'énergie transverse manquante (aucun neutrino dans l'état final). La section efficace NNLO pour du processus $Z \to ll$ est de 0.969 ± 0.048 nb[75] soit 600 fois supérieure à la section efficace de notre signal en tenant compte des rapports de branchement.

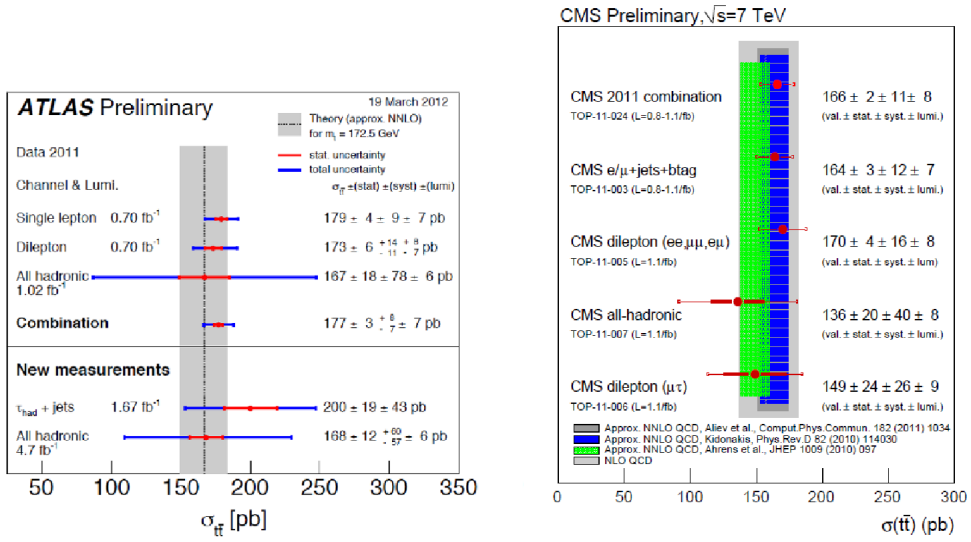


FIGURE 4.2: A gauche : comparaison des mesures faites par ATLAS avec les prédictions du modèle standard NNLO dans les différents états finaux. A droite : comparaison des mesures faites par CMS avec les prédictions du modèle standard NNLO.

La génération des événements $Z+jets$ est réalisée par le générateur ALPGEN [76] couplé au programme de développement de gerbe JIMMY [77]. Afin de créer un lot d'événements inclusif $Z+jets$, les émissions de partons créées par JIMMY dans les régions d'espace des phases déja couvertes par le générateur sont interdites afin de prendre en compte les problèmes de double comptage.

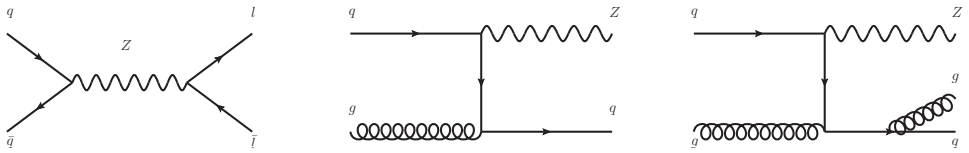


FIGURE 4.3: Graphes de Feynman de production d'un boson Z seul à gauche et d'un boson Z en association avec un jet au centre et à droite au LHC.

Des études ont été réalisées afin de mesurer la section efficace de la production de bosons Z et notamment la section efficace différentielle en fonction du nombre de jet produits en association $d\sigma_Z/dN_{jets}$ [78]. La simulation et la théorie sont en bon accord, avec des différences inférieures à 10% entre les prédictions Monte Carlo issues de ALPGEN et les données. Les erreurs théoriques et expérimentales sur les hautes multiplicités sont cependant encore importantes, comme il l'est montré dans la figure 4.4.

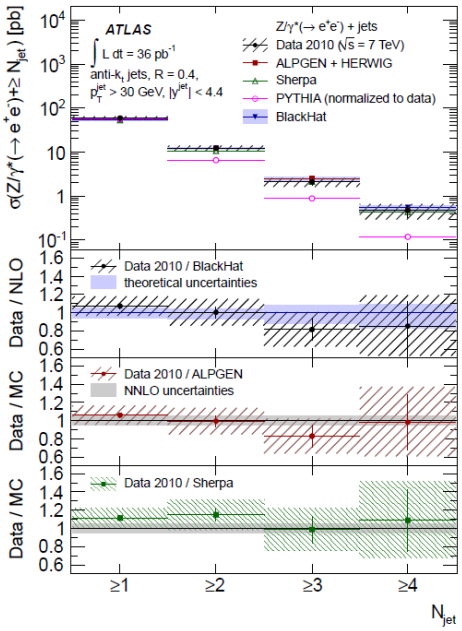


FIGURE 4.4: Comparaison entre les mesures expérimentales d'ATLAS et les prédictions de différents générateurs / modèles de gerbe hadronique pour la multiplicité en jets des événements $Z \rightarrow ee + X$. En abscisse est représenté la mesure de section efficace fois le rapport de branchement pour chaque multiplicité en jet.

4.4 Les événements dibosons

Les événements dibosons ($WW/WZ/ZZ$) sont aussi caractérisés par deux leptons dans leur état final si les bosons de l'interation faible décroissent dans leur mode leptonique. Un exemple de graphes de Feynman de la production WW et ZZ est représenté dans la figure 4.5. Les sections efficaces de ces processus sont $\sigma_{WW} = 44.4 \pm 2.8$ pb, $\sigma_{WZ} = 17.3^{+1.3}_{-0.8}$ pb et $\sigma_{ZZ} = 6.5^{+0.3}_{-0.2}$ pb[75]. Au sein de ces processus, les sections efficaces et les rapports de branchements favorisent les événements WW pour les états finaux en deux leptons. Les événements WW constituent donc le fond diboson principal. L'état final expérimental des processus WW est proche de celui de la production associée $W+t$ avec deux leptons de grand p_T provenant des bosons W et une grande énergie transverse manquante. Les jets produits dans ces événements sont, en moyenne, moins nombreux que dans les événements contenant des quarks top, d'impulsion transverse plus faible et moins centraux. Afin de générer les événements dibosons, le générateur ALPGEN [76] couplé au programme de développement de gerbe JIMMY [77] est utilisé. Le lot inclusif est séparé en différents lots exclusifs en multiplicité de jets puis ces lots sont combinés afin de créer le lot inclusif.

Des études ont été menées, au sein d'ATLAS, afin d'étudier ces processus. Pour tous ces processus, les résultats expérimentaux sont cohérents avec les prédictions du Modèle Standard [79][80][81]. Les sections efficaces mesurées sont :

$\sigma_{WW} = 40^{+20}_{-16}(\text{stat})\pm5(\text{syst})\pm1(\text{lumi})$ pb,
$\sigma_{WZ} = 20.5^{+3.1}_{-2.8}(\text{stat})\pm1.4(\text{syst})\pm0.9(\text{lumi})$ pb et
$\sigma_{WZ} = 8.5^{+2.7}_{-2.3}(\text{stat})\pm0.4(\text{syst})\pm0.3(\text{lumi})$ pb.

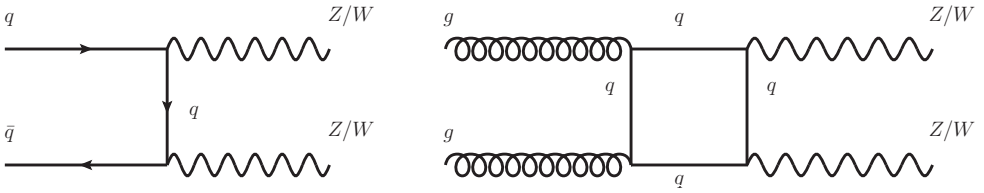


FIGURE 4.5: Graphes de Feynman de production de WW et ZZ. A gauche : production de WW ou ZZ dans la voie-t par l'échange d'un quark. A droite : production WW ou ZZ par un diagramme en "boite".

4.5 Les événements $W + jets$

Malgré le fait que la sélection des événements requiert deux leptons dans l'état final, certains processus ne possédant qu'un seul vrai lepton peuvent entrer dans la composition de notre bruit de fond. C'est le cas des événements $W+jets$. Les modes de production des événements $W + jets$ sont décrits dans la figure 4.6. Les événements $W + jets$ possèdent un état final contenant un lepton de haut moment transverse, de l'énergie transverse manquante et des jets hadroniques. Ces événements peuvent être sélectionnés en raison de mauvaise reconstruction d'un jet hadronique, identifié comme un lepton, ou à cause de la production d'un lepton lors de la décroissance semi-leptonique d'un jet beau ou charmé : $b/c \to lX$. La section efficace $W^{\pm} \to l\nu$ est estimée à 10.46 ± 0.52 nb[75] d'après le Modèle Standard. Ceci correspond à une production 6000 fois supérieur au signal recherché. Afin de générer ces événements, le générateur ALPGEN et le programme de développement de gerbe HERWIG sont utilisés.

Les études sur les événements $W+jets$ ont permis de montrer un bon accord entre la théorie et les mesures dans l'état final à un seul lepton. La comparaison entre l'expérience et la simulation pour différentes valeurs en multiplicité de jet est représentée dans la figure 4.7. Ces différences sont inférieures 5% pour le générateur ALPGEN.

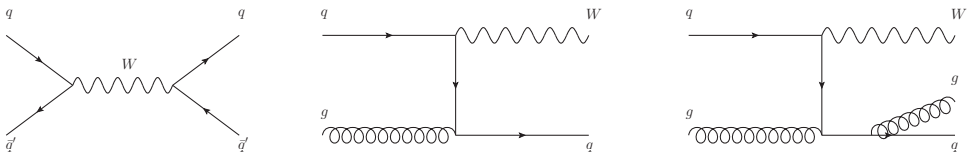


FIGURE 4.6: Graphes de Feynman de production d'un boson W seul à gauche et d'un boson W en association avec un jet au centre et à droite au LHC.

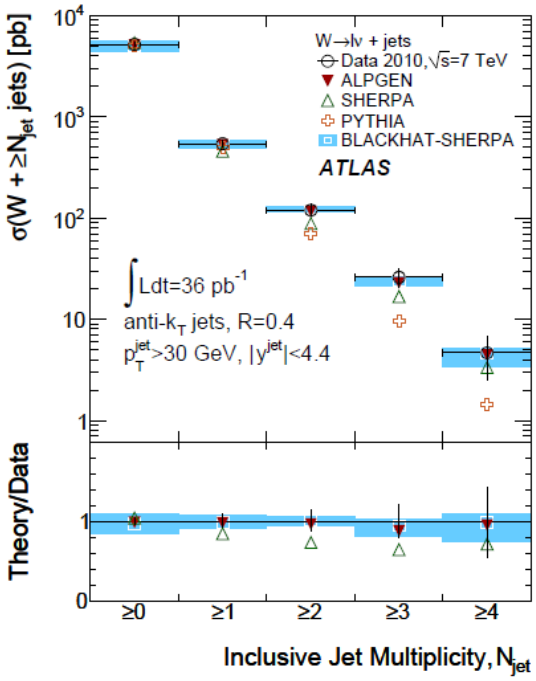


FIGURE 4.7: Comparaison entre les mesures expérimentales d'ATLAS et les prédictions de différents générateurs / générateurs de gerbe hadronique pour la multiplicité en jets des événements $W \to ee + X$. En abscisse est représenté la mesure de section efficace fois le rapport de branchement pour chaque multiplicité en jet.

4.6 Les événements QCD multi-jets

De la même façon que les événements $W + jets$, il est possible que des événements contenant uniquement plusieurs jets (QCD multi-jets) soient sélectionnés par une sélection dileptonique. Les modes de production principaux de ces événements qui ne possèdent que des jets hadroniques dans leur état final sont décrits dans la figure 4.8. Les événements QCD présents dans les lots dileptons sont principalement des événements dans lesquels :

- deux jets hadroniques sont mal reconstruits et identifiés comme des leptons ;
- un lepton est issu d'une mauvaise identification et un jet de l'événement provient de l'hadronisation d'un quark b/c se désintégrant en un vrai lepton $(b/c \to lX)$;
- deux jets hadroniques sont des jets issu de quarks b/c qui se désintègrent leptoniquement.

Ces événements QCD multi-jets possèdent une section efficace de production très élevée, de l'ordre de 60 mb. Les événements multi-jets sont produits préférentiellement dans les régions à bas moment transverse et à grande pseudo-rapidité. Afin de simuler ces événements le générateur PYTHIA est utilisé.

Les sections efficaces doublement différentielles telles qu'elles ont été mesu-

rées dans ATLAS pour la production inclusive dijets [82] sont reportées dans la figure 4.9. Une comparaison aux prédictions théoriques est aussi disponible dans la même figure.

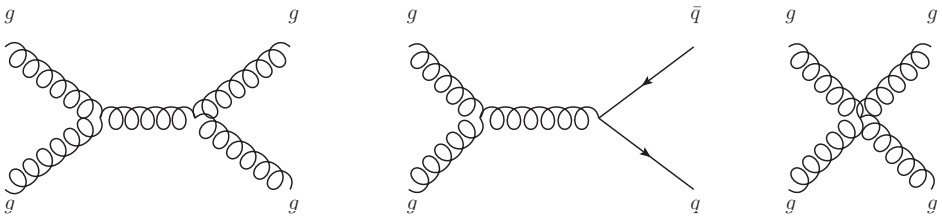


FIGURE 4.8: Exemples de production d'événements QCD multi-jets au près du LHC.

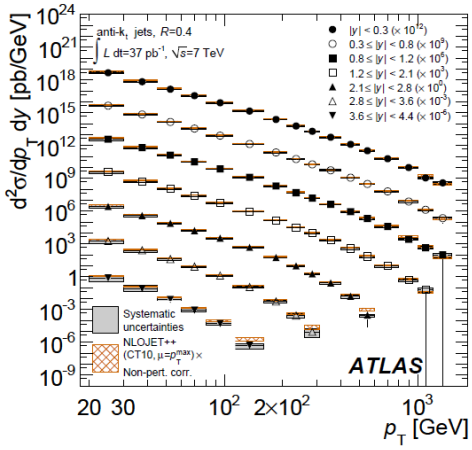


FIGURE 4.9: Comparaison entre les sections efficaces doublement différentielles mesurées par ATLAS et les prédicitons théoriques.

5

Première limite sur la section efficace $W+t$ avec $\mathcal{L}$ =35 pb^{-1}

Cette étude a été réalisée à l'aide des premiers 35 pb^{-1} de données recueillies lors de la campagne de prise de données du LHC en 2010. Cette analyse possède à la fois des vertus pédagogiques et historiques puisqu'elle correspond à la première limite posée sur le mode de production électrofaible du single-top $W+t$. De plus, elle est le socle sur laquelle repose l'analyse finale de cette thèse.

Dans cette analyse sur les premières données, il a été choisi de mettre l'accent sur la compréhension et la description des fonds au signal. A cette fin, la plupart des fonds ont été estimés à l'aide de méthodes utilisant principalement les données elles mêmes. Les outils utilisés pour la mesure de la voie-$W+t$ sont alors présentés, en insistant sur les incertitudes systématiques affectant notre mesure. Ce dernier point est important puisqu'il conduira à orienter l'analyse finale conduisant à la mesure de section efficace finale.

Le plan de ce chapitre est le suivant : la première section 5.1 est consacrée à la présentation de la présélection des événements dileptoniques, puis à l'étude de chacun des bruits de fond ne contenant pas de quark top. Nous discuterons ensuite du traitement spécifique des événements $t\bar{t}$ dans la section 5.2. La mesure de la section efficace sera discutée dans la section 5.3.1, avant de présenter les des erreurs systématiques en Section 5.3.2 et finalement l'extraction de la section efficace et de la première limite en section 5.3.3.

5.1 Sélection des événements dileptoniques

Les événements de production associée $W+t$ dans le canal dilepton sont caractérisés par les états finaux suivants : $(e^+e^-\nu_e\bar{\nu}_e b)$,$(\mu^+\mu^-\nu_\mu\bar{\nu}_\mu b)$ et $(e^\pm\mu^\pm\nu_\mu\nu_e b)$. Les critères définis ont pour but de selectionner des topologies qui contiennent les leptons provenant de la décroissance des bosons W, de l'énergie manquante correspondant aux neutrinos, et de faibles multiplicités en jets hadronique.

5.1.1 Présélection des événements

En premier lieu, nos événements doivent passer les critères de sélection de déclenchement du détecteur. Afin de tenir compte des différents états finaux, le "ou logique" des systèmes de déclenchement suivant est requis :

- déclenchement électronique : EF_e15_medium qui correspond à un déclenchement sur la présence d'un électron de qualité *medium* de moment transverse supérieur à 15 GeV dans l'événement ;
- déclenchement muonique : EF_mu10_MSonly au cours des périodes de prise de données couvrant les périodes 2010 A-F soit un déclenchement sur un muon reconstruit dans le spectromètre à muon de moment transverse supérieur à 10 GeV, EF_mu13 pour les périodes G1 à G5 qui correspond à un muon "combined" de moment transverse supérieur à 13 GeV et EF_mu13_tight pour les périodes après G6 (voir section XXX pour définition des périodes) ;

Les événements doivent posséder au moins un lepton (électron ou muon) qui déclenche le système d'acquisition du détecteur. Afin de supprimer les doubles comptages dans les événements $e\mu$, il est demandé qu'un événement "muon" ne soit pas sélectionné par le déclenchement électronique.

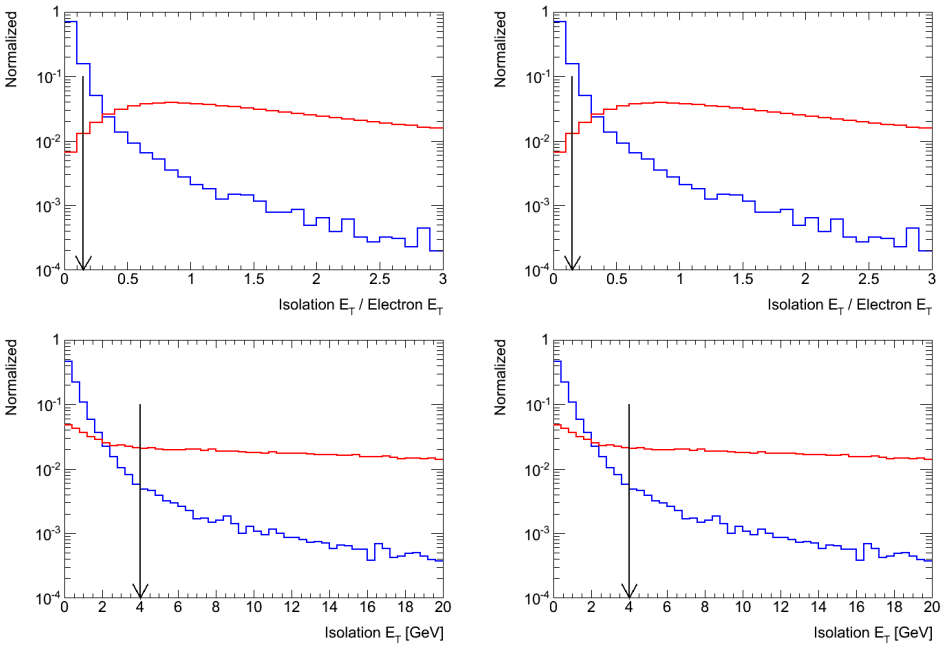


FIGURE 5.1: Distributions obtenues dans la simulation pour les critères d'isolation des électrons et des muons. A gauche : distributions consernant les électrons ; à droite : pour les muons. Les histogrammes bleus représentent les distributions pour de vrais électrons ou muon et la courbe rouge pour de faux électrons ou muons.

Nous demandons ensuite qu'un vertex primaire existe et soit correctement reconstruit. Pour que l'événement passe notre sélection, le vertex primaire doit

posséder au moins 5 traces associées de p_T>4 GeV. Les événements di-muons avec deux muons anti-alignés ($\Delta\phi > 3.10$) possèdant de larges paramètres d'impact opposés plus grand que 0.5 mm sont supprimés. Ce critère permet de réduire les événements provenant du rayonnement cosmique où un muon traverse le détecteur de part en part.

Afin de sélectionner des événements dileptons, nous demandons à ce que deux leptons de charges opposées et de moment transverse plus grand que 20 GeV soient reconstruits dans l'acceptance du détecteur. Afin de réduire les événements contenant des décroissances leptoniques de quarks de b ou c des critères d'isolation sont ajoutés pour les leptons. Pour les électrons, la somme des énergies des dépôts calorimétriques et la somme des moments transverses des traces reconstruites dans un cône de rayon $R = 0.3$ autour de l'électron ne doit pas dépasser 15% du moment transverse du candidat électron. Pour les muons, la somme des énergies dans le calorimètre et la somme des moments transverses des traces reconstruites dans un cône de rayon $R = 0.3$ autour de la direction du candidat muon ne doit pas dépasser 4 GeV. Les distributions attendues de ces variables sont représentées dans la figure 5.1.

Afin d'assurer l'orthogonalité des états finaux considérés (ee, $\mu\mu$, $e\mu$) et afin de réduire la contamination des événements diboson, un veto exclut la présence d'un troisième lepton de moment transverse supérieur à 20 GeV. Finalement, il est demandé qu'au moins un jet hadronique de p_T >20 GeV soit reconstruit dans l'événement.

5.1.2 Sélection des événements ee et $\mu\mu$

Les sélections ee et $\mu\mu$ sont sujettes à un très grand bruit de fond Drell-Yan. Afin de réduire la contamination $Z + jets$ dans les sélections ee et $\mu\mu$, les événements dont la masse invariante est comprise entre $M_{\ell\ell} \in [81; 101]$ GeV sont rejetés. Une sélection sur l'énergie transverse manquante E_T^{miss}>50 GeV est aussi rajoutée afin de réduire le fond Drell-Yan. Aucune source d'énergie transverse manquante n'est attendue dans les événements Z+$jets$, tandis que les décroissances des bosons W en leptons produisent des neutrinos dont l'impulsion transverse est directement comptée dans l'énergie transverse manquante.

5.1.3 Sélection des événements eμ

Dans l'état final $e\mu$, les événements de bruit de fond autres que les événements $t\bar{t}$ sont les événements dibosons et $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$. Ces événements possèdent une énergie totale plus faible que les événements $t\bar{t}$ et de production associée W+t. Afin de réduire, ce bruit de fond une sélection basée sur la somme des moments transverses des leptons, du moment transverse du jet de plus dur et de l'énergie transverse manquante, telle que $H_T > 160$ GeV est appliqué sur les événements de l'état final $e\mu$.

5.1.4 Estimation des fonds QCD multi-jets et W+jets

La sélection repose en grande partie sur la compréhension de l'état final à deux leptons de haut moment transverse. Dans un environnement hadronique,

les événements multi-jets QCD sont produits avec des sections efficaces de 10^5 à 10^6 fois celle du signal. En raison de reconstruction ou identification erronée, ces événements peuvent passer nos critères de sélection malgré l'absence de leptons isolés réels dans l'état final. Afin de prendre en compte ce bruit de fond, il est donc nécessaire de connaître avec précision la section efficace de production multi-jet au LHC à $\sqrt{s}$ =7 TeV mais aussi de posséder une simulation précise du détecteur et des algorithmes de reconstruction/identification des leptons. La simulation de ces processus est possible mais est prohibive en terme de temps de calcul, à cause d'efficacité de sélection très faibles dans le canal dilepton de l'ordre de 10^{-5} pour un électron de qualité *tight* (voir Section 3.1.2) mal reconstruit et de 10^{-6} par muon "combiné" (voir Section 3.2.2). Nous utilisons ici une technique qui se base principalement sur l'emploi les données pour l'estimation du fond "faux leptons". À l'origine des fonds "faux leptons" se trouve la mauvaise identification d'un jet comme un électron ou un muon. Il existe plusieurs raisons possibles, qui dépendent de la saveur du lepton reconstruit.
Pour les électrons :

- le jet reconstruit comme un électron possède des propriétés proches de celles d'un électron (rayon de Molière faible, haute fraction électromagnétique, ...) ;
- l'électron provient de la fragmentation et de l'hadronisation d'un quark de saveur lourde qui se désintègre leptoniquement ($b, c \to lX$).

En ce qui concerne les muons :

- un pion chargé réussit à traverser entièrement le détecteur et à être détecté par le spectromètre à muons. Ces événements sont plus probables au niveau des zones de transition des calorimètres et de faible profondeur X_0 ;
- le muon provient de la fragmentation et de l'hadronisation d'un quark de saveur lourde qui se désintègre leptoniquement ($b, c \to lX$) ;
- le muon provient de la désintégration d'un $\pi^{\pm}/K^{\pm}$ contenu dans le jet hadronique.

5.1.4.1 La méthode de la matrice

Dans le canal dileptonique, les événements qui contiennent un ou plusieurs faux leptons sont principalement des événements $W + jets$ dans lesquels un jet est mal reconstruit et le fond multi-jets QCD où deux jets sont mal reconstruits simultanément. Dans le cadre d'une sélection ne possèdant qu'un seul lepton, le nombre de leptons N^T passant des critères de sélection stricts (notés *tight* par analogie avec les descriptions des qualités de lepton décrit dans le chapitre 3) peut toujours être défini comme :

$$N^T = N_r^T + N_f^T \tag{5.1}$$

où N_r^T est le nombre d'événement sélectionné possèdant un vrai lepton et N_f^T le nombre d'événement sélectionnés possédant un faux lepton. Ces deux quantités ne sont pas connues à priori en dehors de la simulation. Il est cependant possible d'accéder aux valeurs de N_r^T et N_f^T uniquement grâce aux données à l'aide d'une nouvelle sélection d'événements effectuée avec des critères de qualité plus

relachée pour les leptons (*loose*) puis en formant le système suivant :

$$\begin{cases} N^L = N_r^L + N_f^L \\ N^T = N_r^T + N_f^T \end{cases} = r \times N_r^L + f \times N_f^L \tag{5.2}$$

où $N_r^L (N_f^L)$ est le nombre d'événements qui contiennent un vrai(faux) lepton qui passent les critères de sélection *loose*. r et f sont les taux de leptons présents dans le lot composé de lepton de qualité plus faible qui passent aussi la sélection stricte. Ces efficacités sont définies comme :

$$r = \frac{N_r^T}{N_r^L} \quad ; \quad f = \frac{N_f^T}{N_f^L} \tag{5.3}$$

Il est à présent aisé d'inverser le système 5.2 afin d'obtenir N_f^T en fonction de N^L et N^T :

$$N_f^T = \frac{f}{r-f} \times (N^T - f \times N^L) \tag{5.4}$$

Cette méthode est appelée méthode de la matrice et fut pour la première fois utilisée dans l'expérience DØ [83]. Elle est extensible à un état dileptonique, et prend alors la forme d'une matrice 4×4 qui relie les événements sélectionnés selon les critères *tight* et *loose* aux contenus en vrais ("R") et faux leptons ("F") :

$$\begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} \tag{5.5}$$

r_i et f_i sont les efficacités de passage de la sélection *loose* vers *tight* respectivement pour un vrai lepton i et pour un faux lepton i. Les variables N_{TT}, N_{TL}, N_{LL} correspondent aux nombres d'événements qui possèdent deux leptons *tight*, un lepton *tight* et un lepton *loose* et deux leptons *loose* respectivement. N_{RR}, $N_{RF}(N_{RF})$, N_{FF} sont respectivement les comptes des événements qui possèdent deux vrais leptons, un vrai plus un faux leptons et deux faux leptons. Ce sont les deux derniers termes que l'on souhaite ici déterminer, soit le nombre d'événements contenant au moins un faux lepton dans les événements sélectionnés avec deux leptons de qualité *tight*. Dans notre analyse le critère strict pour l'électron est celui décrit dans la partie 3.1.1, pour le critère relaché nous passons au critère *medium* en ajoutant les critères d'association de la trace avec les dépôts calorimétriques ainsi que le critère sur le nombre de coups dans la couche-B du trajectographe interne et la coupure d'isolation est supprimée. Pour les muons, le critère *tight* est décrit dans la partie 3.2 et le critère relaché consiste à supprimer les critères d'isolation ainsi que le critère sur le nombre de coups mesurés dans le trajectographe interne. Nous estimons les efficacités f et r directement avec les données.

5.1.4.2 Mesure des efficacités r et f

L'efficacité des faux leptons est mesurée en utilisant des événements des données ne possédant qu'un seul lepton et une énergie transverse manquante plus

petite que 10 GeV. La majorité de ces événements sélectionnés sont des événements QCD et le lepton reconstruit est un faux lepton. Il est alors possible de mesurer l'efficacité f en utilisant :

$$f = \left(\frac{N^{Tight}}{N^{Loose}}\right)_{E_T^{miss}<10GeV} \tag{5.6}$$

N^{Tight} et N^{Loose} sont le nombre d'événements sélectionnés en utilisant respectivement une sélection de lepton *tight* et *loose*. Afin de réduire les contaminations d'événements W/Z+jets, une procédure itérative est appliquée. Une première estimation de f, notée f^0, est réalisée en utilisant la formule 5.6. Cette valeur de f^0 est ensuite utilisée dans une methode de la matrice à un lepton, similaire à l'équation 5.4, afin d'obtenir une première estimation du nombre d'événement contenant un faux lepton N^0_{fake} dans un lot de données qui passent les sélections cinématiques sans la coupure en E_T^{miss}. Cette valeur de N^0_{fake} est ensuite utilisée pour calculer un facteur correctif entre le nombre d'événements observés et le nombre d'événements W/Z+jets dans ce même lot :

$$k^0_{W/Z} = \frac{N^{Tight} - N^{0,Tight}_{fake}}{N^{Tight}_{W+jets} + N^{Tight}_{Z+jets}} \tag{5.7}$$

Ce facteur correctif est alors ensuite propagé pour l'estimation de f en supposant que la correction aux événements W/Z +jets est la même pour toute valeur de E_T^{miss}. Il est possible de répéter cette opération plusieurs fois afin d'améliorer la mesure de f en recalculant f^i et k^i comme :

$$f^i = \left(\frac{N^{Tight} - k^{i-1}_{W/Z}(N^{Tight}_{W+jets} + N^{Tight}_{Z+jets})}{N^{Loose} - k^{i-1}_{W/Z}(N^{Loose}_{W+jets} + N^{Loose}_{Z+jets})}\right)_{E_T^{miss}<10GeV} \tag{5.8}$$

$$k^i_{W/Z} = \frac{N^{Tight} - N^{i-1,Tight}_{fake}}{N^{Tight}_{W+jets} + N^{Tight}_{Z+jets}} \tag{5.9}$$

Finalement, après quelques itérations (<10), la valeur de f se stabilise. Les valeurs obtenues sont :

$$\begin{array}{rcl} f_e & = & 0.0115 \pm 0.0020 \\ f_\mu & = & 0.3746 \pm 0.0072 \end{array} \tag{5.10}$$

L'efficacité de sélection r est estimée grâce à un lot de données très pures en leptons réels. Il est possible de construire un tel lot en sélectionnant les processus $Z(\rightarrow \ell\ell) + jets$, avec $\ell = e^{\pm}, \mu^{\pm}$. Les événements avec exactement deux leptons *loose* de même saveur, d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et de signes opposés sont sélectionnés. Afin de conserver une pureté très grande en événements $Z + jets$ et obtenir une sélection orthogonale à celle utilisée pour la mesure de section efficace W+t, la masse dileptonique M_{ll} doit être telle que : $86 < M_{ll} < 97$ GeV. Un des deux leptons de l'événement est alors choisi aléatoirement et nous vérifions qu'il passe la sélection *tight*. S'il passe ce

critère de qualité, il est très probable que la paire $\ell^+\ell^-$ provienne bien d'une désintégration de boson Z, et donc que le deuxième lepton sélectionné soit un vrai lepton. Ce deuxième lepton est conservé et constitue un des éléments de notre lot enrichi en "leptons réels". Nous comptons le nombre de candidats qui passent la sélection *tight* dans le lot "leptons réels" et définissons l'efficacité par :

$$r = \frac{N^{Tight}}{N^{Loose}} \tag{5.11}$$

Où N^{Loose} est le nombre total de leptons dans le lot de "leptons réels" et N^{Tight} le nombre de leptons passant la coupure *tight* dans ce même lot. Les valeurs extraites sont :

$$\begin{array}{rcl} r_e & = & 0.8390 \pm 0.0050 \\ r_\mu & = & 0.9828 \pm 0.0020 \end{array} \tag{5.12}$$

Afin de tenir compte des différences cinématiques entre notre lot de signal et les lots enrichis en "leptons réels" et "faux leptons", r et f sont paramétrisés en fonction de p_T, η et n_{jets}. La paramétrisation des efficacités r et f pour les électrons et les muons est représentée dans la figure 5.2.

5.1.4.3 Résultats de la méthode de la matrice

Il ne reste plus que 4 inconnues dans le système 5.5 que sont les valeurs de N_{RR} , N_{RF}, N_{FR}, N_{FF}. Il est possible d'obtenir ces valeurs en inversant la matrice :

$$\begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{bmatrix} = \frac{1}{(f_1 - r_1)(f_2 - r_2)} \begin{bmatrix} 1 - f_1 - f_2 + f_1 f_2 & f_1 f_2 - f_2 & f_2 f_1 - f_1 & f_1 f_2 \\ -(1 - f_1 - r_2 + f_1 r_2) & -(f_1 f_2 - f_2) & -(r_2 f_1 - f_1) & -(f_1 r_2) \\ -(1 - r_1 - f_2 + r_1 f_2 & -(r_1 f_2 - f_2) & -(f_2 r_1 - r_1) & -(r_1 f_2) \\ 1 - r_1 - r_2 + r_1 r_2 & r_1 r_2 - r_2 & r_2 r_1 - r_1 & r_1 r_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} \tag{5.13}$$

Finalement, l'information qui nous intéresse est la composition en leptons réels et faux (N_{RR} , N_{RF}, N_{FR}, N_{FF}) dans le lot de données où deux leptons de qualité *tight* sont sélectionnés (N_{TT}). D'après le système 5.13, la proportion de faux leptons s'obtient en utilisant les équations :

$$N_{RR}(TT) = N_{RR} \times (r_1 r_2) \tag{5.14}$$

$$N_{RF}(TT) = N_{RF} \times (r_1 f_2) \tag{5.15}$$

$$N_{FR}(TT) = N_{FR} \times (f_1 r_2) \tag{5.16}$$

$$N_{FF}(TT) = N_{FF} \times (f_1 f_2) \tag{5.17}$$

Physiquement, les deux termes $N_{FR}(TT) + N_{RF}(TT)$ et $N_{FF}(TT)$ sont interprétés comme des événements $W + jets$ et QCD multijet. Les résultats obtenus par la méthode de la matrice sont reportés dans le tableau 5.1.

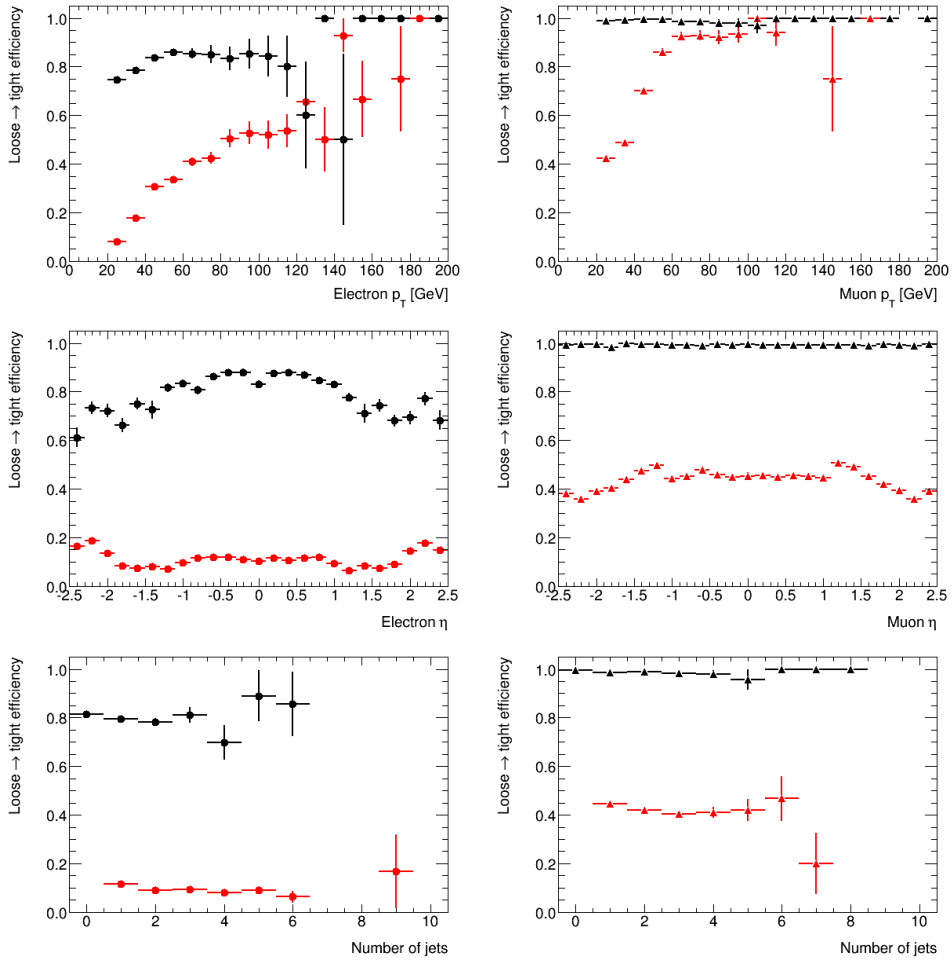


FIGURE 5.2: Paramétrisation des efficacités *loose* to *tight* pour les vrais leptons en noir et les faux leptons en rouge. De haut en bas : la paramétrisation en fonction du moment transverse, de la pseudo-rapidité et du nombre de jets. A gauche : électrons ; à droite : muons.

Grâce aux critère de qualité strict appliqué sur les leptons, les bruits de fond QCD multi-jets et W+jets sont très fortement réduits et 0.9 événements sont attendus. Les erreurs systématiques associées à la mesure proviennent principalement des erreurs sur les efficacités r et f. Une erreur conservative de 100% sur le fond faux leptons est appliquée. Afin de modéliser la forme des distributions des événements faux leptons, des événements simulés ALPGEN $W+jets$ normalisés à la valeur donnée par la méthode de la matrice sont utilisés.

5.1.5 Estimation des fonds $Z \to ee, \mu\mu$

Les processus Z+$jets$ représentent un fond très significatif pour notre analyse. Des techniques existent afin d'estimer leur contamination résiduelle dans la région de signal en utilisant uniquement les données. Nous choisissons ici d'utliser

Event type	$e\mu$	ee	$\mu\mu$
TT	65	14	26
TL	2	5	0
LT	18	3	0
LL	3	9	2
RR(TT)	64.5±8.2	14.0±3.7	24.8±4.9
RF(TT)	0.5±0.9±0.5	0.0±0.0±0.0	0.0±0.3±0.3
FR(TT)	0.0±0.1±0.0	—	—
FF(TT)	0.0±0.0±0.0	0.0±0.0±0.0	0.3±0.2±0.3

TABLE 5.1: Composition des lots sélectionnés pour la mesure du fond faux leptons. Dans la première partie du tableau sont listés les nombres d'événements mesurés dans les données pour les différentes sélections de leptons. Dans la seconde partie du tableau, la composition détaillée en événements "leptons réels" et "faux lepton" du lot contenant deux leptons *tight* est décrite. La première erreur correspond à l'erreur statistique et la seconde correspond aux sources d'erreurs systématiques associées à la mesure.

la méthode ABCD(EF) afin de normaliser notre fond Drell-Yan directement à partir des données. Cette méthode utilise deux variables discriminantes non corrélées afin de créer des régions de contrôle enrichies en événements $Z+jets$, et des régions de signal. Les variables utilisées sont l'énergie transverse manquante et la masse invariante dilepton ($M_{\ell\ell}$). Une représentation dans le plan (E_T^{miss},$M_{\ell\ell}$) des événements de données sélectionnés est montré dans la figure 5.3 .

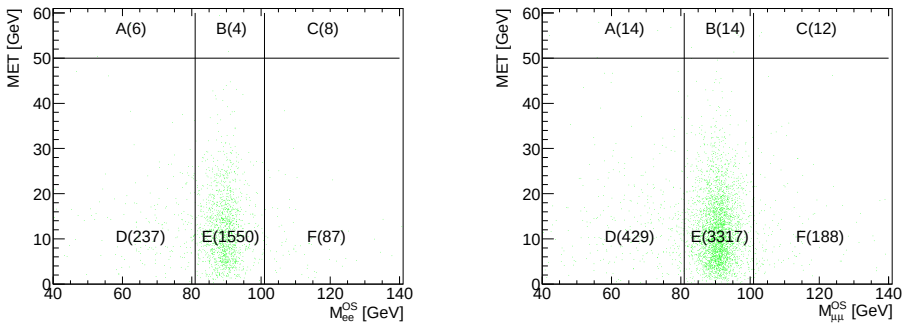


FIGURE 5.3: Représentation dans le plan (E_T^{miss},$M_{\ell\ell}$) des événements qui passent la sélection dilepton. Les zones de "signal" et de "bruit de fond" utilisées sont aussi représentées. Les chiffres représentent le nombre d'événements sélectionnés dans chaque régions.

Six zones dans l'espace (E_T^{miss},$M_{\ell\ell}$) sont crées dont les limites sont représentées dans la figure 5.3. Les régions BDEF sont enrichies en événements $Z+jets$ et forment nos régions de contrôle tandis que les zones A et C sont riches en signal. Dans le cas de deux variables non corrélées, et si les régions BDEF ne sont

peuplés que d'événements $Z + jets$, alors il est possible d'estimer le nombre d'événement Drell-Yan attendus dans les régions de signal par les relations :

$$N_{A/C}^{pred} = N_{D/F}^{data} \times \frac{N_B^{data}}{N_E^{data}} \tag{5.18}$$

En pratique, les régions de contrôle ne sont pas peuplées que d'événements Drell-Yan, et une contamination d'événements $t\bar{t}$ et $W + jets$ reste possible. Il a été vérifié que la contribution de ces processus est négligeable pour les zones DEF mais pas pour B où les événement $Z+jets$ ne représentent que 85 % du nombre total. Nous corrigeons donc les nombres d'événements $Z+jets$ dans les régions de contrôle par un facteur :

$$N_X = N_X^{data} - k \times N_X^{MC\ bkg} \tag{5.19}$$

où k est une constante à déterminer, et $N_X^{MC\ bkg}$ est le nombre attendu de bruits de fond dans la région X. De plus, des corrélations linéaires résiduelles peuvent tout de même être présentes entre E_T^{miss} et $M_{\ell\ell}$, conduisant à briser l'égalité des relations suivantes :

$$\frac{N_A}{N_D} \neq \frac{N_B}{N_E} \neq \frac{N_C}{N_F}$$

il est alors nécessaire d'introduire un facteur correctif général C, qui conduit à une reformulation de l'équation précedente (5.18), qui devient alors :

$$N_{A/C}^{pred} = C \times (N_{D/F}^{data} - k \times N_{D/F}^{MC\ bkg}) \times \frac{N_B^{data} - k \times N_B^{MC\ bkg}}{N_E^{data} - k \times N_E^{MC\ bkg}} \tag{5.20}$$

Afin de n'introduire qu'au minimum des informations provenant des simulations, nous utilisons les données pour déterminer les valeurs de k et C. Ces valeurs sont mesurées en segmentant la distribution en E_T^{miss}de 10 GeV à 50 GeV par marches de 5 GeV. Le nombre d'événements Drell-Yan est alors prédit pour chaque coupure en E_T^{miss} grace à la formule (5.20). Le nombre d'événements dans chaque bin en énergie transverse manquante suit une distribution de poisson et le nombre d'événements observés N^{obs} peut être exprimé comme la somme du nombre d'événements non Drell-Yan attendus (N_{MC}^{exp}) et du nombre d'événement Drell-Yan mesuré. Une fonction de vraisemblance est alors formée par le produit des distributions de Poisson pour chaque coupure en E_T^{miss} afin d'extraire les valeurs les plus probables de k et C :

$$L(C,k) = \prod_{\not{E}_T\ cut=10\ GeV}^{50\ GeV} Pois(N^{obs}|N_{MC}^{exp} + N_{DY}^{est}(k,C))(E_T^{miss}\ cut) \tag{5.21}$$

Cette fonction de vraisemblance est alors minimisée par rapport à k et C. La mesure de C est effectuée dans les deux régions A et C séparément, afin de prendre en compte une éventuelle différence dans la composition en bruits de fond. Les deux hypothèses : absence de dépendance, et dépendance linéaire ($a \times E_T^{miss} + b$) ont été testées. Les valeurs mesurées sont en accord avec une dépendence constante et la moyenne calculée dans les deux régions A et C est

prise comme valeur globale pour C. Les valeurs extraites sont : $C = 0.9 \pm 0.4$ pour le canal diélectron et 1.3 ± 0.4 pour le canal dimuon. Pour le paramètre k, seule la mesure de la région C est conservée car la contamination en événements QCD multi-jets est trop importante dans les régions de basse E_T^{miss} et $M_{\ell\ell}$ et qui vient biaiser la valeur de k. Les valeurs finales obtenues pour k sont $k = 1.3 \pm 0.7$ pour le canal diélectron et $k = 1.2 \pm 0.5$ pour le canal dimuon.

Les nombres d'événements mesurés pour les fond Drell-Yan par la méthode ABCD sont reportées dans le tableau 5.2. Les erreurs systématiques sur les événements Drell-Yan sont calculées en faisant varier séparément de $\pm 1\sigma$ les valeurs de k et C et en recalculant avec ces valeurs décalée les taux d'événements Drell-Yan. La somme quadratique des erreurs dues à k et C est alors prise comme erreur systématique globale. La statistique utilisée pour réaliser cette mesure est faible et les erreurs sur les nombres d'événements Drell-Yan sont grandes, 200% dans le canal dielectron et 40% dans le canal dimuon.

Channel	$N^{DD}_{Drell-Yan}$		
	A	C	A+C
ee	$0.12^{+0.38\ +0.16}_{-0.23\ -0.15}$	$0.05^{+0.14}_{-0.09} \pm 0.06$	$0.17^{+0.40}_{-0.24} \pm 0.17$
$\mu\mu$	$1.40^{+0.74\ +0.45}_{-0.56\ -0.44}$	$0.60^{+0.31\ +0.20}_{-0.24\ -0.19}$	$2.00^{+0.80\ +0.49}_{-0.61\ -0.48}$

TABLE 5.2: Estimation du fond Drell-Yan à l'aide de la technique ABCD.

Les nombres d'événements Drell-Yan attendus correspondent respectivement à 2% du bruit de fond dans le canal diélectron et 8 % dans le canal dimuon. Par la suite, la forme de ces fonds sera modélisée par les générateurs des événements $Z+jets$ du générateur ALPGEN , les distributions étant normalisées aux nombres d'événements mesurés ici.

5.1.6 Bilan des événements dileptoniques sélectionnés

L'intégralité des mesures effectuées à l'aide des techniques décrites plus tôt dans les trois états finaux est reportée dans le tableau 5.3. Nous pouvons observer que la majorité du bruit de fond après notre sélection provient de la production $t\bar{t}$ et correspond à 90% du nombre total d'événements sélectionnés. Les bruits de fond $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$ et dibosons sont présents en quantité comparable dans l'état final $e\mu$ et contribuent pour 6 % du nombre d'événements total. Dans les canaux ee et $\mu\mu$, une contamination des événements $Z(\rightarrow ee) + jets$ et $Z(\rightarrow \mu\mu) + jets$ est encore présente et ils correspondent à environ 6 % du total attendu. Le rapport signal sur bruit pour l'ensemble des états finaux est proche de 8%.

La prédiction Monte-Carlo est de 98 événements sélectionnés contre 107 observés. Une comparaison des formes des variables leptoniques principales entre la simulation et les données est représentée dans les figures 5.4, 5.6 et 5.8. De même une comparaison entre les variables principales correspondantes aux jets est représentées dans les figures 5.5, 5.7 et 5.9. Un bon accord entre la simulation et les données est observé.

Process	$e\mu$	ee	$\mu\mu$
Wt	4.3±0.1	0.9±0.0	1.9±0.1
$t\bar{t}$	47.7±0.4	9.8±0.2	19.1±0.3
$Z \to ee$	—	$0.2^{+0.4}_{-0.3}$	—
$Z \to \mu\mu$	—	—	$2.0^{+0.9}_{-0.8}$
$Z \to \tau\tau$	3.8±0.6	0.5±0.2	1.2±0.3
Diboson	3.9±0.1	0.7±0.0	1.6±0.1
Fake leptons	0.5±1.0	0.0±0.0	0.3±0.7
Total background	55.9±1.3	$11.2^{+0.5}_{-0.4}$	$24.2^{+1.2}_{-1.1}$
Total expected	60.2±1.3	$12.1^{+0.5}_{-0.4}$	$26.1^{+1.2}_{-1.1}$
Observed	67	14	26

TABLE 5.3: Nombre d'événements attendus après présélection. Les événements Drell-Yan sont estimés à l'aide des méthodes discutées dans le texte. Les événements voie-W+t, Diboson et paires de top sont eux estimés à l'aide de la simulation et l'erreur associée est l'erreur statistique Monte-Carlo.

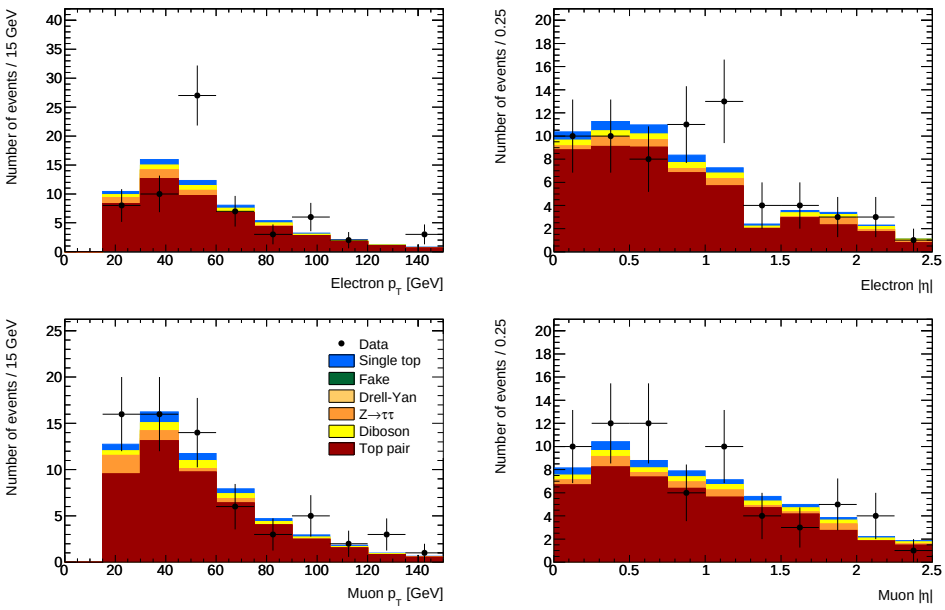


FIGURE 5.4: Distribution en p_T et η des leptons dans le lot préselectionné pour le canal $e\mu$.

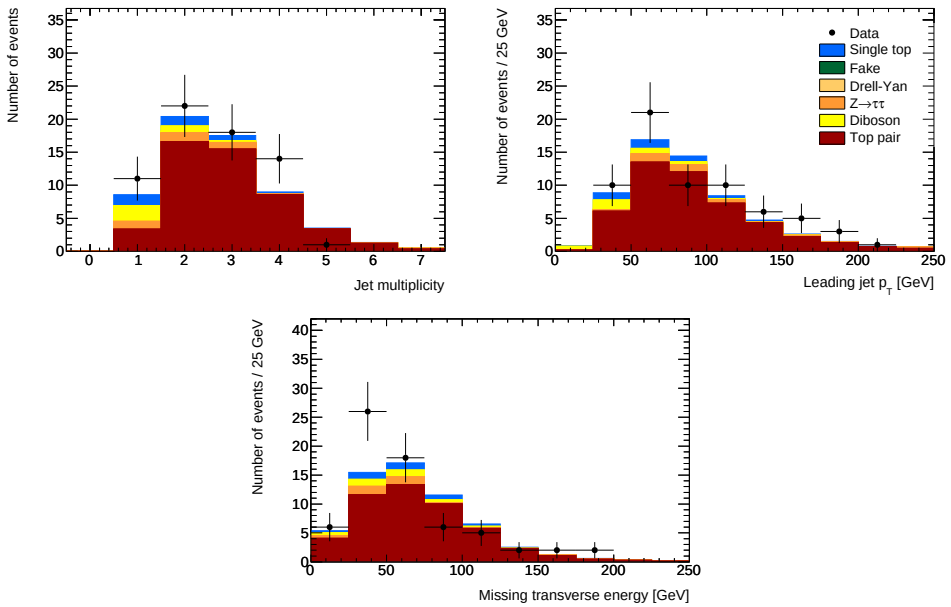


FIGURE 5.5: Multiplicité en jet, p_T du jet de plus haut p_T, et énergie transverse manquante dans le lot préselectionné pour le canal $e\mu$.

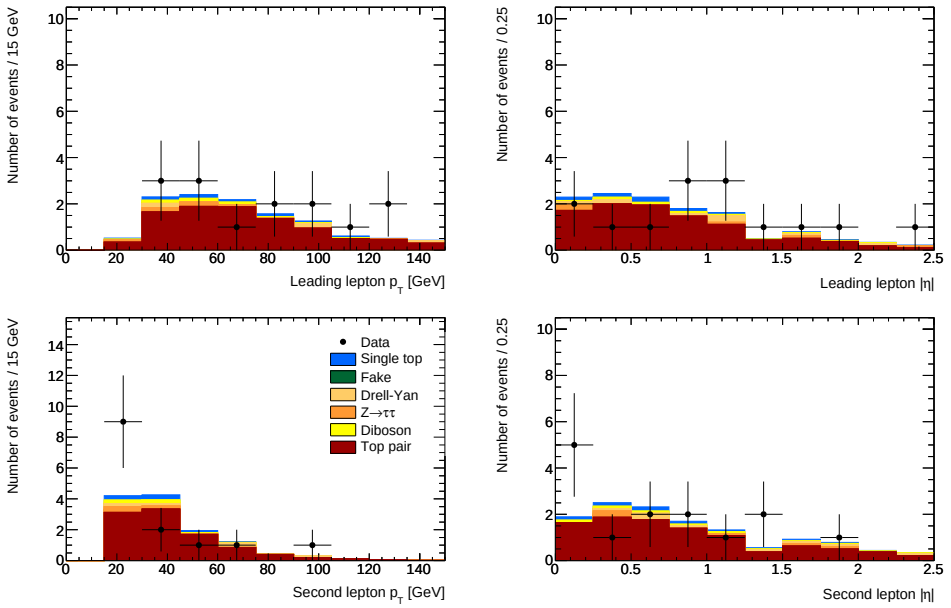


FIGURE 5.6: Distribution en p_T et η des leptons dans le lot préselectionné pour le canal ee.

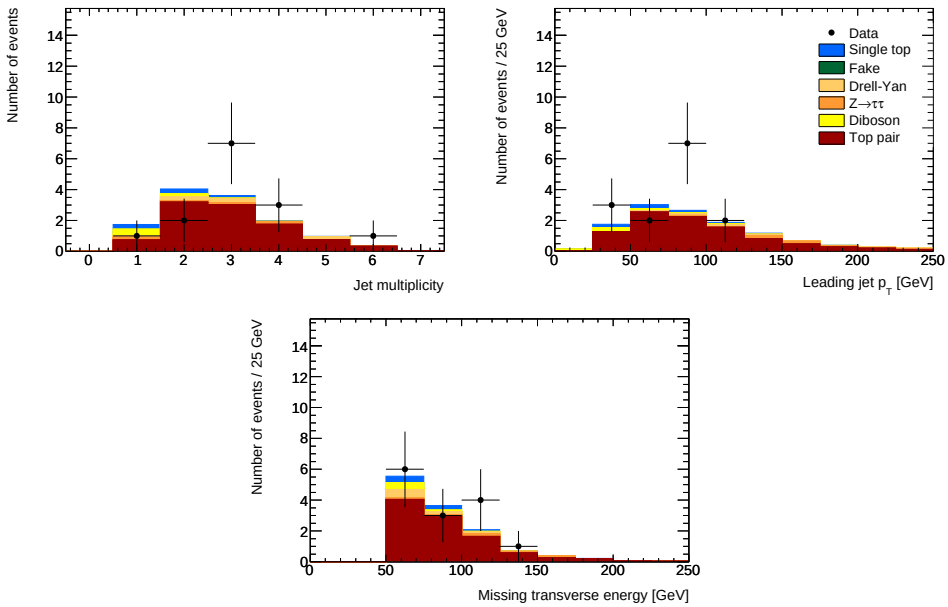


FIGURE 5.7: Multiplicité en jet, p_T du jet de plus haut p_T, et énergie transverse manquante dans le lot préselectionné pour le canal ee.

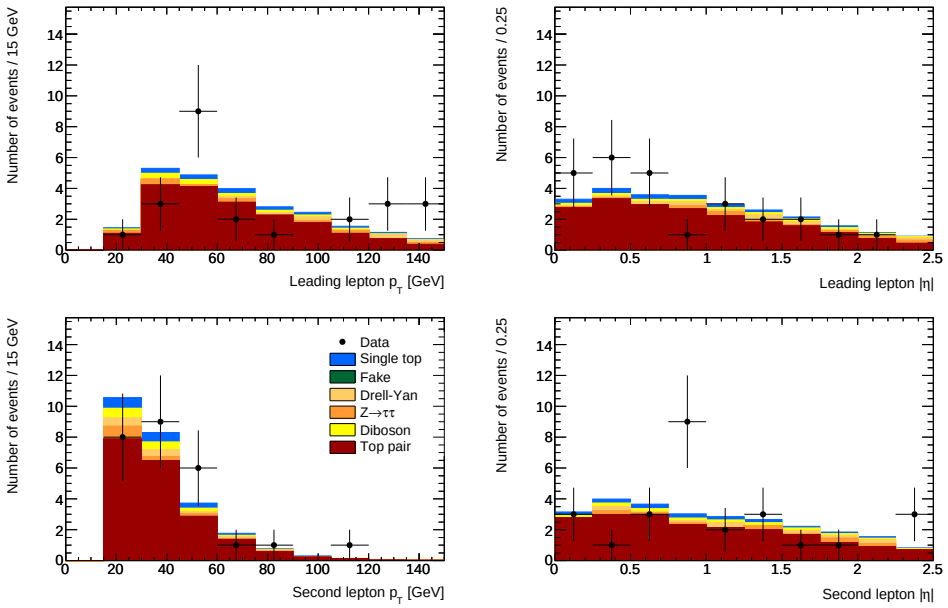


FIGURE 5.8: Distribution en p_T et η des leptons dans le lot préselectionné pour le canal $\mu\mu$.

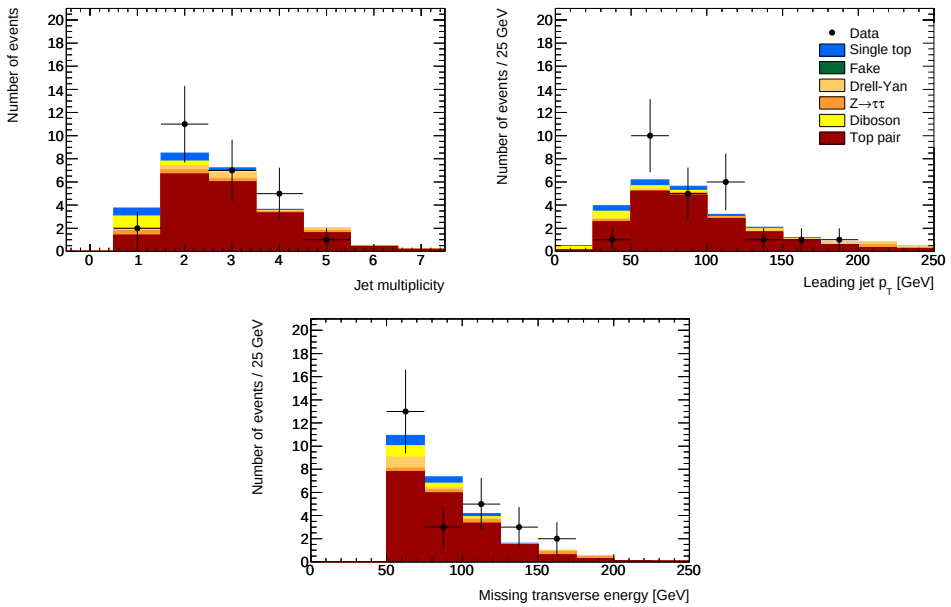


FIGURE 5.9: Multiplicité en jet, p_T du jet de plus haut p_T, et énergie transverse manquante dans le lot préselectionné pour le canal $\mu\mu$.

5.2 Sélection des événements $W+t$

À la suite de la pre-sélection, le rapport signal sur bruit est de 8 % environ dans tous les canaux et le bruit de fond principal est constitué par le fond $t\bar{t}$ qui correspond à 85 % des événements sélectionnés. Ces événements sont mesurés principalement dans le lot possédant au moins deux jets. Nous déterminerons donc le signal dans les événements ne possédant qu'un seul jet hadronique, et utiliserons le lot d'événements avec au moins 2 jets pour normaliser le fond $t\bar{t}$.

5.2.1 Estimation du fond $t\bar{t}$

Afin d'estimer la contamination provenant des événements $t\bar{t}$, un lot de contrôle de grande pureté en processus $t\bar{t}$ est utilisé. Les événements qui passent la pré-sélection et qui possèdent au moins 2 jets de moment transverse supérieur à 20 GeV sont conservés pour la création du lot de contrôle. Le tableau 5.4 reporte les événements attendus après sélection. Les événements Drell-Yan et faux leptons sont bien entendu estimés directement dans les données à l'aide des méthodes présentées dans le paragraphe 5.1.

Ce lot de données est très pur en événements $t\bar{t}$ qui composent 85 % des événements sélectionnés. Les nombres d'événements sélectionnés dans la simulation et dans les données sont compatibles (92 données contre 85.8 dans la simulation). Les formes des distributions cinématiques (E_T^{miss},H_T^{jets},$\Delta\phi(l_1,l_2)$, etc ...) sont présentées dans la figure 5.10 et révèlent aussi un bon accord.

process	$e\mu$	ee	$\mu\mu$	$ee + \mu\mu$
$t\bar{t}$	45.6 ± 0.5	9.3 ± 0.2	18.2 ± 0.3	27.5 ± 0.4
$w + t$	2.6 ± 0.1	0.6 ± 0.05	1.2 ± 0.1	1.8 ± 0.1
$dy(ee)$	negl.	$0.2^{+0.5}_{-0.3}$	negl.	$0.2^{+0.5}_{-0.3}$
$dy(\mu\mu)$	negl.	negl.	$1.4^{+1.0}_{-0.8}$	$1.4^{+1.0}_{-0.8}$
$Z \to \tau\tau$	2.9 ± 0.5	0.3 ± 0.2	0.8 ± 0.3	1.1 ± 0.4
Dibosons	1.4 ± 0.1	0.3 ± 0.05	0.5 ± 0.0	0.8 ± 0.1
Fake	0.7 ± 0.9	0.0 ± 0.05	0.3 ± 0.3	0.3 ± 0.3
Total Non-$t\bar{t}$	7.6 ± 1.0	1.4 ± 0.5	$4.2^{+1.1}_{-0.9}$	$5.6^{+1.2}_{-1.0}$
Total Expected	53.2± 1.1	10.7± 0.5	$22.4^{+1.1}_{-1.0}$	$33.1^{+1.3}_{-1.1}$
Observed	55	13	24	37

TABLE 5.4: Nombre d'événement après la sélection 2j+. Le fond Drell-Yan est estimé à l'aide de la méthode ABCD et les événements *faux lepton(s)* sont estimés par la méthode de la matrice.

Cet échantillon de données est utilisé afin de dériver un facteur correctif pour la normalisation des événements $t\bar{t}$ défini par :

$$SF_{t\bar{t}} = \frac{N^{data} - N^{MC}_{non\ t\bar{t}}}{N^{MC}_{t\bar{t}}} \tag{5.22}$$

où N^{data}, $N^{MC}_{non\ t\bar{t}}$ et $N^{MC}_{t\bar{t}}$ correspondent respectivement aux nombres d'événements de données sélectionnées, aux événements non-$t\bar{t}$ prédits par la simulation, et aux événements $t\bar{t}$ sélectionnés dans le Monte Carlo. Afin de tenir compte du manque de connaissance sur la normalisation des processus non-$t\bar{t}$, différentes sources d'incertitude sont introduites dans la mesure du facteur correctif : nous considérons une erreur théorique de 24 % sur la section efficace des événements $Z(\to \tau\tau) + jets$; 20 % sur la section efficace des événements WW/WZ/ZZ ; pour les événements W+t une erreur théorique de 100% est prise en compte. Pour les événements faux leptons, l'erreur considérée est celle issue de la méthode de la matrice. L'erreur sur le nombre d'événements $Z \to (ee, \mu\mu)$+jets, est obtenue grâce à la méthode ABCD. Les valeurs extraites pour tous les canaux sont compatibles entre elles mais souffrent du manque de statisque dans le lot de contrôle. Après avoir vérifié la compatibilité des résultats entre les différents canaux, un facteur correctif global pour les événements $t\bar{t}$ est obtenu en combinant tous les états finaux (ee,$e\mu$,$\mu\mu$) :

$$SF_{t\bar{t}} = 1.083 \pm (0.13_{\text{stat}} \oplus 0.09_{\text{theo}} \oplus 0.009_{\text{MC stat}}) \tag{5.23}$$

Les erreurs notées sont respectivement l'erreur due à la statistique limitée de notre échantillon de données (Stat), celle associée à l'incertitude sur les sections efficaces autres que $\sigma_{t\bar{t}}$ (Theo), et celle due à la limitation statistique des différents lots de simulation utilisés (MC stat).

Les sources d'erreurs systématiques sur la mesure de $SF_{t\bar{t}}$ sont principalement les sources d'erreur pouvant faire changer la multiplicité en jet des différents événements dileptoniques. Ainsi, les erreurs dues aux radiations de gluons dans les

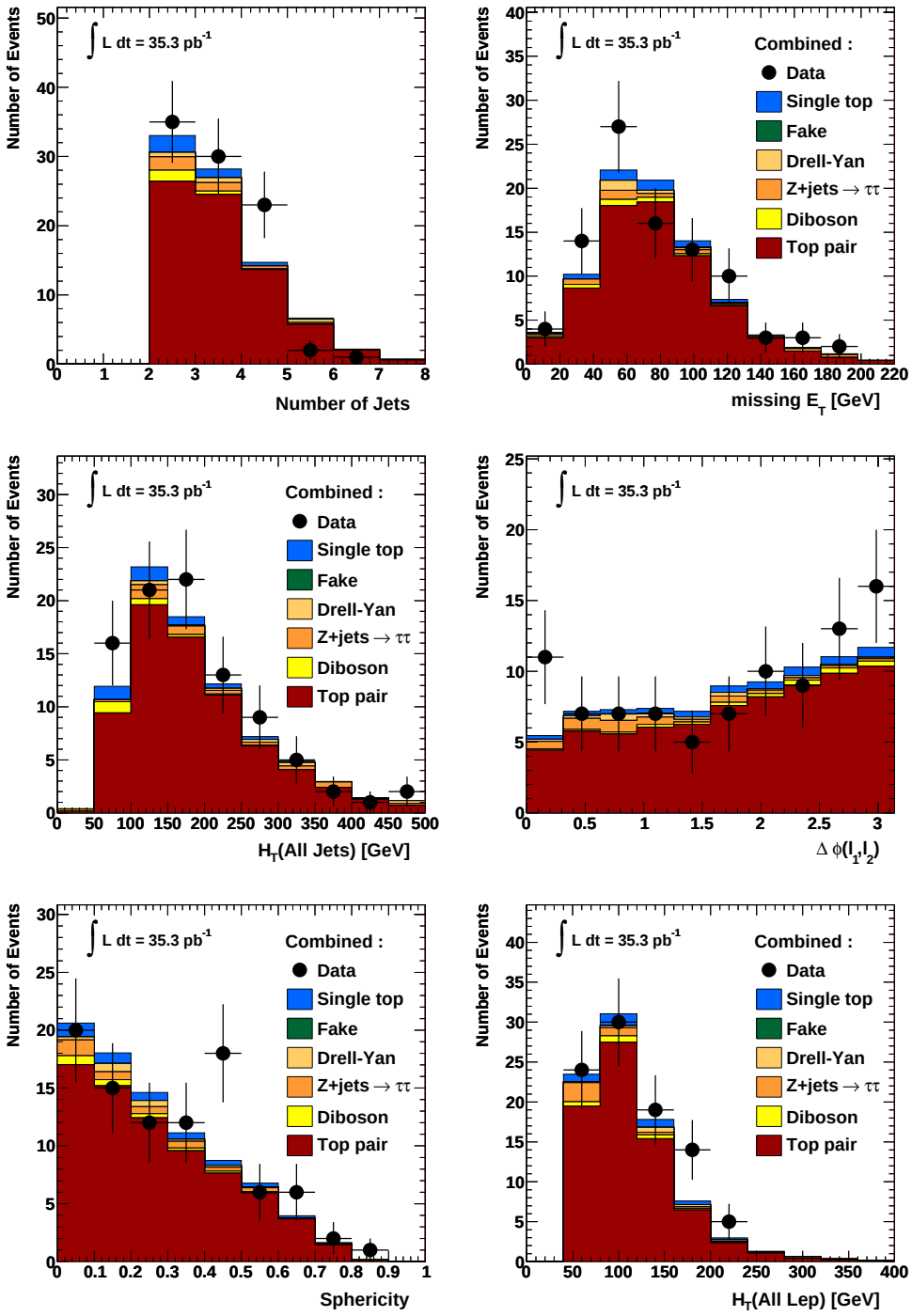


FIGURE 5.10: Variables discriminantes de la sélection 2 jets et plus dans l'état final combiné $e\mu, \mu\mu$ et $e\mu$ pour 35.3 pb^{-1} (de gauche à droite) : $N(jet)$, E_T^{miss}, $H_T jets$, $H_T leptons$, $\Delta\phi(l_1, l_2)$, $Sphericity$ and $H_T(leptons)$

états finaux (FSR) et initiaux (ISR) ainsi que sur la mesure de l'énergie des jets (JES) ont été prises en compte pour la mesure de $SF_{t\bar{t}}$. Nous trouvons une incertitude associée de 1 % aux ISR et de 2 % pour les FSR. L'impact de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets est de 4 % sur le facteur correctif. Les impacts de l'incertitude sur $SF_{t\bar{t}}$ due à l'échelle d'énergie des leptons, à l'efficacité d'identification des leptons, aux générateurs et aux modèles d'hadronisation ont aussi été estimés mais sont trouvés négligeables et ne sont donc pas pris en compte ici. Finalement, la valeur obtenue pour la mesure de $SF_{t\bar{t}}$ est :

$$SF_{t\bar{t}} \;=\; 1.083 \pm 0.16_{\text{stat+theo}} \pm 0.04_{JES} \pm 0.02_{ISR/FSR} \tag{5.24}$$

L'erreur sur le facteur correctif est supérieure à l'erreur théorique sur la production paires de quark top. Il est cependant conservé puisqu'il permet de réduire notre dépendance envers la simulation.

5.2.2 Sélection des événements de signal

Suite à la pré-sélection le bruit de fond majeur est le fond paires de quark top notamment à cause d'une topologie très proches de la voie-W+t. En effet, les événements $t\bar{t}$ dans leur canal dileptonique possèdent deux leptons de haut moment transverse, une grande énergie transverse manquante et deux jets de quark b. La seule différence notable entre ce processus et notre signal est la multiplicité en jets qui tend à être plus grande dans les événements $t\bar{t}$ que dans la production associée W+t. Dans le but de réduire ce fond, une sélection simple est appliquée : seuls les événements qui possèdent exactement 1 jet sont conservés. Cette coupure conserve environ 45 % de notre signal et supprime près de 95 % du fond $t\bar{t}$. La perte d'acceptance des événements W+t vient principalement des contributions des ISR/FSR qui tendent à augmenter la multiplicité en jet de ces processus. Les événements dibosons sont moins sensibles à cette coupure puisque les jets dans leur cas proviennent principalement de radiations de gluons de faibles moments transverses en moyenne. La contribution des événements contenant des faux leptons et Drell-Yann sont déterminées par les méthodes de la matrice et ABCD respectivement. Pour la normalisation des événements $t\bar{t}$ le facteur correctif obtenu dans le paragraphe 5.2.1 est utilisé afin de corriger la normalisation de ce processus.

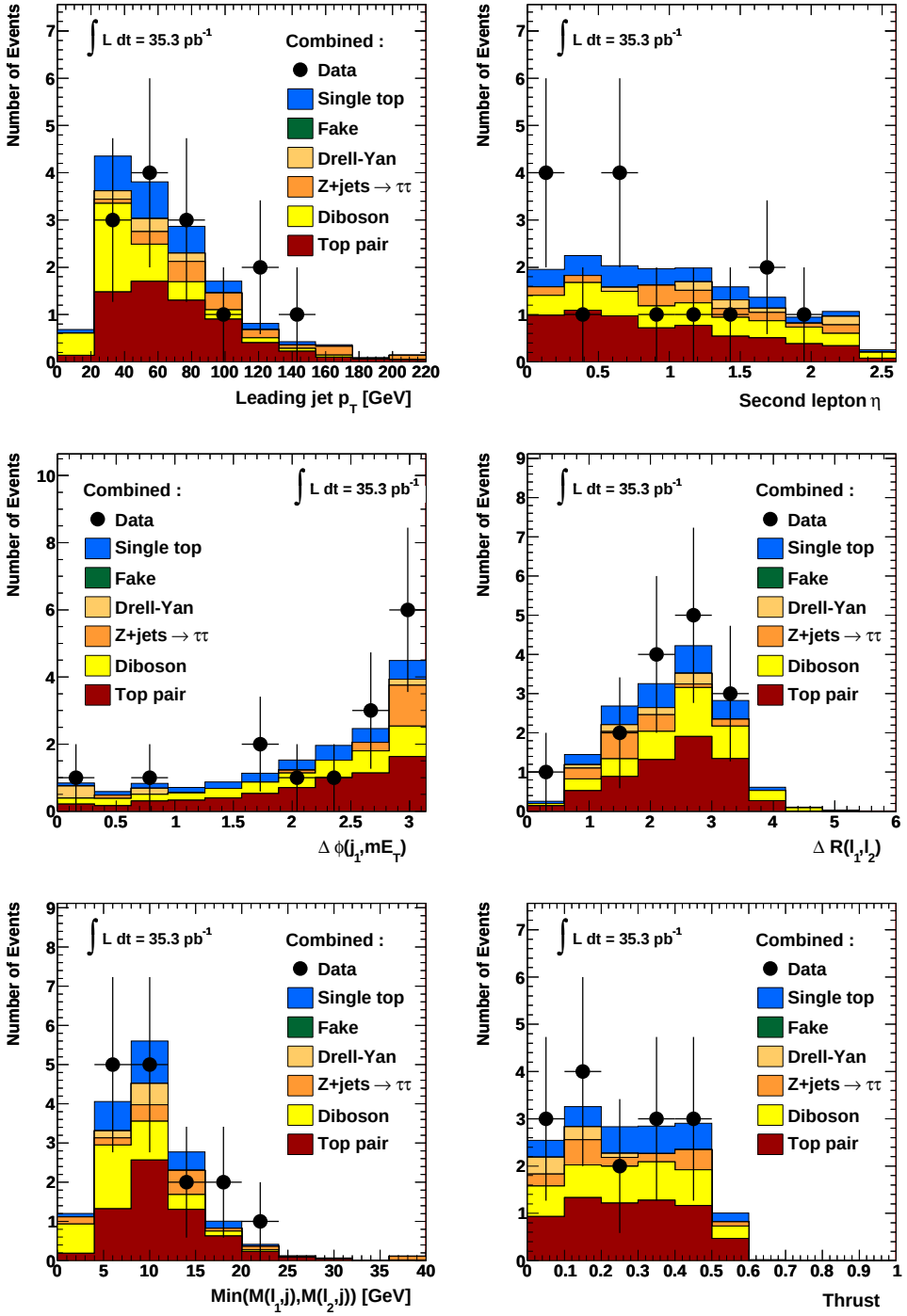


FIGURE 5.11: Distribution pour les canaux combinés $ee + \mu\mu + e\mu$. De gauche à droite : p_T du jet de plus haut p_T, $\eta(l_2)$, $\Delta\Phi(jet, mET)$, $\Delta R(l_1, l_2)$, $Min(M_{l1j}, M_{l2j})$, $Thrust$

Les nombres d'événements attendus après sélection dans le canal à un jet sont reportés dans la tableau 5.5.

Process	$e\mu$	ee	$\mu\mu$
Wt	1.7 ± 0.5	0.3 ± 0.1	0.8 ± 0.2
$t\bar{t}$	$3.9^{+1.6}_{-1.5}$	0.9 ± 0.4	1.6 ± 0.6
$Z \to ee$	—	$0.0^{+0.3}_{-0.1}$	—
$Z \to \mu\mu$	—	—	$0.7^{+0.5}_{-0.4}$
$Z \to \tau\tau$	$1.1^{+0.5}_{-0.6}$	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.3
Diboson	2.5 ± 0.5	0.4 ± 0.1	1.0 ± 0.3
Faux leptons	0.0 ± 0.2	0.0 ± 0.1	0.0 ± 0.4
Total Background	$7.5^{+1.9}_{-2.1}$	$1.5^{+0.5}_{-0.4}$	$3.7^{+1.1}_{-1.0}$
Total Expected	$9.2^{+2.3}_{-2.5}$	$1.8^{+0.6}_{-0.5}$	4.5 ± 1.2
Observed	12	1	2

TABLE 5.5: Nombre d'événements prédits et observés après la sélection. Les événements $Z \to ee$,$Z \to \mu\mu$ sont obtenus par une méthode ABCD ; le fond "faux leptons" est obtenu par une méthode de la matrice. Le fond $t\bar{t}$ est obtenu par la simulation puis corrigé par un facteur correctif calculé dans le lot possédant au moins 2 jets (voir texte). Les erreurs incluent les sources d'incertitude systématiques et statistiques.

Après la sélection, le nombre d'événements attendus pour la production associée W+t est de 2.8±0.2 tandis que le nombre attendu de bruit de fond est de 12.6±2. La simulation et l'expérience sont en bon accord puisque 15 événements de données sont sélectionnés contre 15.6 attendus. De plus, comme le montre la figure 5.11, malgré la faible statistique un accord acceptable est trouvé sur les formes des variables de base lorsque nous combinons tous les états finaux ee,$e\mu$,$\mu\mu$. Le rapport signal sur bruit est multiplié par 3 après purification de notre lot pré-sélectionné passant de 8 à 22% et la significativité statisque associée est de $S/\sqrt{B} = 0.79$.

5.3 Mesure de la section efficace W+t

Une sélection robuste a été mise en place afin de lutter contre les bruits de fond principaux, et il est maintenant possible de mesurer la section efficace de production W+t. Cette procédure est définie en trois étapes : l'extraction de la section efficace, l'estimation de l'impact des sources d'erreur systématique et leur inclusion dans la mesure de la section efficace.

5.3.1 Extraction de la section efficace

Une mesure de section efficace est une expérience de comptage qui peut être définie comme :

$$\sigma_{Wt} = \frac{N^{obs} - B}{\epsilon_s \times L} \tag{5.25}$$

avec N^{obs} le nombre d'événement recueillis après sélection des données, B le nombre d'événements de bruit de fond attendu provenant des simulations et des différentes technniques utilisant les données, L la luminosité intégrée et ϵ l'efficacité de sélection du signal mesurée à partir des simulations. Lorsque nous définissons la différence $N^{obs} - B$, nous interprétons le nombre d'événement en trop comme la contribution due au signal. L'équation (5.25) ne peut cependant pas être utilisée en l'état puisqu'elle ne permet pas de combiner plusieurs canaux indépendants. A la place, une étude de maximum de vraisemblance est utilisée afin d'extraire la section efficace. Le paramètre N^{obs} est issu d'une expérience de comptage, or la probabilité pour qu'un événement k soit sélectionné par un jeu de coupure est donnée par une loi binomiale de paramètre p_k :

$$P(X = x) = \begin{cases} p_k & si \;\; x \;=\; 1 \\ 1 - p_k & si \;\; x \;=\; 0 \\ 0 & sinon \end{cases} \tag{5.26}$$

avec $x = 1$ si l'événement passe la sélection et $x = 0$ dans le cas contraire, et p_k qui représente la probabilité de l'événement k d'être sélectionné.
Le nombre d'événements observés N^{obs} est alors défini par la somme :

$$N^{obs} = \sum_{k=1}^{N} X_k \tag{5.27}$$

avec X_k des variables aléatoires de Bernoulli indépendantes. Son espérance statistique est :

$$N^{pred} = E[N^{obs}] = \sum_{k=1}^{N} p_k \tag{5.28}$$

Nous savons, grâce à l'inégalité de Le Cam [84], que la somme d'un grand nombre de variables de Bernouilli tend vers une loi de poisson de paramètre N^{pred}. La probabilité d'observer N^{obs} événements quand N^{pred} sont attendus est alors décrit par la loi de poisson :

$$P(X = N^{obs}) = e^{-N^{pred}} \frac{(N^{pred})^{N^{obs}}}{N^{obs}!} \tag{5.29}$$

Dans le cadre de l'analyse de la production $W+t$, la variable N^{pred} peut être déterminée en sommant les contributions des différents bruits de fond mesurées dans la simulation ou directement dans les données (B) et de la contribution recherchée du signal (σ_{Wt}) :

$$N^{pred} \;\; = \;\; L \times (\sigma_{Wt} \times \epsilon_S) + B \tag{5.30}$$

En supposant que les bruits de fonds sont bien décrits dans la simulation, nous voyons que N^{pred} ne possède qu'un seul paramètre libre qui est la valeur de la section efficace de production associé W+t. Il est donc possible de définir une fonction de vraisemblance de paramètre libre σ_{Wt} :

$$L(D|\sigma_{Wt}) = P(N^{obs}, N^{pred}(\sigma_{Wt})) = e^{-N^{pred}(\sigma_{Wt})} \frac{N^{pred}(\sigma_{Wt})^{N^{obs}}}{N^{obs}!} \tag{5.31}$$

qui est extensible à plusieurs canaux en :

$$L(D|\sigma_{Wt}) = \prod_{c=1}^{N_{canaux}} e^{-N_c^{pred}(\sigma_{Wt})} \frac{N_c^{pred}(\sigma_{Wt})^{N_c^{obs}}}{N_c^{obs}!} \tag{5.32}$$

On note $\hat{\sigma}_{Wt}$ la valeur de σ_{Wt} qui maximise la fonction de vraisemblance. Elle correspond à la valeur de section efficace la plus compatible entre notre modèle de signal et les données. $\hat{\sigma}_{Wt}$ est appelé estimateur de maximum de vraisemblance et il correspond à la valeur centrale mesurée pour σ_{Wt}.

En utilisant les propriétés des fonctions de maximum de vraisemblance, il est possible de définir les erreurs statistiques sur l'estimateur $\hat{\sigma}_{Wt}$. La valeur de l'estimateur de maximum de vraisemblance est invariant par composition de la fonction de vraisemblance de laquelle il est issu avec une fonction monotone. (Il est donc possible de changer la fonction de vraisemblance sans en changer ses propriétés prédictives). En realisant un développement de Taylor proche de la valeur de $\hat{\sigma}_{Wt}$ de la fonction $\ln L(D|\sigma_{Wt})$ nous obtenons le résultat suivant :

$$\begin{aligned} \ln L(D|\sigma_{Wt}) &= \ln L(\hat{\sigma}_{Wt}) + \left[\frac{\partial \ln L}{\partial \sigma_{Wt}}\right]_{\sigma_{Wt}=\hat{\sigma}_{Wt}} (\sigma_{Wt} - \hat{\sigma}_{Wt}) \\ &\quad + \frac{1}{2!}\left[\frac{\partial^2 \ln L}{\partial \sigma_{Wt}^2}\right]_{\sigma_{Wt}=\hat{\sigma}_{Wt}} (\sigma_{Wt} - \hat{\sigma}_{Wt})^2 + ... \end{aligned} \tag{5.33}$$

Comme nous l'avons signalé plus tôt $\hat{\sigma}_{Wt}$ correspond au maximum de la fonction de vraisemblance, nous avons donc $\ln L(\hat{\sigma}_{Wt}) = \ln L_{max}$ un extremum qui correspond à $\frac{\partial \ln L}{\partial \sigma_{Wt}} = 0$. En utilisant les propriétés de la borne RCF [85] sur les variances des estimateurs de maximum de vraisemblance et en ignorant les termes d'ordre supérieur à $\hat{\sigma}_{Wt}^2$ nous pouvons réécrire l'équation 5.33 comme :

$$\ln L(D|\sigma_{Wt}) = \ln L_{max} - \frac{(\sigma_{Wt} - \hat{\sigma}_{Wt})^2}{2\sigma_{\hat{\sigma}_{Wt}}^2} \tag{5.34}$$

Dans la limite des grands ensembles, la fonction de vraisemblance suit un comportement gaussien de valeur moyenne $\hat{\sigma}_{Wt}$ et de variance $\sigma_{\hat{\sigma}_{Wt}}^2$. Nous pouvons donc réécrire la fonction de vraisemblance en terme de N déviations standard :

$$\ln L(\sigma_{Wt} \pm N\sigma_{\hat{\sigma}_{Wt}}) = \ln L_{max} - \frac{N^2}{2} \tag{5.35}$$

Si nous définissons le rapport de fonction de vraisemblance :

$$\lambda(\sigma_{Wt}) = \frac{\ln L(D|\sigma_{Wt})}{\ln L_{max}} \tag{5.36}$$

il est aisé de définir les bornes d'erreur statisque à $\pm 1\sigma$ sur $\hat{\sigma}_{Wt}$ comme étant les intersections de $\lambda(\sigma_{Wt})$ avec la courbe $\ln L = 1/2$. Il est à noter que même si la fonction de vraisemblance n'est pas gaussienne cette propriété est toujours exacte [86].
Nous obtenons ainsi pour la mesure de la section efficace :

$$\sigma_{Wt} = 11.2^{+19.5}_{-16.3} \text{ pb (stat only)} \tag{5.37}$$

Il reste maintenant à estimer l'impact des différentes sources d'incertitude qui peuvent venir entacher cette mesure.

5.3.2 Incertitudes systématiques

Nous avons, dans la section précédente, mesuré la section efficace de notre processus de production associée W+t et déterminé les erreurs statisques correspondantes. Cependant, il existe d'autres sources d'incertitude qui peuvent faire varier le nombre attendu d'événements de signal et de bruit de fond et donc le terme N^{pred} dans l'équation 5.32. Cela a pour effet de dégrader la mesure de section efficace. Cette section décrit l'origine et l'amplitude de ces sources d'erreurs systématiques qui viennent entacher notre mesure.

5.3.2.1 Mesure de la luminosité intégrée

La mesure de la luminosité intégrée est un ingrédient crucial pour notre analyse puisque le nombre d'événements de simulation passant notre sélection est directement proportionnel à la luminosité intégrée.
La mesure de la luminosité est réalisée à l'aide de scans de Van-der-Meer, décrit dans la section 2.1.2, et l'erreur associée à cette mesure pour l'année 2010 est de 3.2 %. Cette erreur n'est pas appliquée aux processus Drell-Yan, faux leptons et $t\bar{t}$ puisqu'ils sont mesurés directement dans les données.

5.3.2.2 Modélisation de l'empilement des événements de données

La présence d'événements sous-jacents lors d'une interaction provoque une augmentation du taux d'occupation général des calorimètres et du trajectographe interne. Ceci peut affecter la mesure des énergies des jets, des électrons et donc de la E_T^{miss}. La quantité d'événements superposés est directement liée au profil de luminosité intégrée de la machine et varie donc en fonction de la période de prise de données. En pratique l'empilement des événements de données n'est que partiellement connu lors de la campagne de simulation des événements. C'est pourquoi, une repondération, notamment basée sur le nombre de vertex primaires reconstruits, permet de faire correspondre les événements sous jacents de la simulation avec ceux mesurés dans les données.
Lors de la campagne de prise de données de 2010, la simulation et les données sont en bon accord et aucune repondération n'est appliquée. Cependant, il est possible de tenir compte des légères différences tout de même observées en comparant notre simulation produite avec un nombre constant d'événements de biais minimum (2.2 événements de biais minimum en moyenne superposés aux

processus durs), avec une simulation repondérée sur le profil de luminosité des données. La différence entre les nombres événements sélectionnés pondérés et non pondérés est prise comme incertitude.

5.3.2.3 Mesure d'énergie des électrons

L'échelle d'énergie des électrons est un facteur correctif qui permet de corriger la mesure de l'énergie des électrons afin de tenir compte de différents effets de radiation et de reconstruction (pertes longitudinales, dépôts en amont des calorimètres, ...). Si cette correction est mal connue, l'énergie des électrons est mal reproduite dans la simulation et un biais sur la mesure de l'acceptance des différents processus peut apparaître. Cette correction est mesurée directement dans les données à partir du pic de masse du boson Z :

$$E_{new} = \frac{E}{1 + \alpha(E, \eta)} \tag{5.38}$$

où E est l'énergie mesurée par les calorimètres d'ATLAS, E_{new} est l'énergie après correction et α est le facteur correctif à l'énergie. Le paramètre α n'est pas connu parfaitement et des études systématiques ont été menées afin d'estimer l'erreur sur α en fonction de p_T et η. Les valeurs de ces corrections sont discutés dans la section 3.
Afin de tenir compte de cette source d'erreur sur notre selection dilepton, la sélection est appliquée à deux lots de simulation avec une énergie des électrons corrigée de $\alpha \pm \sigma_\alpha$. La différence entre les nombres d'événements sélectionnés dans les cas $+\sigma_\alpha$ et $-\sigma_\alpha$ sur le nombre d'événements sélectionnés avec une valeur centrale de α est prise comme erreur systématique.

5.3.2.4 Résolution sur l'énergie des électrons

Il a été montré que même après la correction de l'énergie des électrons des différences de formes sur le pic de masse du boson $Z \to ee$ sont encore présentes. Ce désaccord est attribué à la mauvaise estimation de la résolution en énergie des électrons. Afin de réduire les différences entre la simulation et les données, une correction de la résolution en énergie des électrons est mesurée directement dans les données à l'aide des événements $Z \to ee$. La méthode d'estimation de la résolution est décrite dans la section 3 et les valeurs mesurées du terme constant de la résolution ainsi que ses erreurs sont reportés dans le tableau 3.2.

Aucune dégradation de la résolution n'est appliquée de base dans les simulations mais une erreur systématique est dérivée en comparant l'écart entre les événements sélectionnés dans la simulation nominale et une simulation dégradée en résolution. L'énergie de chaque électron est dégradée de la manière suivante :

$$E_{corr} = E \times (1 + gauss(0, \Delta\sigma_{reso})) \tag{5.39}$$

où E est l'énergie de l'électron mesurée, E_{corr} est l'énergie corrigée et $\Delta\sigma_{reso}$ est l'erreur sur la résolution de l'énergie de l'électron.

5.3.2.5 Résolution sur le moment transverse des muons

La résolution sur l'énergie des muons peut différer entre les données et la simulation notamment à cause d'un mauvais l'alignement du détecteur, des intéractions multiples et de la mauvaise simulation de la quantité de matériel dans ATLAS.
La résolution est mesurée directement sur les données à l'aide d'un fit combiné du pic de masse du boson Z et des différences de courbures des muons dans le spectromètre à muons et dans le trajectographe interne à l'aide des événements $W \to \mu\nu$ (voir section 3). Des paramétrisations de la résolution et son erreur sont ensuite produites en fonction de la pseudo-rapidité afin de tenir compte des inhomogénéité du détecteur et de p_T.
La correction sur l'impulsion des muons combinés prend alors la forme :

$$p'_T(CB) = p_T(CB)\left(1 + \frac{\frac{\Delta(\mathrm{SM})}{\sigma^2(\mathrm{SM})} + \frac{\Delta(\mathrm{ID})}{\sigma^2(\mathrm{ID})}}{\frac{1}{\sigma^2(\mathrm{SM})} + \frac{1}{\sigma^2(\mathrm{ID})}}\right) \tag{5.40}$$

Afin d'estimer l'impact de la connaissance de résolution des muons sur notre analyse, de nouveaux lots de simulation sont créés en utilisant des valeurs de correction de la résolution en l'impulsion transverse des muons pour le spectromètre à muon (Δ(SM)) et le détecteur interne (Δ(ID)) décalées de $\pm 1\sigma_{ID/SM}$ par rapport à leur valeur centrale. La sélection dileptonique est alors appliquée sur les lots $+1\sigma_{ID/SM}$ et $-1\sigma_{ID/SM}$, et la différence du compte d'événements entre les deux cas est prise comme une erreur sur l'acceptance des différents processus.

5.3.2.6 Identification et déclenchement des muons

Les valeurs sur l'efficacité de reconstruction et de déclenchement des muons sont obtenus à l'aide de la technique "Tag and Probe" décrite dans la section 3. Ces mesures souffrent de sources d'erreur systématiques et les efficacités ne sont pas parfaitement connues. Afin de tenir compte de notre méconnaissance sur ces efficacités, les sélections dileptoniques sont appliquées à des événements dont les efficacités de sélection de reconstruction et de déclenchement des muons sont augmentées ou réduites de $\pm 1\sigma_{\epsilon_\mu}$ par rapport à leur valeur nominale. La perte ou l'augmentation de l'efficacité de sélection d'un événement est codée dans un poids appliqué à l'événement qui est fonction du nombre de muons de l'événement, de leur pseudo-rapidité et de leur moment transverse. L'écart $\Delta N = |\sum_i w_i^{\epsilon_\mu+\sigma_{\epsilon_\mu}} - \sum_i w_i^{\epsilon_\mu-\sigma_{\epsilon_\mu}}|$ entre les nombres d'événements sélectionnés des deux lot pondérés est alors inclu comme erreur systématique.

5.3.2.7 Echelle d'énergie des jets

Comme il l'a été décrit dans la section 3, la restitution de l'échelle partonique des jets dans ATLAS est réalisée grâce au schéma (EM+JES). Ce schéma permet de passer de l'énergie du jet telle qu'elle est mesurée dans ATLAS à l'énergie du parton qui a initié le jet reconstruit. La correction permet de corriger trois

effets principaux, et l'énergie des jets peut être réécrite comme :

$$p_T^{calibrated} = \mathcal{C}(E - \mathcal{O}, \eta) \times V(p_T - \mathcal{O}) p_T^{EMscale} \tag{5.41}$$

où $\mathcal{O}$ est une la correction à l'empilement des données, $V(p_T)$ corrige de la position et de la direction des jets afin que ceux-ci pointent bien vers le vertex primaire et $\mathcal{C}(E, \eta)$ est une correction Monte Carlo qui corrige des effets phénoménologiques et détecteurs. L'erreur sur la JES est paramétrisée en fonction de (p_T,η) comme il est décrit dans la section 3. Lors de la prise de donnée de 2010, l'incertitude sur la JES varie entre 2 et 4.5 % dans le tonneau ; 2 et 6.5 % dans les bouchons ; et entre 2 et 12 % dans les calorimètres avants. Une mauvaise simulation de l'échelle d'énergie des jets conduit directement à un biais sur la mesure de l'énergie des jets et de l'énergie transverse manquante et donc à un biais sur l'acceptance de nos processus. Afin de tenir compte de ces effets, de nouveaux lots de simulation sont générés avec une valeur décalée de $\pm 1\sigma$ de la correction JES. Les valeurs de l'énergie transverse manquante sont elles aussi changées en fonction des nouvelles impulsions transverses des jets. L'erreur sur l'acceptance de nos différents processus est alors mesurée comme :

$$\Delta^{JES} = \frac{|N^+ - N^-|}{N^{central}} \tag{5.42}$$

où Δ^{JES} est l'erreur relative sur le nombre d'événements sélectionnés, N^+ correspond au nombre d'événements sélectionnés avec une valeur de l'échelle d'énergie des jets décalée de $+1\sigma_{JES}$,N^- correspond au nombre d'événements sélectionnés avec une valeur de l'échelle d'énergie des jets décalée de $-1\sigma_{JES}$ et $N^{central}$ est le nombre d'événements sélectionnés avec une valeur de l'échelle d'énergie des jets centrale.

5.3.2.8 Résolution en énergie des jets

Afin de simuler correctement la résolution de l'énergie des jets dans le détecteur ATLAS, il est nécessaire de connaitre au mieux l'hadronisation des jets, les dépôts d'énergie laissés par les événements sous-jacents et la réponse du détecteur. Tous ces effets ne sont pas parfaitement connus et la résolution en énergie des jets est trouvée meilleure dans la simulation que dans les données. Afin de tenir compte de cet effet, la résolution sur la mesure de l'énergie des jets est dégradée volontairement dans la simulation. Nous construisons donc de nouvelles simulations avec des impulsions transverses dégradées pour chaque jet, tels que :

$$p_T^{smeared} = \text{Gauss}(p_T, \sqrt{(\sigma_{reso}(\eta) + \Delta\sigma_{reso}(\eta))^2 + \sigma_{reso}(\eta)^2)}) \tag{5.43}$$

où Gauss est une gaussienne centrée sur l'impulsion transverse du jet (p_T), et de variance $\sqrt{(\sigma_{reso} + \Delta\sigma_{reso})^2 + \sigma_{reso}^2}$ avec $\sigma_{reso}(\eta)$ la résolution en énergie des jets et $\Delta\sigma_{reso}(\eta)$ son erreur associée qui dépendent tous deux de la pseudo-rapidité du jet reconstruit et qui sont calculées directement dans les données.
La différence des acceptances entre les événements provenant de lots de simulation dégradés et non dégradés est prise comme source d'incertitude systématique. L'incertitude associée est de l'ordre de 1% sur les événements sélectionnés.

5.3.2.9 Estimation du fond faux leptons

La normalisation du fond faux leptons est réalisée à partir de la méthode de la matrice introduite dans le paragraphe 5.1.4 et les erreurs liées à la détermination de ce fond sont discutées dans ce même chapitre. Afin de rester conservatif, nous appliquons une erreur de 100 % sur la normalisation de ces processus.

5.3.2.10 Estimation du fond Drell-Yan

Le fond $Z+jets$ est déterminé, pour les états finaux $Z \to ee, \mu\mu$, directement dans les données en utilisant une technique ABCD. Cette mesure est affectée par différentes sources d'incertitude décrites dans la section 5.1.5. Nous prenons l'erreur associée à la méthode ABCD comme erreur sur la normalisation de ce fond.

5.3.2.11 Estimation du fond $t\bar{t}$

Les processus $t\bar{t}$ forment le bruit de fond majeur de notre analyse. Nous mesurons leur normalisation directement dans les données en construisant un facteur d'échelle $SF_{t\bar{t}}$ dans un lot de contrôle puis nous propageons cette valeur à notre zone de signal. La mesure du facteur d'échelle est entachée par plusieurs sources d'incertitude discutées dans le chapitre 5.2.1 dont les principales sont la JES, les ISR/FSR et la statistique du lot de controle.
Afin de propager correctement l'erreur provenant de l'échelle d'énergie des jets sur ce fond particulier, nous utilisons des échantillons Monte Carlo dont les valeurs de JES sont décalées vers le haut ou vers le bas d'une déviation standard puis nous calculons un facteur d'échelle $SF_{t\bar{t}}^{JES\pm}$ pour le lot de simulation décalé (comme il est décrit dans 5.2.1). Nous utilisons ensuite le même échantillon de simulation décalé afin de compter le nombre d'événements $t\bar{t}$ dans les événements à 1 jet ($N_{t\bar{t}}^{JES\pm}$) et nous appliquons le facteur correctif $SF_{t\bar{t}}^{JES\pm}$ sur ce nombre d'événements. La valeur :

$$\frac{\Delta^{JES} N_{t\bar{t}}}{N_{t\bar{t}}^{central}} = \frac{|(N_{t\bar{t}}^{JES+} \times SF_{t\bar{t}}^{JES+}) - (N_{t\bar{t}}^{JES-} \times SF_{t\bar{t}}^{JES-})|}{N_{t\bar{t}}^{central}} \tag{5.44}$$

est prise comme notre erreur associée à l'échelle d'énergie des jets pour les processus $t\bar{t}$. Nous obtenons alors une erreur de 30 % sur les événements $t\bar{t}$ qui passent notre sélection à 1 jet. L'erreur due aux ISR/FSR est obtenue de façon identique et nous obtenons une incertitude de 19 % pour ces phénomènes. L'erreur totale sur la normalisation des événements paires de top est alors prise comme la somme quadratique des contributions à l'incertitude de la JES, des ISR/FSR, des normalisations des processus non top dans le calcul du facteur d'échelle et des erreurs statisques sur $SF_{t\bar{t}}$. Nous obtenons donc :

$$\Delta N_{scaled}(t\bar{t})/N_{scaled}(t\bar{t}) = 30\%_{JES} \pm 19\%_{ISR/FSR} \pm 16\%_{SF} = 39\% \tag{5.45}$$

Après propagation de $SF_{t\bar{t}}$ dans la région de signal et en tenant compte de façon correcte de la JES et des ISR/FSR, nous obtenons une erreur de 40 % sur la normalisation des événements $t\bar{t}$.

Les erreurs prises en compte dans la mesure du facteur correctif paires de quark top sont considérées comme 100% corrélée avec les erreurs utilisées lors de la mesure de la section efficace σ_{Wt}.

5.3.2.12 Normalisation des autres processus du modèle standard

Les nombres d'événements $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$, WW/WZ/ZZsont estimées directement dans le Monte Carlo normalisé à la section efficace du processus. L'erreur sur la section efficace des procesus $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$ est prise comme $\pm(4+8\times n_{jets})\%$, nous considérons 5 % d'erreur sur la section efficace théorique des événements dibosons. Ces erreurs tiennent compte des erreurs sur les PDF, sur la masse du quark top et sur la constante de couplage fort.

5.3.2.13 Choix des générateurs

L'utilisation de deux générateurs Monte Carlo différents peut produire des résultats éloignés. Tous les générateurs Monte Carlo n'utilisent pas les mêmes schémas de renormalisation et ne traitent pas de façon identique les émissions émissions réelles et/ou virtuelles. Ceci peut conduire à des efficacités de sélection différentes dépendantes du générateur utilisé.

L'estimation de l'erreur due à l'utilisation d'un générateur particulier est estimée à l'aide de deux lots de simulation pour les événements $W+t$ et paires de quark top. Les sélections décrites plus tôt sont appliquées à des événements produits à l'aide des générateurs MC@NLO+ Herwig puis à des événements produits à l'aide de Powheg+Herwig. Les efficacités de sélection sont ensuite comparées et la différence d'efficacité entre les deux est considérée comme une erreur systématique.

5.3.2.14 Modèle d'hadronisation et gerbes hadroniques

La QCD perturbative est une théorie qui n'est valide qu'à très courte distance. A longue distance le couplage fort devient de plus en plus grand et une théorie perturbative ne fait plus de sens. Dans ce régime particulier les partons colorés émis lors de l'interaction dure sont transformés en hadrons neutres de couleur à la suite des processus appelés hadronisation et fragmentation.

Des études ont été menées sur ces phénomènes mais notre connaissance de ces processus reste incomplète. C'est pourquoi, afin de quantifier l'erreur provenant de notre méconnaissance sur les processus de fragmentation et d'hadronisation sur l'acceptance de notre signal et de nos bruits de fond, nous comparons les résultats obtenus entre des événements dont les gerbes sont développées par les programmes Herwig et par Pythia séparément. Nous appliquons notre sélection aux deux lots de simulation et nous prenons la différence d'efficacité de sélection comme erreur systématique.

5.3.2.15 Densité de parton

La section efficace de production W+t peut s'écrire comme :

$$\sigma_{Wt} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, Q^2) \bar{f}(x_j, Q^2) \times \hat{\sigma}_{ij \to W+t}(x_i, x_j) \tag{5.46}$$

où x_i est la fraction d'impulsion emportée par le parton i, $f(x_i, \mu^2)$ est la PDF du parton i, $\hat{\sigma}$ est le terme de la section efficace W+t indépendant des pdfs et Q est l'impulsion emportée lors de l'interaction partonique. Il est aisé de voir que le choix d'une paramétrisation particulière pour les PDF influence la section efficace de nos processus mais peut aussi faire varier l'acceptance en changeant les sections efficaces différentielles. Il est donc nécessaire de quantifier notre méconnaissance sur les densités de partons.

La méthode la plus correcte pour l'évaluation de cette erreur est de reproduire l'intégralité des événements simulés avec des jeux de PDF différents et de prendre les différences d'efficacité de sélection comme une erreur systématique. Cependant, cette technique est très couteuse en terme de temps de calcul, c'est pourquoi la communauté PDF4LHC [87] a développée une méthode simple et rapide afin de calculer l'incertitude due aux PDF. Il est possible de remplacer le terme $f(x_i, \mu^2)\bar{f}(x_j, \mu^2)$ dans 5.46 en utilisant un poids (w_a) définie par :

$$w_a = \frac{f_a(x_1, Q^2) \times f_a(x_2, Q^2)}{f_{ref}(x_1, Q^2) \times f_{ref}(x_2, Q^2)} \tag{5.47}$$

où f_{ref} correspond à la PDF de référence utilisée pour la génération des événements et f_a est une paramétrisation alternative. Nous remarquons que si $f_{ref} = f_a$ alors $w = 1$.
Un jeu de PDF donné est défini par une fonctionnelle et plusieurs paramètres libres qu'il est nécessaire de déterminer par l'expérience. Par exemple, la distribution des quarks de valence u dans le jeu de PDF MSTW 2008 est défini par :

$$xu_\mu(x, Q^2) = A_u x^{n1}(1-x)^{n2}(1 + \epsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x) \tag{5.48}$$

où x est la fraction d'impulsion emportée par le quark u et A_u, $n1$, $n2$, γ_u et ϵ_u sont des paramètres libres de MSTW. La paramétrisation nominale est celle qui est trouvée la plus probable dans les données mais il est aussi possible de définir des paramétrisations alternatives en faisant varier successivement chacun des paramètres libres d'une déviation standard. Ces paramétrisations "alternatives" sont moins probables mais restent néanmoins possibles. En considérant le même exemple que pour l'équation 5.48, nous pouvons définir les paramétrisations suivantes pour la PDF du quark u dans MSTW 2008 :

$$\begin{aligned}
(1) \quad xu_\mu(x, Q^2) &= A_u x^{n1}(1-x)^{n2}(1 + \epsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x) \\
(2) \quad xu_\mu(x, Q^2) &= (A_u + \delta A_u) x^{n1}(1-x)^{n2}(1 + \epsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x) \\
(3) \quad xu_\mu(x, Q^2) &= (A_u - \delta A_u) x^{n1}(1-x)^{n2}(1 + \epsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x) \\
(4) \quad xu_\mu(x, Q^2) &= A_u x^{(n1+\delta n1)}(1-x)^{n2}(1 + \epsilon_u\sqrt{x} + \gamma_u x) \\
&\ldots
\end{aligned}$$

où (1) est la paramétrisation nominale et (2), (3), ... sont les paramétrisations alternatives. Nous définissons donc un nombre de poids égal à (2×n parametres)+ 1 qui nous permettent de mesurer l'erreur due à notre jeu de PDF sur un processus donné. Nous calculons pour chaque processus et chaque poids le nombre d'événements attendus avant et après coupures :

$$N_a = \sum w_a \tag{5.49}$$

où N_a est le nombre d'événements attendus après repondération et w_a est le poids de la paramétrisation comme défini dans 5.47. Puis nous calculons :

$$N_a^{pred} = \frac{N_a^{sel}}{N_a^{tot}} \times \sigma \times \mathcal{L} \tag{5.50}$$

Nous pouvons alors calculer l'erreur à 1σ,ΔN, en utilisant une méthode d'estimation des erreurs particulière pour chaque jeu de PDF qui combine tous les N_a^{pred}. En utilisant cette technique de propagation des erreurs, nous pouvons tenir compte à la fois des erreurs sur les paramètres des PDF, mais aussi comparer les différents jeux de PDF existant entre eux.
Dans cette analyse, nous considérons trois jeux de PDF :

- NNPDF avec $1+50\times2$ paramétrisations dont l'erreur sur les ΔN doit être calculée en utilisant une déviation standard ;
- CTEQ 6.6 avec $1+22\times2$ paramétrisations dont l'erreur sur les ΔN doit être calculée en utilisant la méthode de Hessian symétrique ;
- MSTW 2008 avec $1+20\times2$ paramétrisations dont l'erreur sur les ΔN doit être calculée en utilisant la méthode de Hessian assymétrique ;

L'erreur sur les efficacités de sélection de notre signal et de nos bruits de fond est calculée en appliquant tous les poids de tous les jeux de PDF disponible et en prenant :

$$\Delta N = |max(N^{sup}_{NNPDF}, N^{sup}_{CTEQ}, N^{sup}_{MSTW}) - min(N^{inf}_{NNPDF}, N^{inf}_{CTEQ}, N^{inf}_{MSTW})| \tag{5.51}$$

où N est le nombre attendu d'événements signal ou bruits de fond, N^{sup}_{NNPDF} correspond à la valeur supérieur de l'erreur sur N pour NNDPF et N^{inf}_{NNPDF} la valeur inférieure.

5.3.2.16 Radiations de gluons dans l'état initial et final (ISR/FSR)

Il est possible d'observer des radiations de gluons dans tous les processus qui contiennent des objets colorés dans les états initiaux ou finaux. La connaissance théorique sur ces effets est majoritairement contrainte par nos connaissances sur la constante de couplage forte α_s et le "cut-off" QCD. Ces radiations peuvent conduire à de grandes corrections sur nos processus car elles peuvent changer de façon radicale la topologie de nos événements. En effet, la multiplicité en jets de nos processus peut se trouver augmentée ou diminuée, ce qui provoque dans notre cas des migrations d'une topologie à 1 jet vers une topologie à $\geq$2 jets ou 0 jet. Il est important de noter que la quantité d'ISR/FSR augmente avec les énergies mises en jeux et avec le nombre de particules colorées dans le processus

dur. D'après cette assertion, il est naturel de s'attendre à un impact plus grand des ISR/FSR sur les événements $t\bar{t}$ et voie-$W+t$ que sur les événements diboson.

Afin de vérifier l'impact des ISR/FSR sur notre mesure nous utilisons des nouveaux de lot d'événements avec des contributions augmentées ou diminuées en ISR/FSR séparément. Les paramètres qui varient dans les différents lots utilisés sont les énergies maximales transférées par les partons lors des émissions de gluon, la valeur du cut off Λ_{QCD} et l'échelle de renormalisation μ_R. La distinction entre émission dans l'état final et initial est arbitraire puisque les constantes de couplage et les processus physiques sont les mêmes. Cependant, cette distinction peut être particulièrement intéressante pour certains événements comme les dibosons qui ne peuvent pas produire de radiation de gluon dans leur état final. Nous étudions donc de façon séparée les deux phénomènes en appliquant nos sélections à des lots aux contributions en ISR/FSR décalées et en comparant le nombre d'événements qui passent nos sélections aux valeurs nominales.

5.3.2.17 Résultats des estimations des erreurs systématiques

Nous avons déterminé les impacts des erreurs systématiques sur notre lot de données simulées dans le bin 1 jet. Les variations des comptes d'événements pour chaque fond et le signal sont reportés dans les tableaux 5.6, 5.7 et 5.8 :

TABLE 5.6: Variations relatives du nombre d'événements dans le canal $e\mu$ dues aux différentes incertitudes systématiques.

	Wt	$t\bar{t}$	VV	Z$\to\tau\tau$	Drell-Yan	QCD
Jet Energy Scale	$\mp$13.2	$\mp$31.2	$\pm$2.2	$\pm$10.9	–	–
Jet Energy Resolution	$\pm$0.0	$\pm$0.0	$\pm$0.0	$\pm$0.0	–	–
Jet Reconstruction	$\pm$2.0	$\pm$0.0	$\pm$5.0	$\pm$1.0	–	–
Lepton Scale Factor	$\pm$4.0	$\pm$0.0	$\pm$4.0	$\pm$5.2	–	–
Lepton Resolution	$\pm$2.0	$\pm$0.0	$\pm$2.0	$\pm$2.0	–	–
PDF	$+2.6$ -1.4	$+6.4$ -6.3	$+0.7$ -0.7	$+4.8$ -2.6	–	–
ISR/FSR	$\pm$17.0	$\pm$19.0	$\pm$15.0	$\pm$17.0	–	–
MC Generator	$\pm$10.1	–	$\pm$10.1	$\pm$10.1	–	–
Pile up	$\pm$5.0	–	$\pm$5.0	$\pm$5.0	–	–
Normalization to data	–	$+16.0$ -16.0	–	–	–	$+200.0$ -200.0
Normalization to theory	–	–	$\pm$5.0	$\pm$35.0	–	–
Luminosity	–	–	$\pm$3.2	$\pm$3.2	–	–
MC/Data statistics	$\pm$5.9	–	$\pm$4.0	$\pm$25.0	–	–

TABLE 5.7: Variations relatives du nombre d'événements dans le canal $\mu\mu$ dues aux différentes incertitudes systématiques.

	Wt	$t\bar{t}$	VV	Z$\rightarrow \tau\tau$	Drell-Yan	QCD
Jet Energy Scale	$\mp$17.7	$\mp$31.2	$\pm$2.4	$\mp$12.5	–	–
Jet Energy Resolution	$\pm$0.0	$\pm$0.0	$\pm$0.0	$\pm$0.0	–	–
Jet Reconstruction	$\pm$3.0	$\pm$0.0	$\pm$1.0	$\pm$1.0	–	–
Lepton Scale Factor	$\pm$1.9	$\pm$0.0	$\pm$1.9	$\pm$0.0	–	–
Lepton Resolution	$\pm$1.4	$\pm$0.0	$\pm$1.4	$\pm$1.4	–	–
PDF	$^{+1.6}_{-1.1}$	$^{+7.9}_{-5.8}$	$^{+0.9}_{-0.5}$	$^{+3.6}_{-1.6}$	–	–
ISR/FSR	$\pm$17.0	$\pm$19.0	$\pm$15.0	$\pm$17.0	–	–
MC Generator	$\pm$5.7	–	$\pm$5.7	$\pm$5.7	–	–
Pile up	$\pm$1.0	–	$\pm$1.0	$\pm$1.0	–	–
Normalization to data	–	$^{+16.0}_{-16.0}$	–	–	$^{+71.4}_{-57.1}$	$^{+300.0}_{-300.0}$
Normalization to theory	–	–	$\pm$5.0	$\pm$35.0	–	–
Luminosity	–	–	$\pm$3.2	$\pm$3.2	–	–
MC/Data statistics	$\pm$6.0	–	$\pm$0.0	$\pm$50.0	–	–

TABLE 5.8: Variations relatives du nombre d'événements dans le canal ee dues aux différentes incertitudes systématiques.

	Wt	$t\bar{t}$	VV	Z$\rightarrow \tau\tau$	Drell-Yan	QCD
Jet Energy Scale	$\mp$15.1	$\mp$31.2	$\pm$4.9	$\pm$0.0	–	–
Jet Energy Resolution	$\pm$1.5	$\pm$0.0	$\pm$0.0	$\pm$1.0	–	–
Jet Reconstruction	$\pm$2.0	$\pm$0.0	$\pm$5.0	$\pm$1.0	–	–
Lepton Scale Factor	$\pm$5.8	$\pm$0.0	$\pm$6.0	$\pm$10.8	–	–
Lepton Resolution	$\pm$1.4	$\pm$0.0	$\pm$1.4	$\pm$1.4	–	–
PDF	$^{+1.6}_{-1.1}$	$^{+7.9}_{-5.8}$	$^{+0.9}_{-0.5}$	$^{+3.6}_{-1.6}$	–	–
ISR/FSR	$\pm$17.0	$\pm$19.0	$\pm$15.0	$\pm$17.0	–	–
MC Generator	$\pm$5.7	–	$\pm$5.7	$\pm$5.7	–	–
Pile up	$\pm$1.0	–	$\pm$1.0	$\pm$1.0	–	–
Normalization to data	–	$^{+16.0}_{-16.0}$	–	–	$^{+300.0}_{-100.0}$	$^{+100.0}_{-100.0}$
Normalization to theory	–	–	$\pm$5.0	$\pm$35.0	–	–
Luminosity	–	–	$\pm$3.2	$\pm$3.2	–	–
MC/Data statistics	$\pm$3.0	–	$\pm$0.0	$\pm$50.0	–	–

5.3.3 Traitement des erreurs systématique : le profilage

L'impact de chacune des incertitudes systématiques pour la sélection a été estimé, et il est maintenant nécessaire de tenir compte de ces sources d'erreur dans la mesure de la section efficace σ_{Wt}. Il existe plusieurs techniques afin de tenir compte des différentes sources d'erreur systématiques lors d'une mesure de section efficace. Dans cette analyse, un profilage de fonction de vraisemblance est utilisé. Cette technique consiste à étendre la définition de la fonction de vraisemblance de façon à faire intervenir les effets des différentes systématiques via un modèle et les contraindre directement sur les données.

5.3.3.1 Le profilage de la fonction de vraisemblance

Le méthode de profilage de la fonction de vraisemblance consiste à introduire des termes qui représentent les erreurs induites par les différentes sources d'incertitude sur les comptes d'événement via des contributions gaussiennes dans la fonction de vraisemblance 5.32 tels que :

$$L(D|\sigma_{Wt},\theta) = \prod_{c=1} e^{-N_c^{pred}(\sigma_{Wt},\theta)} \frac{N_c^{pred}(\sigma_{Wt},\theta)^{N_c^{obs}}}{N_c^{obs}!} \times \prod_{i=1} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_i} e^{\left(\frac{(\theta_i-\theta_{0,i})^2}{2\delta_i^2}\right)} \tag{5.52}$$

où δ_i correspond à la dispersion mesurée pour l'incertitude systématique i sur les composantes de $N^{pred}(\sigma_{Wt},\theta)$. Les paramètres θ sont appelés paramètres de nuisance et sont maintenant ajustés directement sur les données lors de la minimisation de la fonction de vraisemblance. Ils ne sont en revanche pas totalement libres puisque la partie gaussienne, indépendante du paramètre d'intérêt σ_{Wt}, agit comme une contrainte sur les variations de $N^{pred}(\sigma_{Wt},\theta)$. La valeur de σ_{Wt} qui maximise cette nouvelle fonction de vraisemblance correspond à notre valeur centrale.

De façon analogue à la technique de maximum de vraisemblance, nous pouvons ensuite définir le rapport de fonctions de vraisemblance suivant :

$$\lambda(D|\sigma_{Wt}) = \frac{L(D|\sigma_{Wt},\hat{\hat{\theta}})}{L(D|\hat{\sigma}_{Wt},\hat{\theta})}, \tag{5.53}$$

Le numérateur représente la valeur maximal de la fonction de vraisemblance conditionnelle où la valeur de σ_{Wt} est fixée ; $\hat{\hat{\theta}}$ est l'estimateur de maximum de vraisemblance conditionnel du vecteur de paramètre de nuisance θ. Le dénominateur est lui la valeur maximale de la fonction de vraisemblance, $\hat{\sigma}_{Wt}$ et $\hat{\theta}$ sont donc les maxima de vraisemblance de θ et σ_{Wt}.
Dans la limite asymtotique des grands ensembles, la fonction de vraisemblance suit une loi de χ^2 ce qui implique un comportement polynomial d'ordre 2 pour $-\ln\lambda(\sigma_{Wt})$.
Nous pouvons déterminer les intervalles à $N\sigma$ de niveau de confiance à l'aide de l'expression :

$$\ln L(D|\sigma_{Wt} \pm \sigma_{\hat{\sigma}_{Wt}}) = \ln L(\hat{\sigma}_{Wt},\hat{\theta}) + \frac{N^2}{2} \tag{5.54}$$

Une étude du terme $-\ln\lambda$ peut montrer que l'influence des incertitudes systématiques sur les bornes à $N\sigma_{Wt}$ sera grande si la quantité de bruit de fond est grand et/ou si δ_i est grand.

La mesure faite dans la section 5.3.1 montre déjà une compatibilité de la mesure avec $\sigma_{Wt} = 0$, il est donc préférable de donner une limite supérieure à 95% de niveau de confiance au lieu d'une mesure de la section efficace.
Une p-value de 0.05 correspond en terme de déviation standard à 1.96σ, il est donc possible de définir une limite à 95% C.L. comme étant la valeur de σ_{Wt} pour laquelle :

$$\ln L(\sigma_{Wt} + 1.96\sigma, \theta) - \ln L(\hat{\sigma}_{Wt}, \hat{\theta}) = \frac{1.96^2}{2} \tag{5.55}$$

soit :

$$-\ln\lambda(\sigma_{Wt@95\%}) = 1.92 \tag{5.56}$$

5.3.3.2 Section efficace mesurée et limite

La détermination de la section efficace prend maintenant en compte l'ensemble des erreurs systématiques. Ces dernières sont traitées comme des paramètres de nuisance et sont incluses dans la méthode de la fonction de vraisemblance profilée. Toute les sources d'erreur sont supposées 100% corrélées de canal en canal tandis qu'elles sont considérées comme indépendantes entre elles. Afin de pas doublement compter les sources d'erreurs incluses dans le facteur de normalisation de paires de quarks top $SF_{t\bar{t}}$, l'erreur sur l'échelle absolue de l'énergie des jets et sur la modélisation des ISR/FSR et leur contribution respective sur l'erreur global de $SF_{t\bar{t}}$ sont supposées corrélées à 100%. En supposant que la valeur centrale mesurée par le profilage de fonction de vraisemblance est la valeur attendue du modèle standard, la limite attendue est :

$$\sigma_{Wt} < 112 \text{ pb (exp)} \tag{5.57}$$

Lorsque les données sont utilisées pour mesurer la valeur centrale de σ_{Wt} alors la limite observée sur la production de la production associée est :

$$\sigma_{Wt} < 110 \text{ pb (obs)} \tag{5.58}$$

La figure 5.12 représente la fonction $-\ln\lambda(\sigma_{Wt}/\sigma_{Wt\ MS})$. Nous avons représenté sur la même figure les courbes de $-\ln\lambda$ obtenues par la technique du rapport de fonctions de vraisemblance de la section 5.3.1 en bleu, et le profilage en rouge. Nous observons bien l'effet des incertitudes systématiques qui tendent à ouvrir la parabole. Nous observons que les deux courbes observées possèdent un minimum très proche de 1, ce qui indique une bonne compatibilité entre la valeur mesurée et la valeur prédite dans le cadre du Modèle Standard.

La table 5.9 liste les impacts de chaque incertitude systématique sur la mesure de la section efficace. Nous pouvons observer que les sources d'erreur principales sont celles faisant intervenir des changements dans la multiplicité en jet de nos événements (JES, ISR/FSR) et le manque de statisque. Nous verrons comment, dans l'analyse future, l'utilisation de zones enrichies en fond nous permettra de contraindre ces sources d'erreurs.

Source	$\Delta\sigma_{Wt}/\sigma_{Wt}$ [%]
Data statistics	+173.9/-145.7
MC statistics	+23.0/-28.7
Lepton energy scale	+0.0/-2.2
Lepton energy resolution	+2.2/-3.2
Lepton efficiencies	+12.5/-8.4
Jet energy scale	+145.8/-66.8
Jet energy resolution	+1.2/-0.0
Jet reconstruction efficiency	+9.5/-2.0
Top pair scaling factor	+72.9/-66.5
Drell-Yan background estimation	+0.0/-0.0
Fake lepton background estimation	+12.9/-19.1
Generator	+45.9/-28.4
ISR/FSR	+147.1/-88.6
PDF	+3.9/-3.8
Pileup	+0.0/-10.9
Background cross-sections	+26.9/-32.2
Luminosity	+0.0/-2.5
All systematics	+272.4/-145.0
Total	+323.2/-205.5

TABLE 5.9: Liste de l'impact des systématiques sur la mesure de la section efficace de la production associée W+t

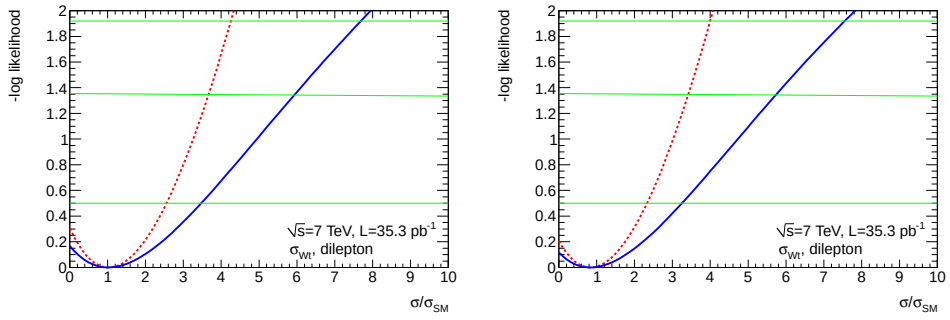


FIGURE 5.12: Graphes des fonction de vraisemblance (en rouge) et des fonctions de vraisemblance profilées (en bleu). A gauche : pour la valeur attendue (sans utiliser les données). A droite : pour la valeur observée (en utilisant les données).

5.4 Conclusion et perspectives

Nous avons décrit dans ce chapitre une recherche d'événements correspondant à la production de la voie-$W+t$, qui a conduit à l'établissement de la première limite à 95% de niveau de confiance. Cette approche a permis de valider la description des fonds à notre signal, via des déterminations utilisant des méthodes basées sur les données elles mêmes. La mesure a été réalisée avec une faible statistiue (35 pb^{-1}), mais elle est également limitée par l'impact des erreurs systématiques. Elle peut cependant être largement optimisée.

Les principaux axes d'amélioration possibles sont tout d'abord la collecte de plus de données, qui devraient offrir une vraie sensibilité au signal, et une meilleure estimation des fonds. Ensuite, il est nécessaire de réduire le niveau des bruits de fonds sélectionnés, étape indispensable à la réduction de l'impact des incertitudes systématiques qui leur sont associées sur notre mesure. Dans cette optique, nous nous focaliserons dans l'analyse finale sur la réduction du bruit de fond principal à notre canal, le fond $t\bar{t}$, via l'utilisation de techniques statisques multivariées plus complexes. Nous utiliserons également une nouvelle stratégie de rejet du fond $Z(\rightarrow \tau\tau)+jets$. Par ailleurs, une nouvelle approche statistique sera utilisée, notamment dans le traitement des paramètres de nuisance, dans le cadre d'une approche bayesienne.

6

Mesure de la section efficace W+t avec $\mathcal{L}$ =4.7 fb^{-1}

La première limite sur la section efficace de production de la voie-$W+t$ a été décrite dans le chapitre 5. Nous allons maintenant discuter l'analyse qui nous a permis d'obtenir une première mesure de la section efficace à une significativité de 3 σ, réalisée avec l'intégralité des données collectées au cours de l'année 2011 par le détecteur ATLAS, soit 4.7 fb^{-1}.

Le plan de ce chapitre est le suivant : la première section 6.1 est consacrée la présélection des événements dileptoniques et à l'estimation de chacun des bruits de fond ne contenant pas de quark top, selon la même méthode que lors du chapitre précédent. Une estimation du fond $Z \to \tau\tau$, qui n'était pas utilisée pour l'analyse des premières données, a été ajoutée. Nous discutons ensuite du traitement spécifique des événements $t\bar{t}$, qui a nécéssité la mise en oeuvre d'une approche multivariée basée sur les arbres de décision boostés. Le principe de cette technique est présenté dans la section 6.2 et son application à notre analyse décrite dans la section 6.3. La mesure de la section efficace sera discutée dans la section 6.4, présentant les sources d'erreurs systématiques, et finalement l'extraction de la section efficace, dans le cadre d'une approche utilisant l'inférence bayesienne, présentée dans la section 6.4.3 avec une interprétation en termes de $|V_{\mathrm{tb}}|$.

6.1 Présélection des événements dileptons

Après la période de prise de données de l'année 2011, la quantité de données n'est plus le problème majeur, et la mesure devient principalement contrainte par ses erreurs systématiques. La préselection doit donc représenter cet état de fait et être développée de façon à réduire leurs effets.

6.1.1 Sélection des électrons, muons et jets hadroniques

Afin de sélectionner des événements physiques issus de collisions réelles, un ensemble de critères de qualité est appliqué sur les collisions enregistrées. Les événements sont sélectionnés si au moins un candidat vertex primaire est trouvé avec au moins 5 traces de moment transverse $p_T > 400$ MeV. Les événements ne sont pas conservés si un jet de moment transverse $p_T > 20$ GeV est trouvé dans l'événement et que celui-ci ne satisfait pas les critères de qualité du calorimètre à Argon liquide (faux jet reconstruit à partir de tours bruitées ou mal étalonnées) ou s'il n'est pas reconstruit en temps avec un croisement de faisceau du LHC. Les événements dans lesquels deux muons sont reconstruits avec un large paramètre d'impact de signe opposé sont rejetés afin de réduire la présence de muons cosmiques.

La sélection des candidats électrons requiert une qualité d'électron *tight*, décrite dans la section 3. Les électrons doivent être reconstruits avec un moment transverse supérieur à 25 GeV et dans l'acceptance du détecteur interne soit dans une gamme en pseudo-rapidité telle que $|\eta| < 2.47$. Les zones de transition des calorimètres ne sont pas autorisées dans cette analyse à cause de mauvaise performance globale et la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ est exclue. Afin d'augmenter la pureté de sélection des électrons, une coupure d'isolation dépendante de l'impulsion transverse de l'électron est effectuée. A cette fin, l'énergie mesurée dans le cône $\Delta R = 0.2$ autour de l'axe de propagation de l'électron doit être telle qu'une efficacité de sélection 90% de vrais électrons issus de décroissance de boson Z est obtenue. De la même manière, une coupure d'isolation au niveau du trajectographe interne est appliquée. La somme des moments transverses des traces reconstruites dans un cône tel que $\Delta R = 0.3$ autour de la trajectoire de l'électron ne doit pas dépasser un seuil, fonction du p_T de l'électron, qui correspond à une efficacité de 90% de sélection des électrons dans les événements Z.

Les candidats muons sont eux sélectionnés s'ils sont reconstruits via la chaine de reconstruction "MuId", et les informations du trajectographe interne et du spectromètre à muons sont utilisées ("Muon Combined"). Un critère d'isolation est appliqué sur tous les candidats muons sélectionnés, réclamant une énergie dans les calorimètres inférieure à 4 GeV autour de l'axe de propagation du muon dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$. Une isolation au niveau du trajectographe interne est aussi demandée et la somme des moments transverses de toutes les traces autour du muon dans un cône de $\Delta R = 0.3$ ne doit pas être supérieure à 2.5 GeV. Des critères de qualité sur la trace associée au muon dans le trajectographe, décrits dans la section 3.2, sont aussi ajoutés. Une isolation géométrique visant à supprimer les muons provenant de décroissance de hadrons beaux ou charmés est aussi appliquée. Ainsi, le candidat muon doit être reconstruit à une distance de $\Delta R(\mu, jet) > 0.4$ du jet le plus proche. Afin de supprimer les événements où un photon de haut moment transverse est émis par un muon, les événements où une paire électron-muon partage une même trace ($|\eta_\mu^{DI} - \eta_e^{DI}| < 0.005$ et $|\phi_\mu^{DI} - \phi_e^{DI}| < 0.005$) sont supprimés.

Les jets hadroniques sont reconstruits à l'aide de l'algorithme Anti-k_T de paramètre de cône $R = 0.4$. Ils sont conservés s'ils répondent au critère de qualité *medium*, décrit dans la section 3.3, et s'ils possèdent un moment transverse

supérieur à 30 GeV. Ce critère, plus restrictif que celui utilisé dans l'analyse "première limite", permet une meilleure réduction du bruit de fond dibosons. Afin de supprimer les identifications erronées d'un jet comme un électron, si un électron est reconstruit dans un cône tel que $\Delta R(jet, e) < 0.2$ alors le jet est supprimé. Dans l'optique de réduire l'impact de l'échelle d'énergie des jets et des jets provenant de radiation dans l'état initial (ISR), deux des sources d'erreur principales de l'analyse précédente, une sélection sur la pseudo-rapidité des jets est appliquée : le jet doit posséder une pseudo-rapidité $\eta < 2.5$. Nous rappelons que les erreurs liées à l'échelle d'énergie des jets est plus grande à grande pseudo-rapidité et que la proportion de partons émis lors des émissions ISR sont plus importantes à petits angles.

La sélection des événements dileptons est réalisée en demandant exactement deux leptons reconstruits (électrons et/ou muons). Les événements contenant un lepton supplémentaire de moment transverse supérieur à 25 GeV sont supprimés afin d'assurer l'orthogonalité des sélections ee, $\mu\mu$ et $e\mu$ et limitent les contaminations dues aux événements dibosons. Afin de réduire les fonds "faux leptons", les deux leptons doivent être reconstruits de charges opposées. Comme dans l'analyse précédente, nous demandons que l'énergie transverse manquante reconstruite soit plus grande que 50 GeV. Finalement, dans les états finaux ee et $\mu\mu$, une fenêtre en masse $|m(ll) - m_Z|$ <10 GeV est interdite afin de réduire le fond $Z + jets$. La coupure spécifique de l'état final $e\mu$ sur H_T la somme scalaire des deux leptons, du jet de plus haut moment transverse et l'énergie transverse manquante est abandonnée au profit d'une sélection identique à celle des états finaux ee et $\mu\mu$.

6.1.2 Nouvelle sélection et estimation du fond $Z(\to \tau\tau) + jets$

Le fond Drell-Yan dans l'état final en deux leptons τ représente 7% du bruit de fond total sélectionné. Il est cependant possible de réduire fortement cette contribution. Afin qu'un événement $Z(\to \tau\tau) + jets$ passe la sélection dilepton, il est nécessaire que les leptons τ produits décroissent soit en électron soit en muon via les décroissances : $\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ ou $\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$. Dans ces cas, l'électron (ou le muon) et les neutrinos sont produits collimés car issus d'un lepton τ fortement boosté, issu lui même d'une décroissance de boson Z. Il est alors possible d'observer une corrélation angulaire entre l'électron et l'énergie transverse manquante telle que $\Delta\phi(e, E_T^{miss})$ est faible. L'étude des distributions angulaires $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$ et $\Delta\phi(l_2, E_T^{miss})$ (figure 6.1) dans les événements dileptons confirme la production plutôt colinéaire des leptons avec l'énergie transverse manquante dans les événements Drell-Yan. Une sélection sur la somme de ces deux variables est utilisée afin de réduire la contamination des événements Drell-Yan telle que :

$$\Delta\phi(l_1, E_T^{miss}) + \Delta\phi(l_2, E_T^{miss}) > 2.5 \tag{6.1}$$

Cette sélection réduit de 95% le nombre d'événements $Z(\to \tau\tau) + jets$ quand moins de 5% des événements de signal sont perdus.

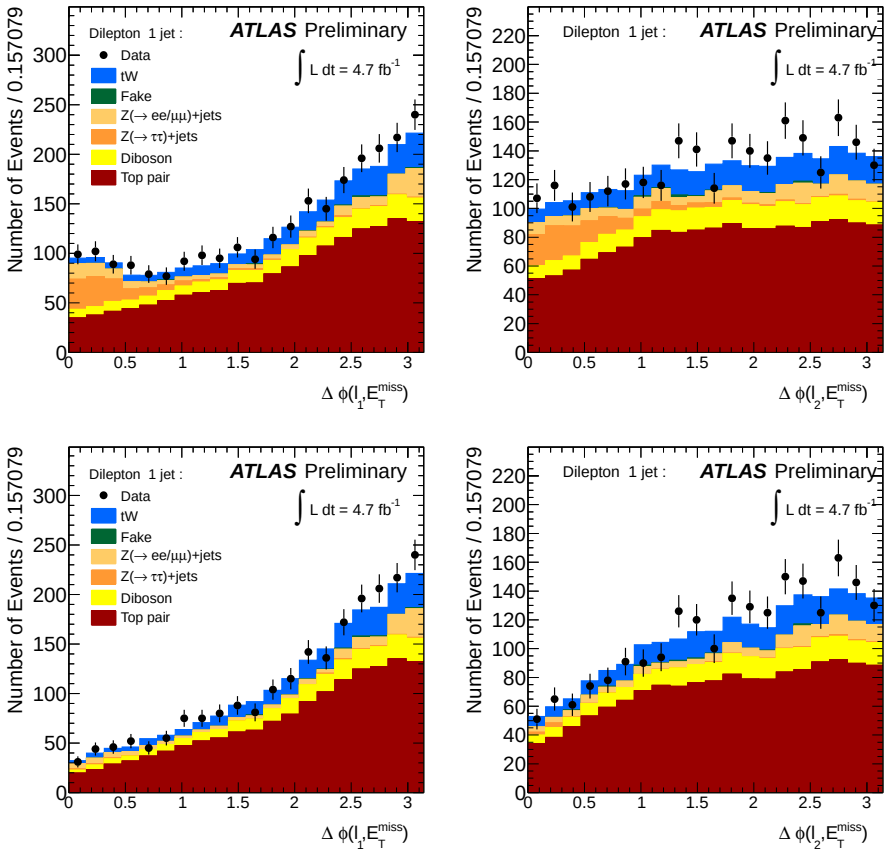


FIGURE 6.1: Distribution dans le lot à 1 jet de $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$ et $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$ dans la simulation comparées aux données avant (en haut) et après coupure (en bas) sur $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss}) + \Delta\phi(l_1, E_T^{miss}) > 2.5$ utilisée pour la réduction du fond $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$.

Afin d'estimer le bruit de fond $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$, une technique utilisant directement les données est utilisée. Le lot de données est divisé en deux régions : la région A enrichie en signal, qui utilise la sélection dileptonique décrite plus tôt et la région B enrichie en bruit de fond Drell-Yan, définie à l'aide d'un renversement de la coupure sur $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss}) + \Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$. Un facteur correctif est alors estimé à l'aide de l'expression :

$$DY_A^{MES} = \frac{DY_A^{EST}}{DY_B^{EST}} \times (Data_B - \sum_{\text{non DY}} MC_B) \tag{6.2}$$

DY_A^{MES} est la mesure estimée du nombre d'événements $Z(\rightarrow \tau\tau)+jets$; DY_A^{EST} et DY_B^{EST} les estimations du nombre d'événements Drell-Yan dans les simulations Monte Carlo pour les régions A et B respectivement ; $Data_B$ le nombre d'événements de données dans la région B ; $\sum_{\text{non DY}} MC_B$ est le nombre d'événements non Drell-Yan estimés dans la simulation pour la région B.
La différence entre l'estimation Monte Carlo pure et l'estimation utilisant les données est considérée comme une incertitude systématique. On peut noter que les événements $Z(\rightarrow \tau\tau)+jets$ constituent moins de 1% du total des événements sélectionnés.

6.1.3 Estimation des fonds QCD multi-jets et W+jets

Afin d'estimer la contamination des bruits de fond issus des événements contanant un faux lepton, une méthode de la matrice a été utilisée. Cette technique est décrite en détail dans la section 5.1.4. Les estimations des efficacités *loose* vers *tight* ont été remesurées afin de tenir compte des nouveaux critères d'isolation des leptons et des nouvelles conditions d'empilement des données. L'erreur systématique associée est de 50 %. Les valeurs obtenues sont listées pour chaque multiplicité en jets et chaque état final leptonique dans le tableau 6.1.

TABLE 6.1: Nombre d'événements pour les états finaux à 1 , 2 et 3+ jets et pour chaque état final, des événements "faux leptons". Les erreurs associées aux nombres d'événements correspondent au 50% d'erreur systématiques.

multiplicité	ee	$\mu\mu$	$e\mu$
1 jet	9.3 ± 4.7	< 1	6.9 ± 3.4
2 jets	4.0 ± 2	< 1	12.4 ± 6.2
3 jets	4.0 ± 2	< 1	8.0 ± 4

6.1.4 Estimation des événements $Z \rightarrow ee, \mu\mu$

Comme lors de l'analyse précédente, la contamination des événements Drell-Yan est obtenue à l'aide d'une méthode ABCD. Cette procédure est décrite complètement dans la section 5.1.5. Les taux d'événements dans les différentes régions ont été réevalués et les résultats obtenus sont listés dans le tableau 6.2.

TABLE 6.2: Nombre d'événements pour les états finaux à 1 , 2 et 3+ jets et pour chaque état final, des événements Drell-Yan. Les erreurs associées aux nombres d'événements sont issues de la méthode ABCD.

multiplicité	ee	$\mu\mu$
1 jet	41.1 ± 4	118.0 ± 11
2 jets	18.4 ± 4	58.8 ± 6
3 jets	14.4 ± 4	37.3 ± 7

6.1.5 Bilan : les événements présélectionnés

Les états finaux sont séparés par saveur de leptons (ee, $\mu\mu$, $e\mu$) et en lots 1 jet exclusif, 2 jets exclusif et 3 jets inclusif (noté 3+ jets). Les contributions des différents processus ont été mesurées et reportées dans les tables 6.3. Les tableaux par canal ee, $\mu\mu$, $e\mu$ sont données en appendice A.

L'estimation des événements $W + jets$ et QCD est réalisée à l'aide d'une méthode de la matrice. L'estimation de la contamination du fond Drell-Yan est réalisée à l'aide de la méthode ABCD, et les événements $Z(\rightarrow \tau\tau) + jets$ sont estimés par la méthode décrite plus tôt dans la section 6.1.2. Les estimations des événements $t\bar{t}$ et dibosons sont eux issus de la simulation. Les prédictions de la simulation sont en bon accord avec les données récoltées pour les états finaux à 1 et 2 jets comme il est montré dans la figure 6.2. Pour les états finaux à 3+jets une tension existe entre les données et la simulation cependant en tenant compte de toutes les sources d'erreur, la simulation est compatible à moins de 2σ avec les données.

Le bruit de fond majeur est la production de paires de quarks top qui correspondent à 66%, 88% et 91% des événements sélectionnés respectivement dans les événements 1 jet, 2 jets et 3+ jets. Les événements dibosons représentent 11% des événements dans la sélection 1 jet, leur contribution devient faible ($\sim 1-3\%$) pour les sélections 2 jet et 3+ jets. La contribution des événements $Z(\rightarrow \tau\tau)+jets$, W+jets et QCD multi-jets est réduite fortement pour atteindre moins de 1% des événements totaux.

La sensibilité statistique attendue dans les événements à 1 jet, où la majorité des événements $W+t$ sont attendus, est de 6.9σ. Dans les sélections à 2 jets et 3+ jets, la sensibilité statistique obtenue est 2.56σ et 1.03σ respectivement.

6.2 Classification d'événements par arbres de décision boostes (BDT)

Comme nous l'avons montré, le bruit de fond principal de notre analyse est largement dominé par le fond $t\bar{t}$, c'est pourquoi il est nécessaire de développer une sélection dédiée à la réduction de processus particulier. Nous avons pu montrer lors de l'analyse réalisée avec les données 2010, qu'au sein des différentes multiplicités en jets, la discrimination entre les événements paires de quarks top et voie-$W+t$ est complexe. Aucune variable simple ne permet de discriminer de

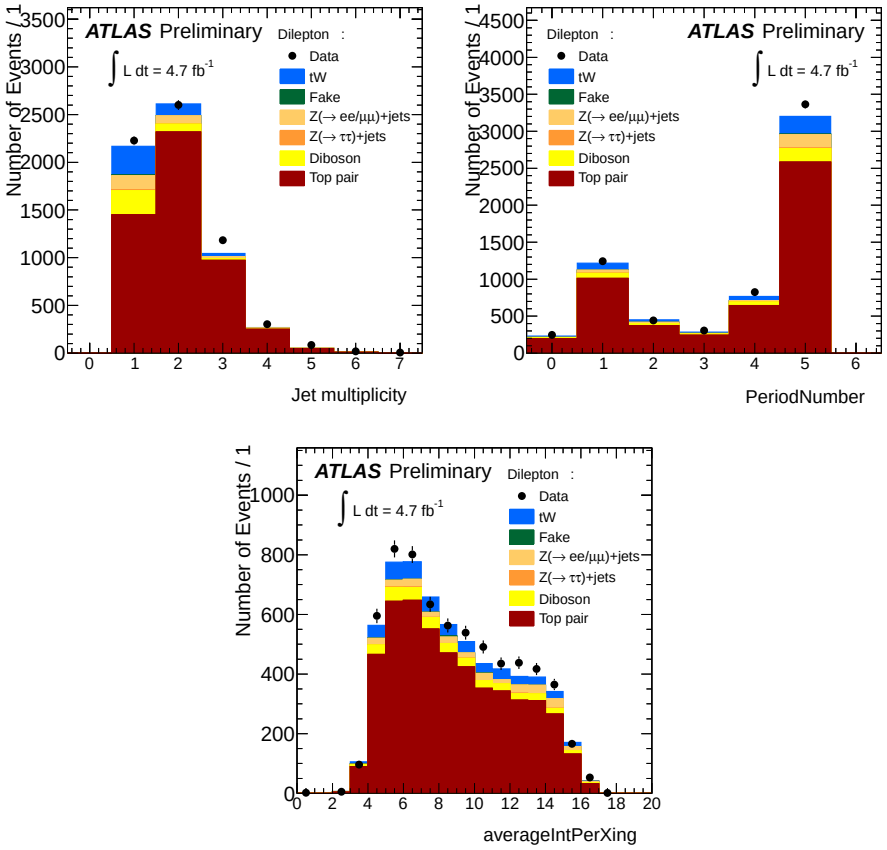


FIGURE 6.2: En haut à gauche : Distribution de la multiplicité en jet dans la simulation comparées aux données pour tous les états finaux (ee,$\mu\mu$,$e\mu$) fusionnés. En haut à droite : Nombre d'événements sélectionnés en fonction des périodes de prises de données de 2011. En bas : Nombre moyen d'intéraction par croisement de faisceau dans les données en points noirs et dans la simulation.

TABLE 6.3: Nombre d'événements pour les états finaux à 1 , 2 et 3+ jets pour tous les états finaux leptoniques fusionnés. Les erreurs associées aux nombres d'événements tiennent comptent de toutes les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature.

	1j	2j	3j
tW	298.3 ± 19.8	127.1 ± 10.7	37.7 ± 7.1
$t\bar{t}$	1436.4 ± 178.5	2293.7 ± 252.3	1258.3 ± 161.8
VV	245.4 ± 15.5	80.2 ± 6.7	20.5 ± 2.3
$Z(ee, \mu\mu)$+jets	159.7 ± 12.5	77.2 ± 6.9	52.0 ± 8.7
$Z(\tau\tau)$+jets	13.4 ± 8.0	2.3 ± 1.4	1.8 ± 1.1
Fakes	16.2 ± 8.1	16.4 ± 8.2	12.0 ± 6
Total background	1871.0 ± 180.0	2469.8 ± 252.6	1344.6 ± 162.0
Total expected	2169.3 ± 181.1	2596.9 ± 252.8	1382.4 ± 162.2
$\frac{S}{\sqrt{B}}$	6.90	2.56	1.03
$\frac{S}{B}$	0.16	0.05	0.03
Data	2200	2595	1614

façon performante la voie-W+t des événements $t\bar{t}$ pour les différentes multiplicités en jets, et l'utilisation de techniques multivariées est donc nécessaire.
La méthode la plus puissante pour discriminer deux processus consiste d'après le lemme de Neyman-Pearson, à utiliser un rapport de fonctions de vraisemblance (λ). Pour deux hypothèses $H_0 \equiv$ signal et $H_1 \equiv$ bruit de fond, la meilleure région critique k_α est alors definie comme :

$$\lambda = \frac{L(\theta_0|x)}{L(\theta_1|x)} \leq k_\alpha; \qquad avec \quad P(\lambda \leq k_\alpha|H_0) = \alpha$$

avec θ_o et θ_1 sont les paramètres des hypothèses H_0 et H_1 et α le niveau de significativité désiré.
Cependant, cette technique nécessite de connaitre parfaitement les vraisemblances $L(\theta_0|x)$ et $L(\theta_1|x)$ ce qui n'est que très rarement le cas dans un problème de traitement de données et c'est pourquoi d'autres techniques ont été développées.
Les autres méthodes peuvent etre séparées en deux grands groupes : les méthodes qui tentent de reproduire le test de Neyman-Pearson comme c'est le cas pour les tests de rapports de vraisemblance ; et celles qui optimisent des jeux de coupures dans des espaces à plusieurs dimensions comme les réseaux de neurones ou encore les Arbres de Décision Boostés (BDT) que nous allons utiliser par la suite. Nous utilisons ici le package TMVA [88] afin de créer les différents Arbres de Décisions Boostés.

6.2.1 Les arbres de décision (DT)

L'approche avec des arbres de décision boostés est une technique développée au cours des années 1980-90 intensivement utilisée en sciences sociales et qui a

été utilisée pour la première fois en physique des hautes énergie pour l'identification de particules dans l'expérience MiniBooNe [89]. C'est une technique de classification dite de "*learning machine*", qui fait référence à une méthode utilisant un lot de données connues afin de se construire (appelé lot d'entraînement dans la suite). Les arbres de décision permettent à l'aide de deux échantillons de référence qui correspondent respectivement à l'hypothèse H_0 et l'hypothèse H_1, de définir si un objet quelconque répond plutot à l'une ou l'autre hypothèse. La construction d'arbre de décision boostés se passe en deux phases principales : la croissance du premier arbre et le boosting.

6.2.2 La croissance d'un arbre

Un arbre de décision est un système binaire complexe qui permet de définir des régions de signal et de bruit de fond dans un espace des phases de haute dimensionnalité. Dans notre analyse, l'espace des phases est défini par les variables $\vec{x}$, contenant les variables cinématiques, topologiques ... caractérisant nos événements. Le lot d'entraînement est constitué d'un mélange équitable d'événements de simulation de l'hypothèse signal H_s et de l'hypothèse bruit de fond H_b.

Les régions de signal et de bruit de fond sont formées à l'aide d'un algorithme de partition de l'espace des phases appelé "partition récursive". Cette procédure consiste à scanner les différentes variables d'entrée des arbres de décision et à identifier le meilleur jeu de variable et coupure pour ce lot dans le but de discriminer les hypothèses H_s et H_b. Pour cela, l'indice de Gini g est utilisé :

$$g = (\sum_{i}^{n} w_i)p \times (1-p) \tag{6.3}$$

avec n le nombre d'événements dans la région considérée, w_i le poids de l'événement i et p la pureté de l'échantillon définie comme :

$$p = \frac{\sum_s w_s}{\sum_s w_s + \sum_b w_b} \tag{6.4}$$

Pour un sous-ensemble du lot d'entraînement, le couple (variable,coupure) optimal est obtenu en maximisant l'accroissement C de l'indice de Gini en comparant les résultats avant et après coupure :

$$C = g_{pere} - (g_{fils\ 1} + g_{fils\ 2}) \tag{6.5}$$

où g_{pere} correspond à l'indice de Gini du lot initial , $g_{fils\ 1}$ et $g_{fils\ 2}$ correspondent aux indices de Gini des sous-lots 1 et 2 après coupure. Cette procédure revient à chercher, au sein d'un ensemble de données, la coupure qui maximise la proportion des événements de l'une des deux hypothèses.

Après le premier choix de coupure, l'espace des phases est donc séparé en deux zones orthogonales, appelées noeuds, qui seront à leur tour séparées en deux grâce au même algorithme et ainsi de suite. A la fin de la procédure de séparation de l'espace des phases, les régions de l'espace des phases qui ne sont plus divisées, appelées "feuilles", sont étiquetées "signal" ou "bruit" selon de

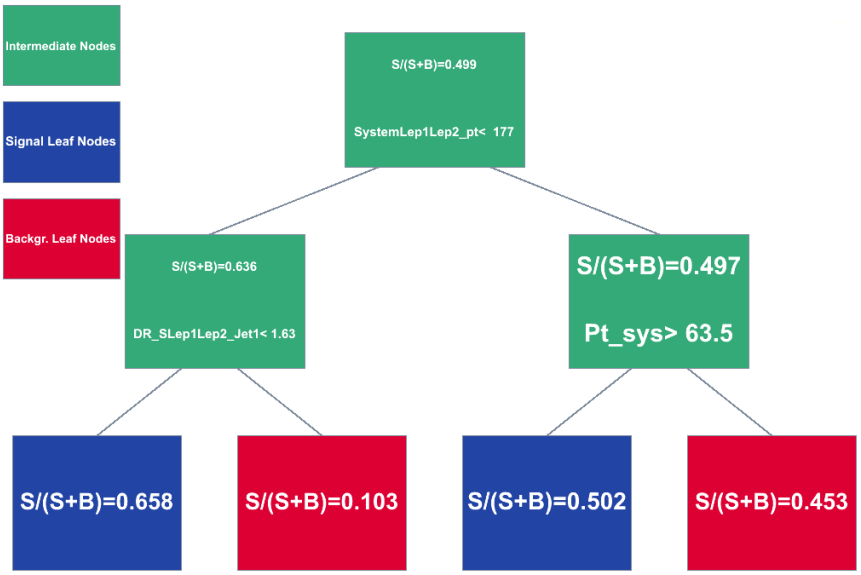


FIGURE 6.3: Exemple d'arbre de décision créé dans l'analyse dans les événements à 1 jet. Les boites vertes représentent les noeuds de notre arbre ; les boîtes rouges les feuilles de "bruit de fond" (S/S+B<0.5) ; les boîtes bleues les feuilles de "Signal"(S/S+B>0.5). Dans chaque boîte est indiqué la pureté et la coupure utilisée pour la création des noeuds fils.

la pureté de la zone considérée. Un exemple d'arbre de décision est représenté dans la figure 6.3.

Cette technique est très performante en terme de discrimination mais elle peut souffrir d'un problème majeur qui est son hyper-spécialisation vis à vis des lots d'entraînement. De façon concrète, il est toujours possible de discriminer des évévenements de bruit de fond et de signal en créant des noeuds de plus en plus petits par "fine-tuning" des coupures. Dans ce cas, à la fin de la procédure de partition récursive, les feuilles possèdent une pureté extrême de 1 ou 0, et sont alors automatiquement étiquetées d'après les rares événements qu'elles contiennent. Un très petit changement dans le lot d'entraînement peut alors conduire à un arbre totalement différent et des instabilités apparaissent. Ce problème est connu sous le nom de surentraînement et se traduit par des problèmes de performance lorsqu'il est utilisé sur un lot inconnu. Les problèmes de surentraînement surviennent principalement à cause d'un manque de statistique dans le lot d'entraînement, un espace des phases trop grand et des feuilles contenant trop peu d'événements.

Afin de limiter ce problème, des critères d'arrêt de croissance de l'arbre ont été utilisés. Ceux-ci ont pour but de stopper la croissance des arbres avant que les noeuds n'aient atteint une taille que l'utilisateur juge critique. Pour cette analyse, nous utilisons un critère d'arrêt qui limite le nombre d'événements minimum dans le noeud pour qu'il puisse créer des noeuds fils (noté NEVENTSMIN). Nous imposons donc une taille limite pour les feuilles, assurant l'obten-

tion d'échantillons statistiques suffisament significatifs dans chaque feuille. Nous avons aussi limité la profondeur maximale (MaxDepth) des arbres de décision, qui correspond au nombre maximum de coupures appliquées sur un lot. Les valeurs utilisées pour ces critères d'arrêt seront discutées dans la suite.

6.2.3 De l'arbre à la forêt : le boosting

Le boosting est une technique générique qui permet le passage d'un classifieur binaire à un classifieur semi-continu. Il permet entre autre d'améliorer la stabilité des algorithmes utilisés vis à vis des lots d'entraînement mais aussi les performances générales. Plusieurs algorithmes de Boosting existent. Cependant nous allons discuter uniquement le plus communément utilisé : AdaBoost ou boosting adaptatif. Cet algorithme consiste à construire un premier arbre de décision où tous les événements du lot d'entraînement possèdent un même poids :

$$w_0 = \frac{1}{N}$$

où N est le nombre d'événements qui composent le lot d'entraînement avec $N_{sig} = N_{bkg} = N/2$. Une fois l'arbre construit, il est possible de définir le taux d'erreurs de l'arbre 0 comme étant :

$$\mathrm{erf}_0 = \frac{\sum_{i=0}^{N}(w_i \times I(y_i \neq DT_0(\vec{x_i}))}{\sum_{i=N}^{N} w_i}$$

avec $y_i = 1$ si l'événement i est un événement de signal et $y_i = -1$ si l'événement est du bruit ; DT_0 est la valeur de sortie du premier arbre de décision : cette valeur est soit égale à 1 si l'événement tombe dans une feuille étiquetée signal soit -1 s'il tombe dans une feuille de type bruit ; $I(y_i \neq DT_0(\vec{x_i})) = 1$ si $y_i \neq DT_0(\vec{x_i})$ et 0 si $y_i = DT_0(\vec{x_i})$. Si l'arbre commet de nombreuses classifications erronées (événement de signal étiqueté bruit et inversement) alors cette valeur sera proche de 1. Si tous les événements sont bien classés alors erf $\to 0$. Un nouvel arbre $(m+1)$ est alors construit en utilisant le même lot d'entraînement mais en changeant les poids de chaque événements tels que les poids deviennent une fonction de l'erreur de l'arbre précédent :

$$w_i^{m+1} = w_i^m \times e^{\alpha_m I(y_i \neq DT_m(\vec{x_i}))}$$

avec α défini comme :

$$\alpha = \beta \times ln(\frac{1-\mathrm{erf}}{\mathrm{erf}})$$

puis les poids sont normalisés :

$$w_i^m \to \frac{w_i^m}{\sum_{i=0}^{N} w_i^m}$$

Le nouvel arbre ainsi créé permet de mieux traiter les événements mal classés par l'arbre précédent. Afin de réduire l'erreur globale du classifieur final, cette opération est répétée plusieurs fois. L'ensemble des arbres est appelé une forêt

avec NTREE le nombre d'arbres qui la peuple. Finalement, la valeur renvoyée par le BDT est :

$$\mathcal{BDT}(\vec{x}) = \sum_{m=0}^{NTree} \alpha_m DT_m(\vec{x})$$

La distribution de sortie ne prend plus uniquement les valeurs -1 ou 1 comme c'est le cas dans un arbre de décision simple, mais tout une gamme de valeurs entre ces deux extrèmes.

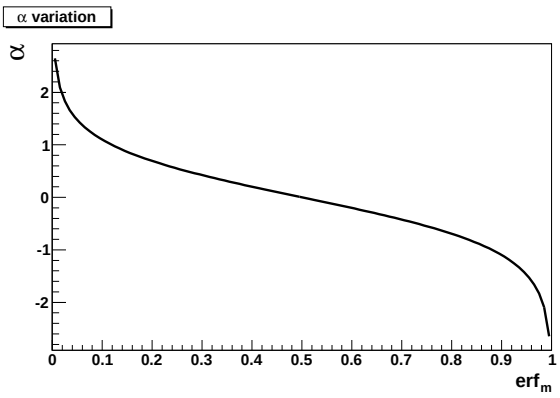


FIGURE 6.4: Variation du paramètre α en fonction du taux d'erreur erf d'un arbre de décision.

6.3 Configuration des BDT pour l'analyse de la voie W-t

Les arbres de décision permettent de mettre en évidence et d'utiliser des différences de formes dans les distributions du lot de signal et de bruit de fond pour les différentes variables d'entrée du classifieur afin d'en combiner les pouvoirs discriminants. Dans le cadre de cette analyse, les différences de formes des variables entre les événements W+t et $t\bar{t}$ sont minimes et les fluctuations statistiques des lots d'entraînement peuvent être mal interprétées comme des différences de formes de sources physiques. Afin de limiter cet effet, les lots de simulation les plus importants disponibles sont utilisés pour la création des arbres de décision. Nous utilisons les lots de simulation de signal et de bruit de fond générés à l'aide du générateur MC@NLO. Dans le but de réduire au plus les biais statistiques lors de la création des BDT, tous les états finaux (ee,$e\mu$,$\mu\mu$) sont fusionnés puis deux sélections, qui ne font pas intervenir les saveurs des leptons, sont créées : une utilisant la sélection dileptonique incluant la sélection sur la fenêtre en masse $|m(ll) - m_Z|$ <10 GeV pour les états finaux ee et $\mu\mu$; et une n'utilisant que la sélection commune sans la sélection sur la masse des deux leptons pour la création des BDT de l'état final $e\mu$.
Le lot d'entraînement pour la sélection 1 jet possède 13000 événements simulés de signal contre 53000 pour les événements $t\bar{t}$. Dans les sélections 2 jets, 6500

événements de simulation de signal et 100000 événements sont disponibles. Pour les événements 3+jets, 2000 événements $W+t$ sont utilisés et 55000 événements $t\bar{t}$.

6.3.1 Variables discriminantes pour les événements à 1 jet

Afin de choisir les variables entrant dans la construction des arbres nous utilisons la fonction paramétrique suivante :

$$\begin{cases} x = F_s(\epsilon) \\ y = F_b(\epsilon) \end{cases} \tag{6.6}$$

où $F_s(\epsilon)$ et $F_b(\epsilon)$ sont respectivement les fonctions cumulatives d'une même variable pour les événements de signal et bruit de fond respectivement. L'aire entre cette courbe et la bissectrice $F_s(\epsilon) = F_b(\epsilon)$ définit le pouvoir discriminant P de la variable considérée. Un exemple géométrique du pouvoir discriminant utilisé est décrit dans la figure 6.5

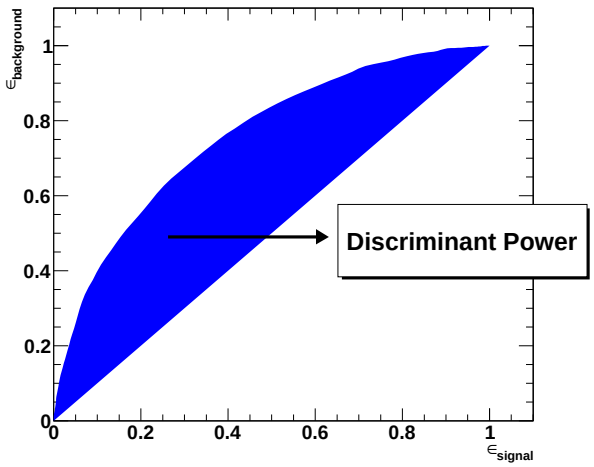


FIGURE 6.5: Calcul géométrique du pouvoir discriminant d'une variable quelconque.

Un très grand nombre de variables ($\sim$ 150) a été testé dans les trois canaux pour toutes les multiplicités en jets de hadrons que nous considérons : 1 jet, 2 jets et 3+ jets. Le pouvoir discriminant de chaque variable est extrait pour les états finaux $(ee, \mu\mu)$ et $e\mu$ séparément en supposant comme bruit de fond uniquement les processus $t\bar{t}$. Les variables sont conservées si leur pouvoir discriminant est supérieur à 2% pour la sélection 1 jet et 5% pour les états finaux à 2 et 3+ jets.

Après utilisation de cette procédure, les variables les plus discriminantes pour les événements 1 jet sont :

– p_T^{sys} : défini comme la somme vectoriel des moments transverses des deux leptons, du jet et de l'énergie transverse manquante de l'événement. La somme vectorielle des moments transverses de tous les objets d'un événement est :

$$\vec{p}_T^{\,total} = \sum^{objets} \vec{p}_T = 0. \tag{6.7}$$

Dans le cas d'un événement où les seuls objets produits sont deux leptons, un jet et de la E_T^{miss}, alors $p_T^{sys} \sim |\vec{p}_T^{\,total}| = 0$. C'est le cas dans les événements W+t où la valeur attendue de p_T^{sys} est proche de zéro. Dans le cas des événements $t\bar{t}$ dans la sélection 1 jet, un jet est systématiquement perdu par des effets d'acceptance et p_T^{sys} dévie de la valeur 0 et tend à être augmentée. Cette variable est la plus discriminante au sein des événements ne possédant qu'un seul jet.

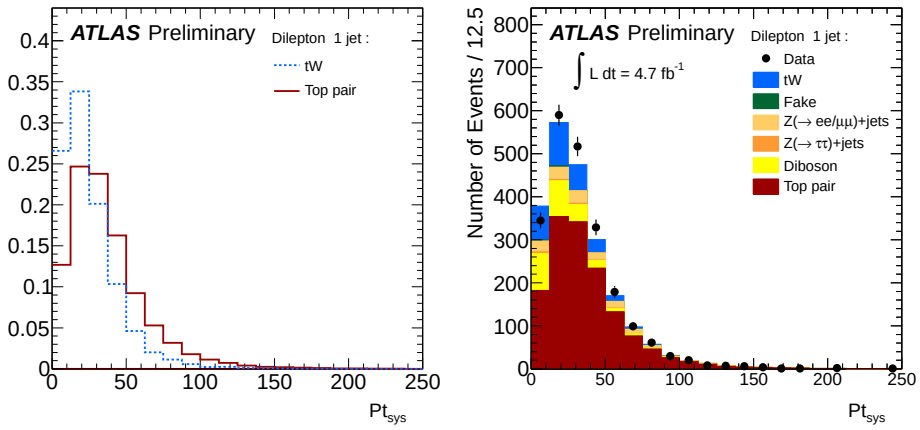


FIGURE 6.6: Distribution de la variable p_T^{sys} dans les événements ne possédant qu'un seul jet. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-W+t en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

– E_T^{miss} : l'énergie transverse manquante. Dans le cas de la production associée W+t, un des neutrinos provient de la décroissance directe d'un boson W et l'autre de la décroissance du quark top. Puisque la masse du quark top est plus grande que celle du boson W, le premier neutrino est attendu moins énergétique que celui provenant du quark top. Dans le cas des événements $t\bar{t}$, les deux neutrinos sont produits suite à des décroissances leptoniques de quark top, ce qui implique une énergie transverse manquante globale plus grande que celle des événements W+t en moyenne.

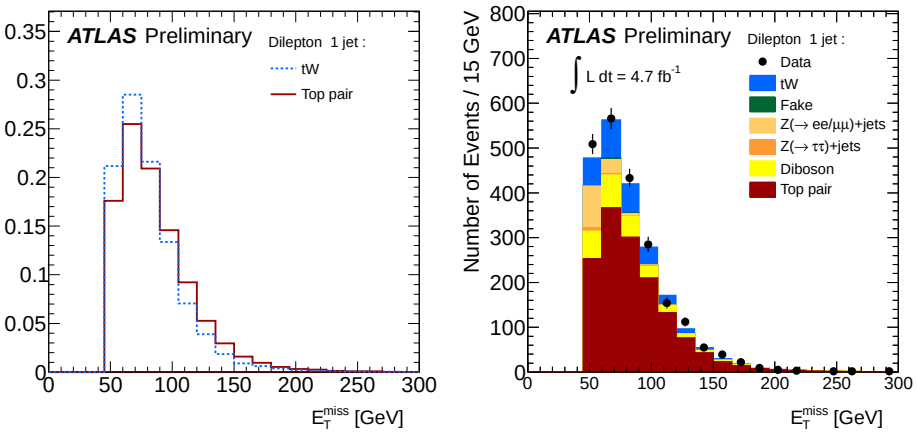


FIGURE 6.7: Distribution de la variables E_T^{miss} dans les événements ne possédant qu'un seul jet. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-W+t en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

– $\Delta\phi(j, E_T^{miss})$: l'angle azimutal entre l'énergie transverse manquante et le jet de plus haute impulsion. Les événements $W+t$ possèdent une différence angulaire $\Delta\phi(j, E_T^{miss})$ moyenne plus faible que les événements $t\bar{t}$ comme nous le confirme la simulation représentée dans la figure 6.10.

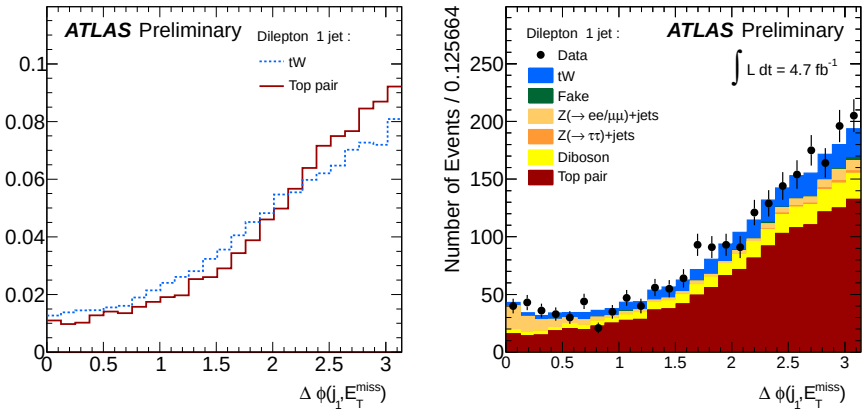


FIGURE 6.8: Distribution de la variables $\Delta\phi(j, E_T^{miss})$ dans les événements ne possédant qu'un seul jet. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-$W+t$ en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

– $\Delta\phi((l_1, l_2), j)$: l'angle azimutal entre le quadrivecteur du système (l_1, l_2) et le jet de hadron. La simulation nous montre que la valeur moyenne $\Delta\phi((l_1, l_2), j)$ est plus grande pour les événements $W+t$ que $t\bar{t}$.

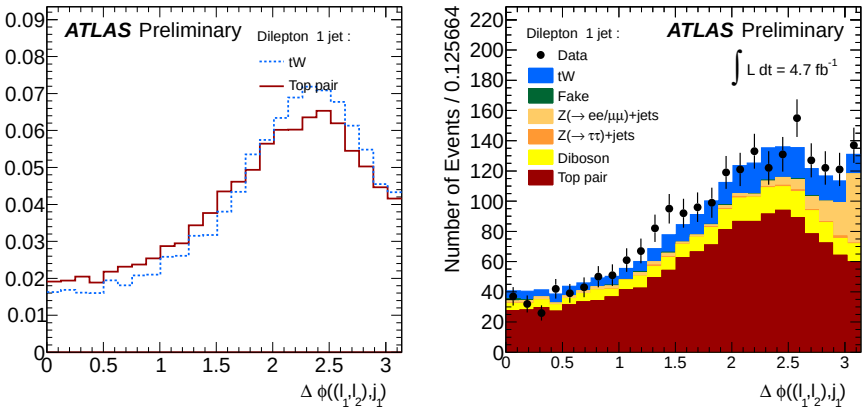


FIGURE 6.9: Distribution de la variables $\Delta\phi((l_1, l_2), j)$ dans les événements ne possédant qu'un seul jet. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-$W+t$ en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

– $P_T(l_1, l_2, j)$: la quantité de mouvement transverse du système créé par la combinaison des quadrivecteurs des deux leptons et du jet. Cette quantité est plus faible en moyenne pour les événements $W+t$ que pour les événements $t\bar{t}$.

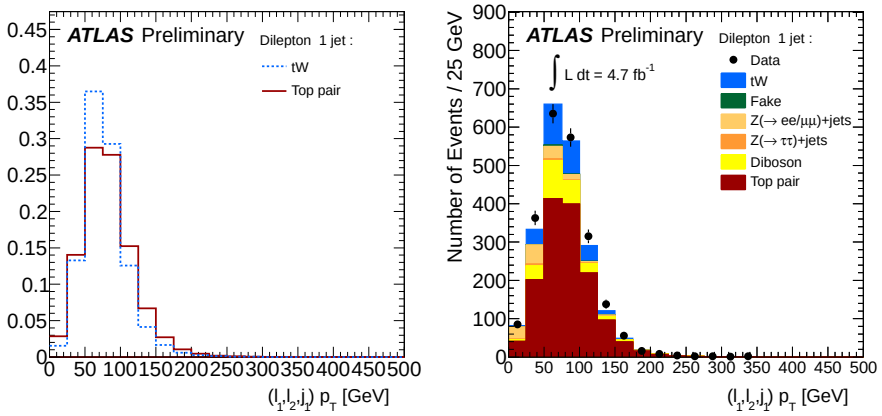


FIGURE 6.10: Distribution de $P_T((l_1, l_2, j)$ dans les événements ne possédant qu'un seul jet. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-$W+t$ en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

Les autres variables entrant dans la création des BDT dans les événements 1 jet ainsi que leur pouvoir discriminant associé sont listées dans le tableau 6.4. Les variables non discutées plus haut sont : $Min\Delta R(l, j_1)$ et $Max\Delta R(l, j_1)$ respectivement la distance minimum et maximum entre les leptons et le jet de plus haut moment transverse ; $\Delta R(l_1, j_1)$ la distance entre le lepton de plus haut moment transverse et le jet ; $\Delta R[(l_2, j_1), l_1]$ la distance entre le système formée par les quadri-vecteurs du lepton de plus basse impulsion transverse et le lepton plus haut moment transverse ; $p_T(l_1, l_2)$ et $\eta(l_1, l_2)$ respectivement le moment transverse du système formé par les deux leptons et la pseudo-rapidité du même système ; $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$ et l'angle azimutal entre la direction du lepton de plus haute impulsion et l'énergie transverse manquante ; $\Delta\phi(l_1, j_1)$ l'angle azimutal entre la direction du lepton de plus haute impulsion et le jet de plus grande impulsion ; $p_T(l_1)$ et $p_T(j_1)$ les impulsions du lepton de plus haut moment transverse et du jet de plus haut moment transverse ; $\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$ l'angle azimutal entre la direction du système formé par le lepton de plus basse impulsion et le jet et le lepton de plus grande impulsion ; m_{l_1,j_1} la masse invariante du sytème formé par le lepton de plus haute impulsion et le jet. Les distributions de ces variables sont disponibles dans les annexes (appendice B).

6.3.2 Variables discriminantes pour les événements à 2 jets

Dans l'état final à deux jets, les variables les plus discriminantes sont celles faisant intervenir les propriétés cinématiques du jet de plus petite impusion transverse. Au sein des événements $W+t$, le deuxième jet provient d'une émission de

canal 1 jet			
Variables	Pouvoir discri	Variables	Pouvoir discri
$p_T(l_2) + p_T(j_1)$	0.020039	$\Delta\phi(l_1, j_1)$	0.027948
Min $\Delta\phi(l, j_1)$	0.020601	$\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$	0.028378
m_{l_1,j_1}	0.021148	$p_T(l_1, l_2)$	0.029777
$p_T(l_1, j_1)$	0.021186	$\Delta\phi[(l_1, l_2), j_1]$	0.030016
$p_T(j_1)$	0.021199	$\Delta R[(l_2, j_1), l_1]$	0.030192
$p_T(l_1)$	0.021355	$\Delta R(l_1, j_1)$	0.030815
Max $\Delta R(l, j_1)$	0.022318	Min $\Delta R(l, j_1)$	0.031624
$\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$	0.023630	$p_T(l_1, l_2, j_1)$	0.032352
$\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$	0.025440	$\Delta\phi(j_1, E_T^{miss})$	0.036598
Max $\Delta\phi(l, j)$	0.025671	E_T^{miss}	0.044347
$\eta(l_1, l_2)$	0.026804	p_T^{sys}	0.149857

TABLE 6.4: Variables entrant dans la construction des arbres de décision pour les événements à 1 jet. Les pouvoirs discriminants listés ici sont ceux du canal $e\mu$.

parton dans l'état final ou initial. Ces partons sont produits préférentiellement à basse impulsion transverse et colinéairement aux jets de l'événement. Dans les événements $t\bar{t}$, les deux jets sont issus des décroissances de quark top et sont donc plutôt centraux et de haut moment transverse. De plus, les deux jets possèdent des impulsions comparables, contrairement aux événements W+t. Ces caractéristiques sont donc intensivement utilisées afin de discriminer ces deux processus. Les variables considérées pour la création des BDT ainsi que leur pouvoir discriminant sont reportées dans le tableau 6.5. Les termes définis par Min $\eta(l, j_1)$ correspondent à la valeur minimum entre $\Delta(l_1, j_1)$, et $\Delta(l_2, j_1)$; $\Delta\eta[(l_1, j_1), j_2]$ corespond à la différence des pseudo-rapidités du système (l_1, j_1) créé par les quadri-vecteurs du lepton de plus haut p_T, du jet de plus grande impulsion, et du jet de plus bas moment transverse ; $H_T^{leptons}$ est la somme scalaire des énergies de tous les leptons ; Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$ est défini comme :

$$\text{Asym } (m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2}) = \frac{|m_{l_1,j_1} - m_{l_2,j_2}|}{m_{l_1,j_1} + m_{l_2,j_2}} \tag{6.8}$$

Les distributions des trois variables les plus discriminantes sont présentées dans la figure 6.11. Les autres variables sont présentées dans l'appendice B.

canal 2 jets			
Variables	Pouvoir discri	Variables	Pouvoir discri
$E(l_1, j_2)$	0.051040	Min $\eta(l, j_1)$	0.059670
$\Delta\eta[(l_1, j_1), j_2]$	0.051602	$\Delta\eta(l_1, j_2)$	0.059764
$\Delta\phi[(l_1, j_1), j_2]$	0.052075	Min $\Delta R(l, j_1)$	0.060658
$E_T^{miss} + p_T(l_1) + p_T(l_2)$	0.052874	$\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$	0.060796
Max $\Delta R(l, j_2)$	0.053849	H_T^{dev}	0.062389
$\Delta\eta(l_2, j_1)$	0.053873	$\Delta R(l_1, j_1)$	0.062550
Max $\Delta R(l, j_1)$	0.05577	$\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$	0.066970
Min $\eta(l, j_2)$	0.056137	$H_T^{leptons}$	0.069061
$p_T(l_1, l_2)$	0.056491	$m_{l_1 j_2}$	0.070637
Max $\Delta\eta(l, j_1)$	0.057708	Max $m_{l j_1}$	0.071504
$\Delta\eta[(l_1, l_12), j_2]$	0.058219	$p_T(l_1)$	0.071967
Min $[m_{l_1 j_1}; m_{l_2 j_1}]$	0.058326	$m_{l_1 l_2 j_1 j_2}$	0.077296
Max $\eta(l, j_2)$	0.058550	$m_{l_1 l_2 j_1}$	0.080558
$m_{l_1 l_2 j_2}$	0.059317	$m_{l_1 j_1}$	0.081967
$\Delta\eta(j_1, j_2)$	0.059457	Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$	0.084316
Asym $(m_{l_1,j_2}, m_{l_2,j_1})$	0.059592	$\Delta R[(l_1, l_2), j_2]$	0.088405

TABLE 6.5: Variables entrant dans la construction des arbres de décision pour les événements à 2 jets. Les pouvoirs discriminants listés ici sont ceux du canal $e\mu$.

6.3.3 Variables discriminantes pour les événements à 3+jets

Dans les événements à 3+jets, les variables les plus discriminantes sont le moment transverse du lepton de plus haut p_T, la somme des moments transverses des leptons ; H_T^{dev} le rapport de la somme des p_T des leptons, du jets de plus haut moment transverse, de E_T^{miss} et de la somme de tous les objets incluant l'énergie transverse manquante ; les masses des différents systèmes comprenant les leptons et les différents jets ; les différences en $\Delta\phi$, ΔR et $\Delta\eta$ entre les leptons et les différents jets. Tous les pouvoirs discriminants et les variables utilisées sont reportées dans le tableau 6.6. Les distributions des variables entrant dans la construction des BDT dans les événements à 3 jets et plus sont présentées dans l'appendice B.

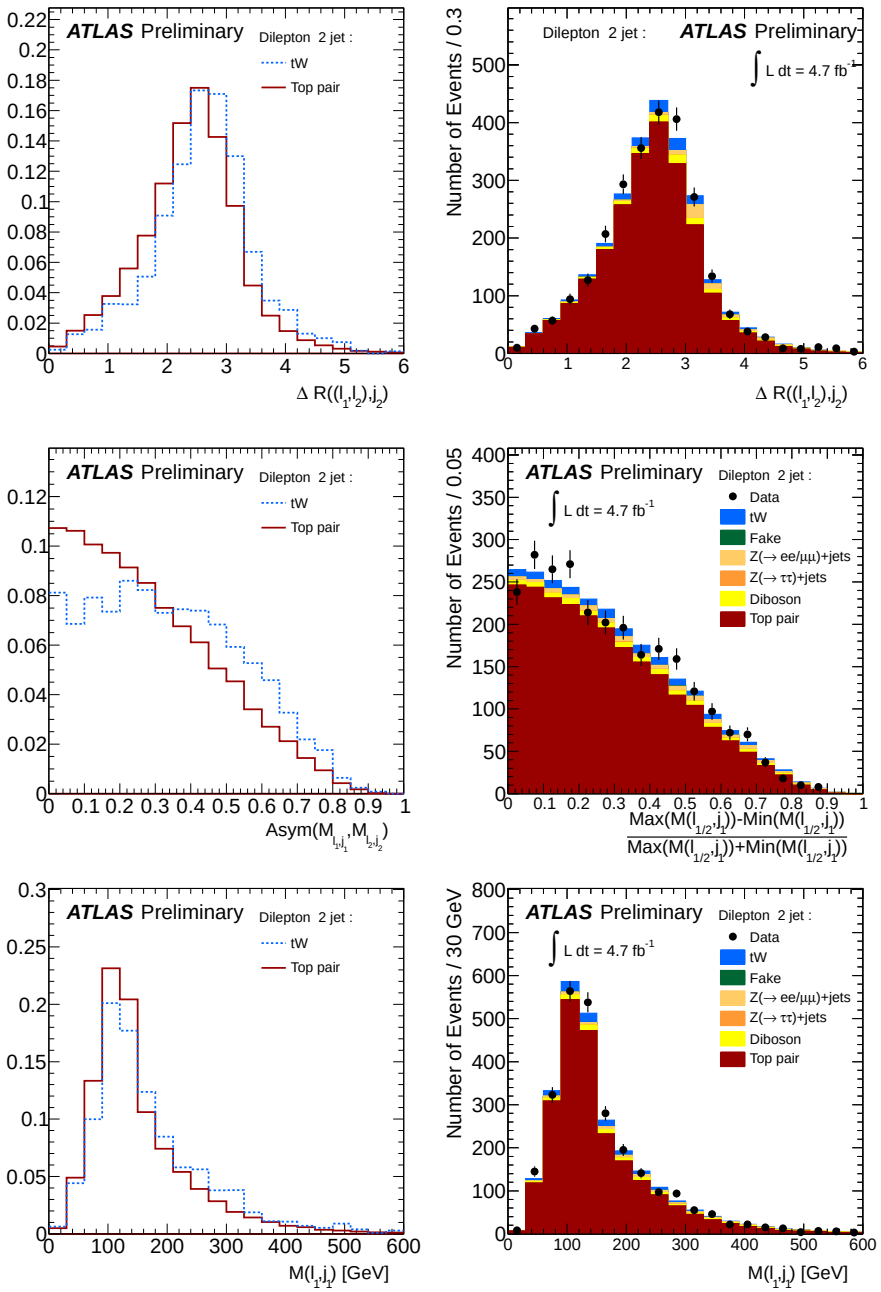


FIGURE 6.11: Distribution (de haut en bas) de $\Delta R[(l_1, l_2), j_2]$, Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$, et $m_{l_1 j_1}$ dans les événements possédant deux jets. A gauche : distribution normalisée à l'unité est comparée entre la voie-W+t en bleu et $t\bar{t}$ en rouge. A droite : comparaison entre la simulation et les données.

canal ≥3 jets			
Variables	Pouvoir discri	Variables	Pouvoir discri
$\Delta\phi(j_1, j_2)$	0.051321	$m_{l_1 l_2 j_1 j_2}$	0.070856
$\Delta\phi(l_1, j_1)$	0.051525	$m_{l_1 l_2}$	0.073560
$p_T(l_1, j_2)$	0.053241	$m_{l_1 l_2 j_2}$	0.074792
$\Delta\phi[(l_2, j_1), j_2]$	0.055497	$p_T(l_1, l_2)$	0.077629
$p_T(j_1, j_2)$	0.055849	$E(l_1)$	0.078565
$\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$	0.057858	$E(l_1, l_2)$	0.081091
$\Delta\phi[(l_1, l_2), j_1]$	0.058576	$m_{l_1 j_2}$	0.082182
$\Delta R[(l_1, l_2), j_2]$	0.059526	Max m_{lj_1}	0.085691
$E(l_1, j_2)$	0.059557	$E_T^{miss} + p_T(l_1) + p_T(l_2)$	0.089458
$\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$	0.060027	$m_{l_1 l_2 j_1}$	0.091555
$\Delta R(l_1, j_1)$	0.060411	$m_{l_1 j_1}$	0.094417
$p_T(l_1, j_1)$	0.061616	H_T^{dev}	0.097766
$\Delta R[(l_2, j_1), l_1]$	0.064275	$H_T^{leptons}$	0.099586
$\Delta\phi[(l_1, l_2), j_2]$	0.064854	$p_T(l_1)$	0.102887
Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$	0.068815		

TABLE 6.6: Variables entrant dans la construction des arbres de décision pour les événements à 3+ jet. Les pouvoirs discrimants listés ici sont ceux du canal $e\mu$.

6.3.4 Contrôle du surentrainement et caractéristiques des BDTs

Afin de vérifier le surentraînement d'un arbre de décision, il est possible d'utiliser un lot de données connu, indépendant du lot d'entraînement, appelé lot de test. Une technique communément utilisée est de séparer en deux le lot d'entraînement et d'utiliser une moitié des événements pour la construction et l'autre pour sa validation. Le test de surentraînement consiste à vérifier que les formes des distributions des BDT sont les mêmes dans les lots de test et de construction. Pour cela, on peut utiliser un test de Kolmogorov-Smirnov qui, à l'instar d'un test de χ^2, permet d'évaluer la correspondance statistique entre deux distributions. Dans notre cas, le test de Kolmogorov-Smirnov compare les distributions de sortie des BDT pour le lot de test et d'entraînement en calculant :

$$D_{n,n'} = max(|F_{test,n}(x) - F_{train,n'}(x)|)$$

où $F_{test,n}(x)$ et $F_{train,n}(x)$ sont les fonctions cumulatives des distributions de sortie des BDT pour les lots de test et d'entraînement. En définissant :

$$z = \sqrt{\frac{nn'}{n+n'}}; \tag{6.9}$$

et en utilisant les propriétés de la distribution de Kolmogorov, le test de comparaison statistique devient :

$$P(D_{n,n'} > z) = 2\sum_{r=1}^{\infty}(-1)^{r-1}e^{-2r^2z^2} \tag{6.10}$$

Une valeur de $P(D_{n,n'} > z)$ proche de 1 indique une forte correspondance entre les deux distributions comparées et une valeur proche de 0 indique une mauvaise compatibilité.

Afin de définir le point de fonctionnement optimal qui correspond à la meilleure efficacité du lot test et à un surentraînement minimal, différents BDT ont été construits en faisant varier les paramètres (nEventMin,MaxDepth) introduits dans la section 6.2.2. Nous conservons l'arbre qui possède les propriétés suivantes : la valeur de MaxDepth est maximum, la valeur de nEventMin est minimum et le test de Kolmogorov-Smirnov possède une valeur $P(D_{n,n'} > z)$ la plus haute possible pour le signal et le bruit de fond en fixant le nombre d'arbres à 600. Il est délicat de trouver des critères qui répondent à ces propriétés et les critères optimum trouvés dans le lot 1 jet sont très peu contraignants, puisque les valeurs retenues sont MaxDepth = 2 et nEventMin = 40. Ces critères correspondent à des arbres de décision très peu étendus.

Il est impossible de réduire encore ces critères sans une forte perte de discrimination et nous choisissons donc de les utiliser pour tous les BDT dans tous les différents états finaux (ee,$e\mu\mu\mu$) et pour toutes les multiplicités de jets. Les distributions comparées entre le lot d'entraînement et de test sont représentées dans la figure 6.12. Les valeurs du test de Kolmogorov-Smirnov pour les événements $t\bar{t}$ sont très proches de la valeur 1 ce qui indique une valeur de surentraînement très faible pour ce processus. Pour le signal, les valeurs du test de Kolmogorov-Smirnov sont moins bonnes que pour les processus $t\bar{t}$ et deviennent de plus en plus proche de zéro quand la multiplicité en jet augmente et que la statistique du lot W+t diminue.

Afin de vérifier que l'impact du surentraînement sur les pertes d'efficacité des BDT reste faible, les pouvoirs discriminants des Arbres de Décisions Boostés ont été mesurés en utilisant comme lots de test, les lots de simulation générés grâce aux générateurs AcerMC et MC@NLO pour le signal. Les valeurs obtenues sont listées dans le tableau 6.7. Les différences de forme et des valeurs de sortie des BDT entre le lot utilisé pour la mesure de la section efficace (AcerMC) et pour la construction des BDT (MC@NLO) sont représentées dans la figure 6.13. Les différences d'efficacité sont très faibles (<1%) dans les événements à 1 jet, où l'on attend la majorité des événements de signal. Dans l'état final à 2 jets, la perte du pouvoir discriminant est de 12%. Malgré cela, le BDT reste plus performant que la variable la plus discriminante avec lequel il a été construit. Dans les événements à 3 jets et plus, la perte est beaucoup plus grande avec près de 30%. Cependant, comme pour les événements à 2 jets, le BDT reste plus puissant que toutes les variables qui le constituent. En conclusion, aucune variable reconstruite dans les trois états finaux en multiplicité de jet n'est meilleure que le BDT pour discriminer le signal des processus $t\bar{t}$. Les configurations des BDT décrites plus tôt sont donc conservées pour tous les états finaux.

6.3.5 Classification des événements W+t et $t\bar{t}$

Les distributions normalisées à l'unité des valeurs de sortie des BDT pour le signal et pour le bruit de fond $t\bar{t}$ sont représentées dans la figure 6.14. Comme attendu, les événements de signal sont regroupés plutôt dans la zone $\mathcal{BDT}(\vec{x}) > 0$

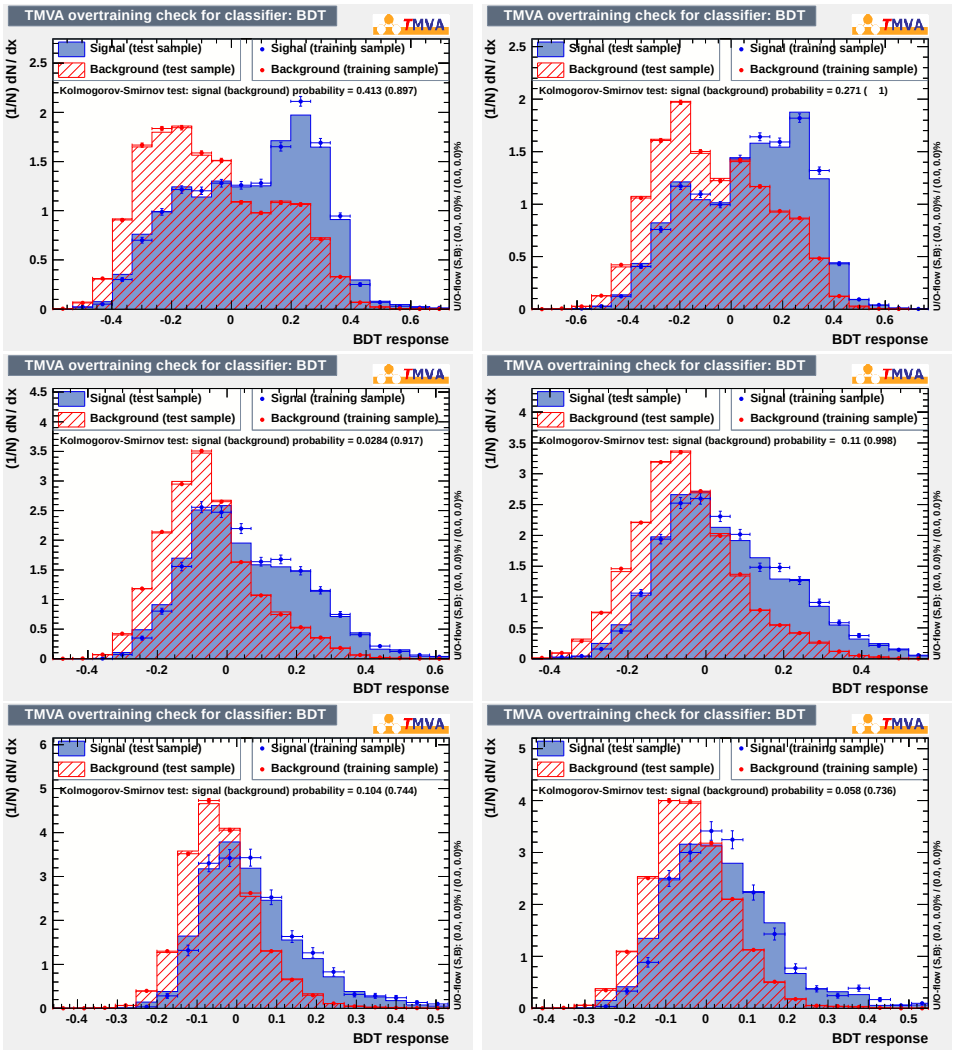


FIGURE 6.12: Distributions superposées des valeurs de sortie des BDT pour le lot d'entraînement et pour le lot de test. A gauche : pour l'état final $e\mu$. A droite : pour les états finaux ee et $\mu\mu$. De haut en bas pour les états finaux à 1, 2 et 3+ jets.

Generateur	1 jet	2 jets	3+ jets
MC@NLO	0.167	0.18	0.17
AcerMC	0.165	0.16	0.11

TABLE 6.7: Comparaison des pouvoirs discriminants des BDT pour différents lot de signal et pour les différentes multiplicités en jet des événements.

alors que le bruit de fond est concentré dans la zone $\mathcal{BDT}(\vec{x}) < 0$. Les BDT permettent d'obtenir une discrimination supérieure à celle de la variable la plus discriminante qui lui est associée et ce dans tous les états finaux. Les distribu-

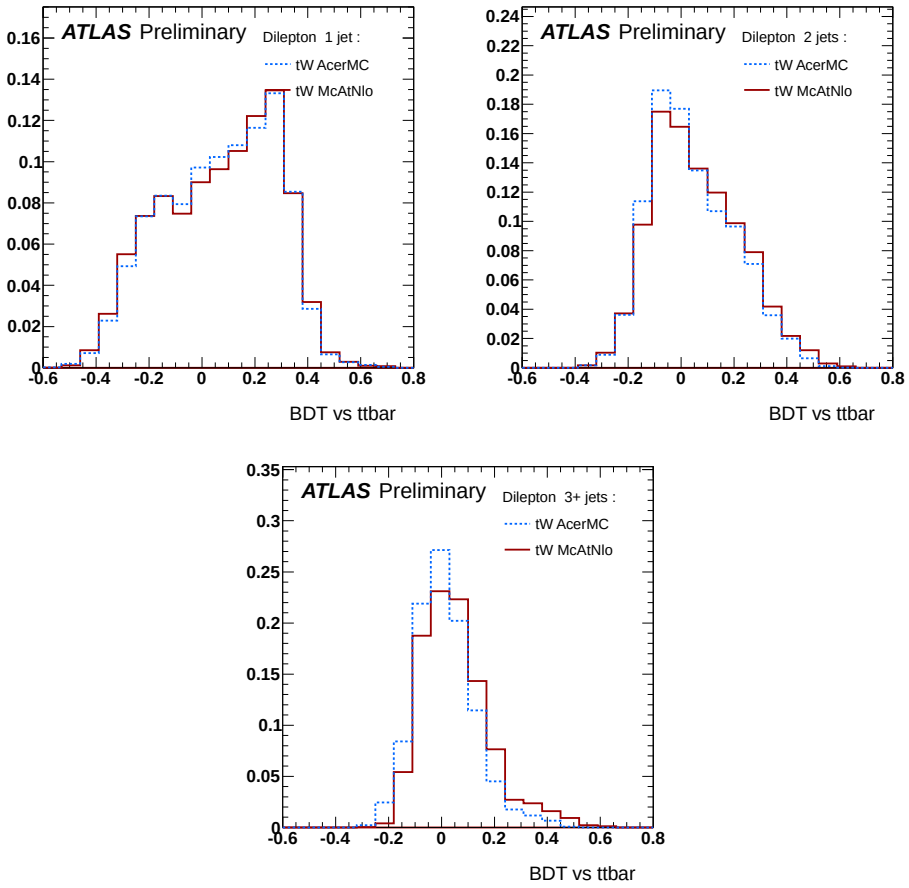


FIGURE 6.13: Distributions superposées des valeurs de sortie des BDT entre ACERMC et MC@NLO pour le signal de haut en bas pour les états finaux à 1, 2 et 3+ jets.

tions normalisées à la luminosité et aux sections efficaces des différents processus comparés aux données sont représentées dans la figure 6.14. Un bon accord est trouvé entre la simulation et les données sur toute la gamme en valeurs de sortie des BDT dans les événements à 1 jet et à 2 jets. Dans les événements 3+ jets, le désaccord entre la simulation et les données, déja visible dans la distribution en multiplicité, reste présent sur l'ensemble de la gamme des valeurs de sortie des BDT.

6.4 Mesure de la section efficace $W+t$

Une sélection puissante basée sur des arbres de décision a été définie. La section efficace de production $W+t$ peut maintenant être mesurée.

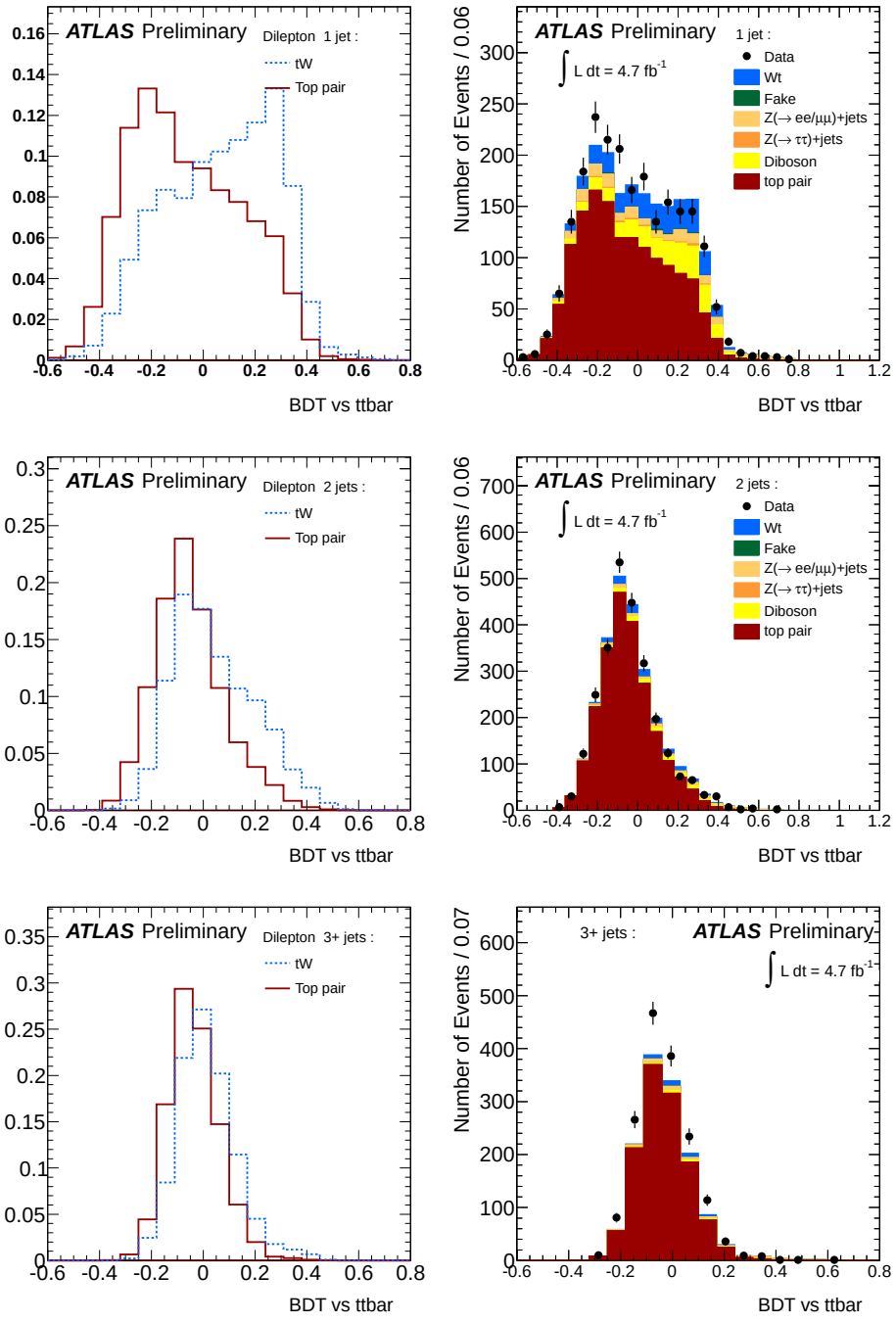


FIGURE 6.14: Distribution des valeurs de sortie des BDT pour la simulation normalisées à l'unité pour les événements W+t et $t\bar{t}$ à gauche et normalisé à luminosité à droite. De haut en bas et de droite à gauche pour les états finaux à 1, 2 et 3+ jets.

6.4.1 Sources d'erreurs systématiques

Le détail des évaluations des différentes sources d'erreurs systématiques sont décrits dans la section 5.3.2. Les impacts des différentes sources d'erreurs sont estimées de façon similaires, elles ont cependant été réévaluées en utilisant les nouvelles données de calibration récoltées au cours de l'année 2011. Les erreurs théoriques restent elles inchangées par rapport à l'analyse précédente. Les valeurs des erreurs "générateur" sur les événements $t\bar{t}$ on été estimées en comparant les efficacités de sélection obtenues pour les générateurs NLO POWHEG et MC@NLO. Les incertitudes liées aux développements de gerbes hadroniques ont été estimées en comparant les efficacités de sélection pour un même générateur couplé à HERWIG et PYTHIA. Les erreurs sur la luminosité ont été révaluées à l'aide de nouveaux scans de Van der Meer et une erreur de 1.8% sur la mesure de la luminosité intégrée est appliquée.

TABLE 6.8: Erreurs systématiques relatives dans le canal à 1 jet.

	tW	$t\bar{t}$	VV	$Z(ee,\mu\mu)$+jets	$Z(\tau\tau)$+jets	Fakes
Jet Energy Scale	-1.5 $+0.7$	-6.5 $+6.2$	$+2.7$ -2.9	–	–	–
Jet Energy Resolution	± 0.5	± 1.0	± 1.5	–	–	–
Jet Reconstruction	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Lepton Scale Factor	± 3.0	± 3.0	± 3.0	–	–	–
Electron Energy Scale	± 0.4	± 0.2	± 0.5	–	–	–
Electron Smearing	< 0.1	< 0.1	< 0.1	–	–	–
Muon Smearing ID	< 0.1	< 0.1	< 0.1	–	–	–
Muon Smearing MS	< 0.1	< 0.1	< 0.1	–	–	–
Muon Smearing NoScale	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Outsoft Cell Out	± 0.3	± 0.3	± 0.8	–	–	–
Pileup	< 1	< 1	< 1	–	–	–
PDF	± 3.0	± 0.3	± 0.3	–	–	–
Theory	–	± 8.3	± 5.0	–	–	–
Parton Shower	± 3.2	± 3.7	–	–	–	–
ISR/FSR	-3.6 $+3.6$	-3.5 $+3.5$	–	–	–	–
Generator	–	± 3.0	–	–	–	–
DDNorm	–	–	–	–	± 60	± 50
Luminosity	–	± 1.8	± 1.8	–	–	–

Dans les événements à 1 jet, la source d'erreur la plus importante est l'incertitude sur la section efficace théorique de la production de quarks top par paires. Les sources d'erreur les plus importantes après celle-ci sont celles pouvant faire varier les multiplicités en jet des événements soient : notre méconnaissance sur la mesure de l'énergie des jets avec une incertitude de $\pm$ 6.5 % sur les événements

$t\bar{t}$, notre méconnaissance sur le développement de gerbes hadroniques qui affecte de ±3.5 % l'efficacité de sélection des événements $t\bar{t}$ et W+t et l'utilisation d'un générateur particulier pour les événements $t\bar{t}$ qui peut faire varier l'acceptance de ±3 %.

TABLE 6.9: Erreurs systématiques relatives dans le canal à 2 jets.

	tW	$t\bar{t}$	VV	$Z(ee,\mu\mu)$+jets	$Z(\tau\tau)$+jets	Fakes
Jet Energy Scale	$^{+5.7}_{-5.6}$	$^{+0.3}_{-0.9}$	$^{+7.6}_{-6.6}$	–	–	–
Jet Energy Resolution	±0.5	±1.0	±1.4	–	–	–
Jet Reconstruction	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Lepton Scale Factor	±3.0	±3.0	±3.0	–	–	–
Electron Energy Scale	±0.3	±0.2	±0.3	–	–	–
Electron Smearing	< 0.1	< 0.1	±0.2	–	–	–
Muon Smearing ID	< 0.1	< 0.1	±0.2	–	–	–
Muon Smearing MS	< 0.1	< 0.1	±0.1	–	–	–
Muon Smearing NoScale	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Outsoft Cell Out	±0.2	±0.2	±0.3	–	–	–
Pileup	< 1	< 1	< 1	–	–	–
PDF	±3.0	±0.3	±0.3	–	–	–
Theory	–	±8.3	±5.0	–	–	–
Parton Shower	±4.3	±1.0	–	–	–	–
ISR/FSR	$^{-1.0}_{+1.0}$	$^{-5.8}_{+5.8}$	–	–	–	–
Generator	–	±2.5	–	–	–	–
DDNorm	–	–	–	–	±60	±50
Luminosity	–	±1.8	±1.8	–	–	–

Les sources d'erreurs les plus importantes dans les événements à 2 et 3+ jets sont elles aussi l'erreur théorique sur la section efficace de production $t\bar{t}$ et les sources d'erreurs reliées aux multiplicités en jet des événements. Les erreurs les plus faibles sont trouvées dans la sélection à 2 jets qui se trouve être l'état final naturel des événements $t\bar{t}$.

TABLE 6.10: Erreurs systématiques relatives dans le canal à 3 jets et plus.

	tW	$t\bar{t}$	VV	$Z(ee,\mu\mu)$+jets	$Z(\tau\tau)$+jets	Fakes
Jet Energy Scale	$^{+13.9}_{-12.6}$	$^{+8.8}_{-8.3}$	$^{+12.4}_{-10.0}$	–	–	–
Jet Energy Resolution	± 0.5	± 1.0	± 1.4	–	–	–
Jet Reconstruction	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Lepton Scale Factor	± 3.0	± 3.0	± 3.0	–	–	–
Electron Energy Scale	± 0.3	± 0.3	± 0.5	–	–	–
Electron Smearing	< 0.1	< 0.1	∓ 0.3	–	–	–
Muon Smearing ID	< 0.1	< 0.1	± 0.1	–	–	–
Muon Smearing MS	< 0.1	< 0.1	± 0.1	–	–	–
Muon Smearing NoScale	< 1	< 1	< 1	–	–	–
Outsoft Cell Out	± 0.1	± 0.3	± 1.0	–	–	–
Pileup	< 1	< 1	< 1	–	–	–
PDF	± 3.0	± 0.3	± 0.3	–	–	–
Theory	–	± 8.3	± 5.0	–	–	–
Parton Shower	± 12.0	± 2.1	–	–	–	–
ISR/FSR	$^{+3.5}_{-3.5}$	$^{+1.8}_{-1.8}$	–	–	–	–
Generator	–	± 2.2	–	–	–	–
DDNorm	–	–	–	–	± 60	± 50
Luminosity	–	± 1.8	± 1.8	–	–	–

6.4.2 Définition des canaux d'analyse

Nous disposons maintenant de plusieurs variables dont le pouvoir discriminant est assez grand pour discriminer notre signal de notre bruit de fond principal grâce aux arbres de décision boostés. Afin d'améliorer la mesure, aucune sélection sur les valeurs de sortie des BDT n'est appliqué et la distribution complète des BDT dans chaque état final est utilisée pour la mesure de la section efficace. Les valeurs de sortie des BDT sont segmentées en différents canaux d'analyse définis dans le tableau 6.11. Ces canaux mettent l'accent sur les zones importantes des distributions soit entre $\mathcal{BDT} \in [-0.4; 0.4]$. Au total 122 canaux sont utilisés pour l'analyse : 41 (19 bins dans l'états final 1 jet ; 19 bins dans l'états final 2 jets ; 3 bins dans la sélection $\geq$3 jets) pour chaque état final leptonique (ee, $e\mu$ et $\mu\mu$).Cette technique permet de prendre en compte l'intégralité de l'information contenue dans la distribution des BDT qui comprend à la fois les comptes d'événements pour chaque canaux mais aussi les proportions relatives de chaque processus entre les différents canaux d'analyse.

Etat final 1 et 2 jet	
Canal d'analyse	definition
1	BDT $>$ 0.45
2	BDT $\in$ [0.45 ; 0.40]
3	BDT $\in$ [0.40 ; 0.35]
4	BDT $\in$ [0.35 ; 0.30]
5	BDT $\in$ [0.30 ; 0.25]
6	BDT $\in$ [0.25 ; 0.20]
7	BDT $\in$ [0.20 ; 0.15]
8	BDT $\in$ [0.15 ; 0.10]
9	BDT $\in$ [0.10 ; 0.05]
10	BDT $\in$ [0.05 ; 0.00]
11	BDT $\in$ [0.00 ; -0.05]
12	BDT $\in$ [-0.05 ; -0.10]
13	BDT $\in$ [-0.10 ; -0.15]
14	BDT $\in$ [-0.15 ; -0.20]
15	BDT $\in$ [-0.20 ; -0.25]
16	BDT $\in$ [-0.25 ; -0.30]
17	BDT $\in$ [-0.30 ; -0.35]
18	BDT $\in$ [-0.35 ; -0.40]
19	BDT $<$ -0.40
Etat final 3+ jets	
1	BDT $>$ 0.2
2	BDT $\in$ [-0.2 ; 0.2]
3	BDT $<$ -0.2

TABLE 6.11: Définitions des canaux utilisés pour la mesure de la section efficace σ_{Wt}. Les canaux d'analyse sont similaires pour tous les états finaux leptoniques ee, $e\mu$ et $\mu\mu$.

Les distributions des nombres d'événements dans les différents canaux d'analyse sont représentés dans la figure 6.15 ainsi que les erreurs statistique et systématique associées aux simulations et aux données.

Afin de mesurer la section efficace de production $W+t$, nous utilisons cette fois une technique se basant sur les propriétés de l'inférence bayésienne.

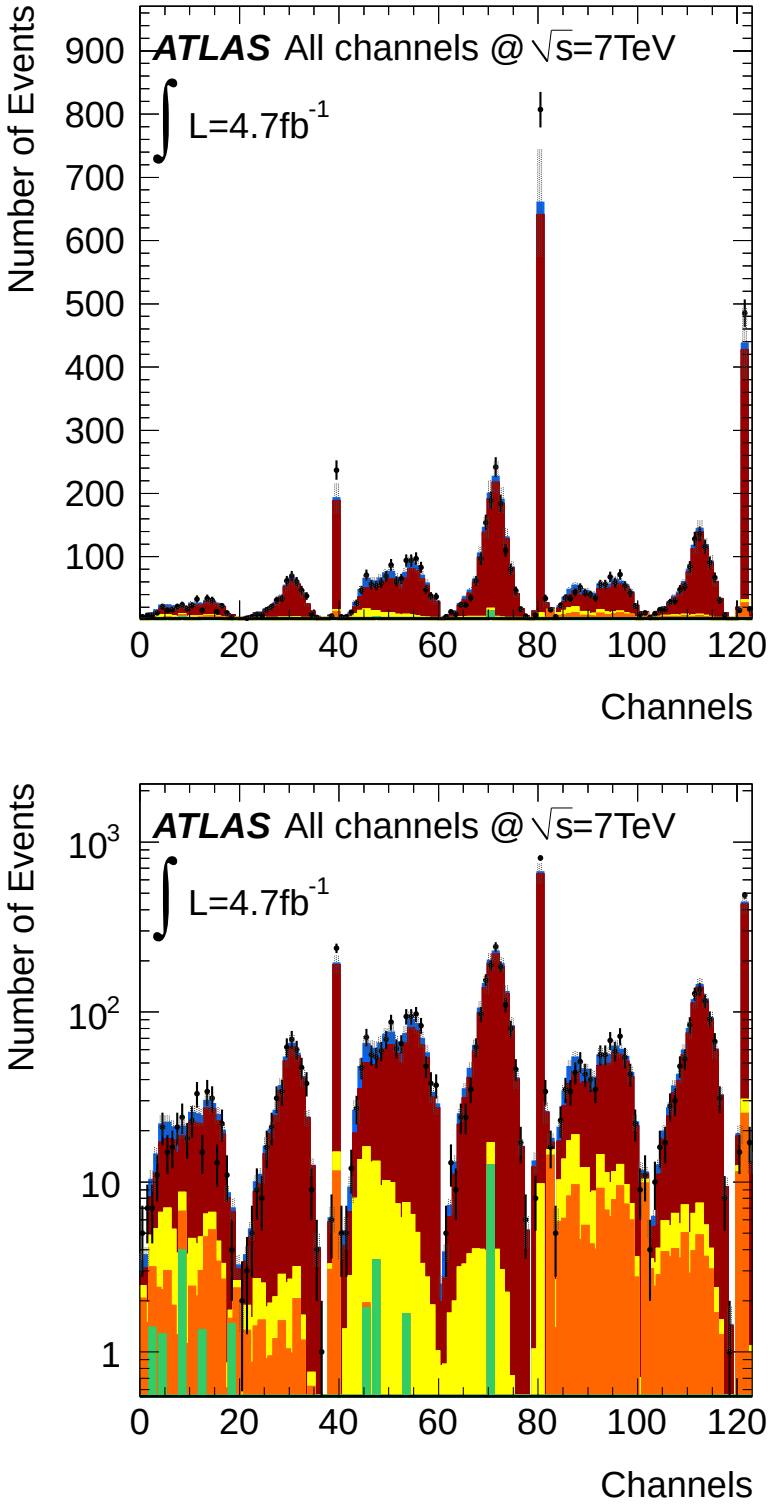


FIGURE 6.15: Comparaison des nombres d'événements attendus et observés pour tous les canaux d'analyse. La bande grisée correspond aux erreurs systématiques propagées à chacun des canaux séparément. Les bins en ordonnées correspondent aux différents canaux d'analyse décrits dans le tableau 6.11 pour les états finaux ee (0-41), $e\mu$ (42-83) et $\mu\mu$ (84-122). En haut : représentation linéaire. En bas : représentation logarithmique.

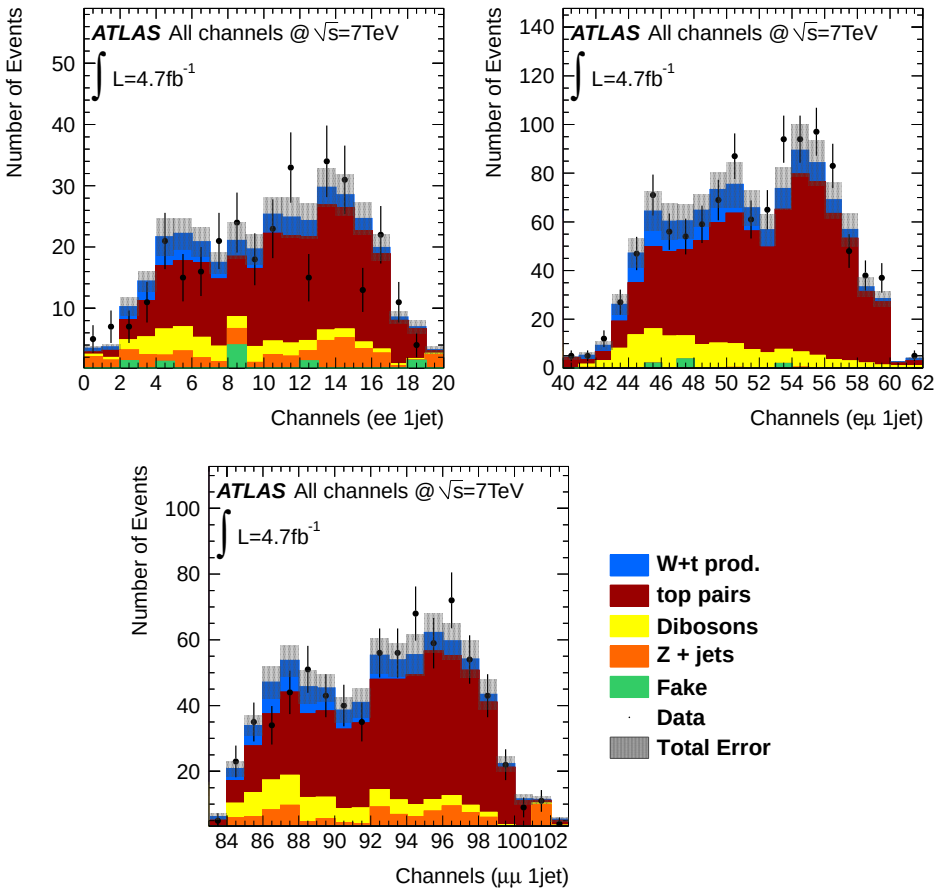


FIGURE 6.16: Comparaison des nombres d'événements attendus et observés pour tous les canaux d'analyse. Zoom sur les canaux correspondants aux événements à 1 jets où la majorité des événements $W+t$ sont attendus. De droite à gauche et de haut en bas dans les canaux correspondant à l'état final ee 1 jet, $e\mu$ 1 jet, $\mu\mu$ 1 jet.

6.4.3 Inférence bayesienne

Nous voulons passer de l'observation de données, aux sections efficaces qui conduisent à l'existence de celles-ci. L'interprétation bayesienne des statistiques permet de réaliser cette inversion de façon élégante et cohérente via le théorème de Bayes qui permet, en partant d'un état d'incertitude initial sur un paramètre d'intéret θ, de réviser cette incertitude une fois les données D recueillies. Le théorème de Bayes prend la forme suivante :

$$\mathbb{P}(\theta|D) = \frac{\mathbb{P}(D|\theta) \times \mathbb{P}(\theta)}{\mathbb{P}(D)} \tag{6.11}$$

$\mathbb{P}(\theta|D)$ est la probabilité dite *a posteriori* du paramètre d'intéret θ, ie. la densité de probabilité de la variable aléatoire d'intérêt θ après avoir révélé les données. $\mathbb{P}(\theta)$ et $\mathbb{P}(D)$ sont les probabilités *a priori* que la théorie soit vraie et que les données aient été observées. La fonction $\mathbb{P}(D|\theta)$ est la probabilité d'observer les données D sachant θ (fonction de vraisemblance).

Dans cette approche, θ n'est pas considéré comme un paramètre inconnu et déterministe, mais comme une variable aléatoire. On considère ainsi que θ est distribué suivant $\mathbb{P}(\theta)$ avant d'être révisé par les données D générées suivant une loi $\mathbb{P}(D|\theta)$. L'état des connaissance sur θ après avoir inclu la connaissance sur les données est alors contenue dans sa densité de probabilité $\mathbb{P}(\theta|D)$. Dans le cas de distributions continues, il est possible de réécrire le théorème de Bayes comme :

$$P(\theta|D) = \frac{L(D|\theta) \times \pi(\theta)}{\int L(D|\theta)\pi(\theta)d\theta} \tag{6.12}$$

où le dénominateur n'agit que comme un facteur de normalisation global.

6.4.4 Mesure de la section efficace

Dans cette analyse, les prédictions théoriques dépendent de deux types de paramètres : le paramètre d'intérêt (σ_{Wt}) et les paramètres de nuisance $\vec{\nu}$ qui sont liés aux incertitudes de notre modèle. La fonction de vraisemblance est donc fonction de ces deux paramètres et s'écrit :

$$L(D|\sigma_{Wt}, \vec{\nu}) = \prod_{c=1}^{Ncanaux} e^{-N_c^{pred}(\sigma_{Wt},\vec{\nu})} \frac{N_c^{pred}(\sigma_{Wt}, \vec{\nu})^{N_c^{obs}}}{N_c^{obs}!} \tag{6.13}$$

$N^{pred}(\sigma_{Wt}, \vec{\nu})$ représente le nombre d'événements théoriques attendu, N^{obs} le nombre d'événements réellement observé et c les canaux d'analyse. Le modèle possède deux types de paramètres et une distribution *a priori* est définie pour chacun : $\pi(\sigma_{Wt})$ pour la section efficace et $\pi(\vec{\nu})$ pour les paramètres de nuisance. La fonction $\pi(\vec{\nu})$ est créée d'après nos connaissances *a priori* des paramètres de nuisance, issues des estimations des impacts des sources d'erreur systématiques, et est définie comme une distribution gaussienne :

$$\pi(\vec{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta_c} e^{\left(\frac{(\vec{\nu}_c - \vec{\nu}_{0,c})^2}{2\delta_c^2}\right)} \tag{6.14}$$

δ_c faisant référence la dispersion mesurée due à la systématique i. Nous ne connaissons pas *a priori* la valeur de la section efficace W+t, cependant pour des raisons physiques la valeur de σ_{Wt} ne doit pas être négative. La fonction retenue pour $\pi(\sigma_{Wt})$ est donc :

$$\pi(\sigma_{Wt}) = \begin{cases} 0 \text{ si } \sigma_{Wt} < 0 \\ 1 \text{ sinon} \end{cases} \tag{6.15}$$

En utiliisant les propriétés des probabilités conditionnelles et la loi de Bayes, il est possible d'écrire la densité "postérieure" de la section efficace W+t comme :

$$P(\sigma_{Wt}|D) = \frac{\pi(\sigma_{Wt}) \int L(D|\sigma_{Wt}, \vec{\nu})\pi(\vec{\nu})d\vec{\nu}}{\int\int L(D|\sigma_{Wt}, \vec{\nu})\pi(\sigma_{Wt})\pi(\vec{\nu})d\sigma_{Wt}d\vec{\nu}} \tag{6.16}$$

ce procédé est appellé marginalisation ou intégration sur les paramètres de nuisance. La densité a posteriori de σ_{Wt} tient alors compte des paramètres de nuisance via leur densité a priori, du modèle probabiliste d'échantillonage $L(D|\sigma_{Wt}, \vec{\nu})$ et de la densité de probabilité de σ_{Wt} prior à la mesure.
En pratique, l'intégration sur les paramètres de nuisance est transformée en intégrale Monte Carlo. Afin de créer la densité postérieure, 400 valeurs σ^j_{Wt} de σ_{Wt} sont fixées puis pour chacune de ces valeurs, $n = 2$ million de vecteurs $\vec{\nu}$ sont tirés aléatoirement sur la densité $\pi(\vec{\nu})$. La somme des fonctions de vraisemblance sur les n hypothèses de vecteurs de paramètres de nuisance permet d'obtenir la valeur de la densité *a posteriori* $p(\sigma^j_{Wt}|D)$ à une constante près :

$$P(\sigma^j_{Wt}|D) \propto \sum_n L(D|\sigma^j_{Wt}, \vec{\nu}_n). \tag{6.17}$$

La même opération est répétée pour les 400 valeurs de σ^j_{Wt}. Puisque ces 400 valeurs de la densité postérieure du paramètre d'intérêt sont construites avec un même nombre n (assez grand) de tirages aléatoires de $\vec{\nu}$, l'interpolation entre tous les points de la densité *a posteriori* dans le plan (σ_{Wt}, $P(\sigma^j_{Wt})$) permet d'obtenir la densité de probabilité *a posteriori* du paramètre σ_{Wt}. Le mode de cette distribution est considéré comme la valeur centrale de notre mesure. L'intervalle de confiance lié à un taux de risque 1-α est donnés en definissant les bornes $[a; b]$ à droite et à gauche de la valeur centrale telles que :

$$\alpha = \int_a^b p(\sigma_{Wt}|D)d\sigma_{Wt} \tag{6.18}$$

Afin de réaliser les mesures, le code MEFISTO [90], développé au sein du LPSC au cours de cette thèse a été utilisé. Les distributions observées et attendues obtenues pour la section efficace de production associé W+t normalisées à la section efficace Modèle Standard sont représentées dans la figure 6.18. En tenant compte de toutes les sources d'erreur systématiques et statistique liées à la mesure la section efficace de production associée W+t mesurée avec un échantillon de $\mathcal{L} = 4.7$ fb^{-1} est :

$$\sigma_{Wt} = 14.6^{+5}_{-4} \text{ pb (exp)} \tag{6.19}$$

$$\sigma_{Wt} = 10.2 \pm 4 \text{ pb (obs)} \tag{6.20}$$

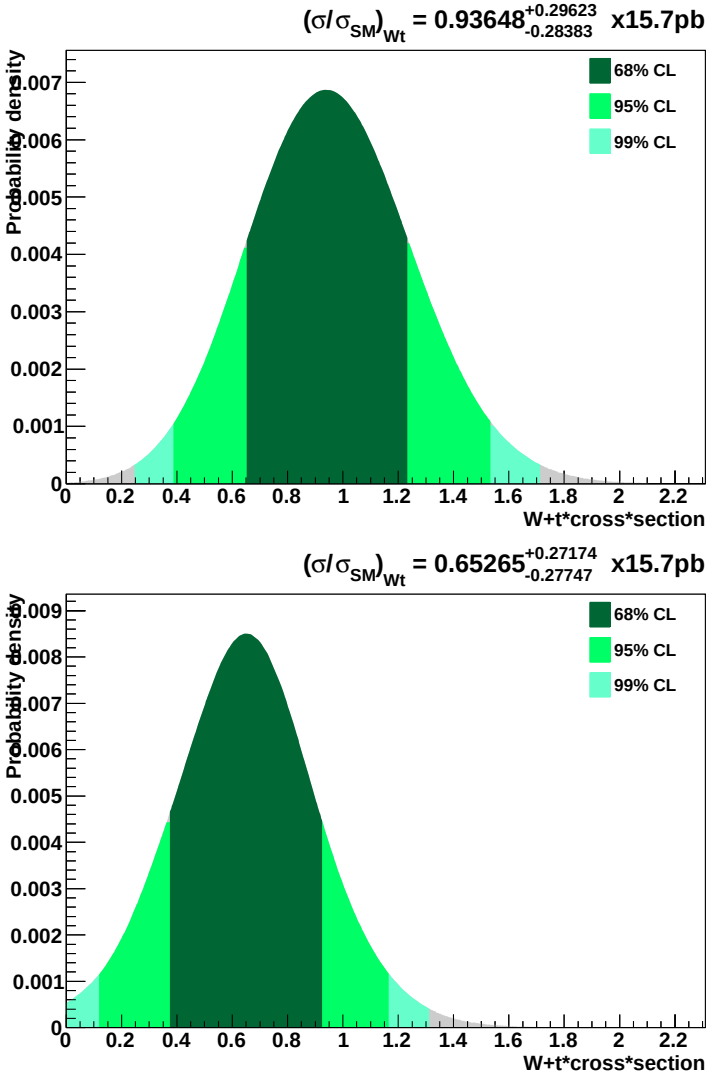


FIGURE 6.17: Densité de probabilité de de la section efficace W+t. En haut : valeurs attendue sans utilisation des données. En bas : valeur obtenue en utilisant les données 2011 à L=4.7pb^{-1}.

6.4.5 Interprétation : détermination de $|V_{tb}|$

Comme nous l'avons montré dans la section 1.3.4, il est possible d'obtenir une mesure de $|V_{tb}|$ à partir de la mesure de la section efficace des événements single-top via :

$$|V_{tb}| = \sqrt{\frac{\sigma_{Wt}^{mesure}}{\sigma_{Wt}^{MS}}} \tag{6.21}$$

Cette formulation suppose qu'au sein du Modèle Standard, les éléments de la matrice CKM soient tels que : $|V_{tb}| \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$. La section efficace W+t est sensible aux phénomènes pouvant modifier les propriétés du vertex Wtb comme

la présence d'une quatrième génération de quarks. Il n'est en revanche pas sensible à des effets tel que les courants neutres changeant les saveurs des quarks (FCNC). De plus, la mesure de ce processus étant basée sur la reconstruction d'un boson W et d'un quark top dans l'état final, cette détermination est insensible à l'existence d'un boson W' ou à un quark t' (de caractéristiques différentes d'un boson W ou d'un quark top). Nous ne sommes donc ici sensible qu'à une hypothétique quatrième génération de quarks via la modification de la valeur observée de $|V_{tb}|$. Nous rappelons que la matrice CKM est unitaire et donc que dans le cadre d'un modèle étendu à 4 générations de quark :

$$|V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2 + |V_{tb}|^2 + |V_{tq'}|^2 \cong |V_{tb}|^2 + |V_{tq'}|^2 = 1 \tag{6.22}$$

avec q' un nouveau quark de quatrième génération.

En utilisant l'équation (6.21) et la mesure observée de la section efficace de production $W+t$, il est possible d'obtenir une mesure, indépendante du modèle utilisé, de $|V_{tb}|$:

$$|V_{tb}| = 0.80^{+0.15}_{-0.17} \tag{6.23}$$

En supposant que $|V_{tb}| < 1$, il est possible d'obtenir une limite inférieure sur la valeur de cet élément de matrice :

$$|V_{tb}| > 0.45 \text{ @95\%C.L.} \tag{6.24}$$

6.5 Conclusion et perspectives

La mesure de la section efficace de production de la production associée d'un boson W et d'un quark top est une mesure complexe à plusieurs égards. Tout d'abord le signal recherché possède une section efficace faible (15.7 pb^{-1}) relativement à de nombreux processus au LHC, mais surtout, le signal est noyé dans une grande quantité de bruits de fond. Ces bruits de fond peuvent être classés en deux grandes catégories : les bruits fond réductibles (Drell-Yan et diboson), et les autres modes de production de quarks top notamment les événements $t\bar{t}$. Le premier groupe peut être réduit fortement par des sélections simples. Pour le second, il n'existe aucun critère simple permettant d'en limiter la contamination.

La stratégie alors adoptée pour la première limite fut d'estimer ce fond irréductible à partir des données et de se limiter à une région de l'espace des phases enrichie en signal (1 jet). Cette approche minimaliste ne fait sens que lorsque la statistique et la connaissance de la réponse du détecteur est limitée. En effet, une telle analyse devient très rapidement contrainte par les erreurs systématiques à mesure que les données s'accumulent.

Cette sélection, appliquée aux 4.7 fb^{-1} de données recueillies en 2011, ne permettant d'obtenir qu'une mesure de la section efficace à 1.5σ de significativité. Dans la présente analyse, afin d'améliorer cette mesure, nous avons pris le parti de maximiser la statistique du signal. Ainsi, toutes les multiplicités en jets (1, 2 et $\geq$3 jets) ont été conservées pour la mesure. Une mesure réalisée sur les trois

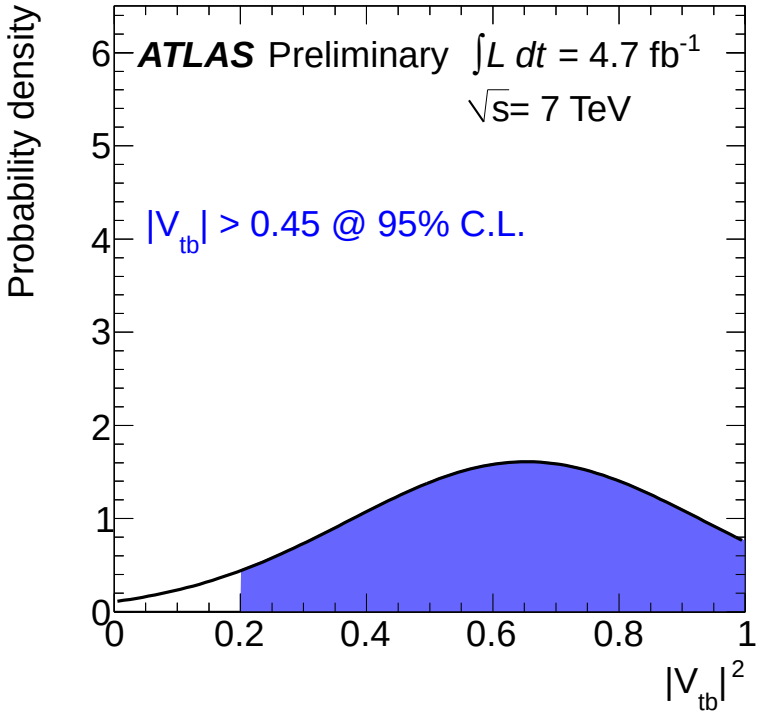


FIGURE 6.18: Densité de probabilité de $|V_{tb}|^2$ en utilisant la mesure de σ_{Wt} et en supposant que $1 > |V_{tb}| \gg |V_{ts}|, |V_{td}|$.

états finaux en multiplicité de jets permet d'obtenir une significativité proche de 2σ. Une augmentation de la significativité est donc possible en incluant un plus grand espace des phases.

Nous nous sommes ensuite focalisés sur la discrimination entre les événements de signal et les événements $t\bar{t}$. Plus de 150 variables ont été construites afin de caractériser les événements $W+t$ et $t\bar{t}$, et les plus puissantes ont été inclues dans la construction d'Arbres de Décisions Boostés. Afin de conserver une grande statistique de signal et d'utiliser le maximum d'informations possible, aucune sélection n'est appliquée sur les BDT. Les distributions sont alors segmentées en 122 canaux d'analyse où la section efficace σ_{Wt} est ajustée simultanément en utilisant les propriétés de l'inférence bayesienne. Cette dernière étape nous mène à notre mesure finale de la section efficace est la valeur mesurée est :

$$\sigma_{Wt} = 14.6^{+5}_{-4} \text{ pb (exp)} \tag{6.25}$$

$$\sigma_{Wt} = 10.2 \pm 4 \text{ pb (obs)} \tag{6.26}$$

ceci correspond à une mesure attendue de 3.3σ et 2.4σ observée. La significativité purement statisque est mesuré à 7.9σ, la mesure est donc très fortement contrainte par les erreurs systématiques.

Dans le futur, la montée en énergie du LHC de 7 à 8 TeV ne devrait pas

permettre d'améliorer en l'état cette mesure puisque les sections efficaces de production W+t et $t\bar{t}$ évoluent de la même manière avec un gain identique de 40 %. Il reste cependant des pistes dans les méthodes d'analyse afin d'améliorer la mesure de la section efficace de production W+t :

(1) La présence d'un seul jet de b dans l'état final peut être utilisée. Des études préléminaires ont été menées en ce sens en utilisant des critères sur la présence d'un jet de b afin de réduire les événements Drell-Yan et dibosons ou encore le rejet d'un deuxième jet de b afin de lutter contre les processus $t\bar{t}$. Aujourd'hui, les erreurs sur la calibration des algorithmes d'étiquetage des jets de b est trop grande, de l'ordre de 10% pour l'efficacité d'étiquetage [91], et de plus de 10% pour le taux de mauvaise identification [92]. L'erreur systématique associée, malgré la réduction des fonds, ne permet pas d'améliorer la mesure. Cependant, la connaissance de ces algorithmes s'améliore avec le temps et leurs erreurs associées diminuent. Cette approche est donc à investiguer pour les analyses futures.

(2) Il est aussi possible d'étudier ce mode de production dans son état final $l\bar{\nu}_l jjb$. Celui ci est totalement orthogonal au canal dileptonique et doit apporter un gain en significativité. Malheureusement, la mesure dans ce canal est encore plus complexe que dans son état final dileptonique en raison d'une contamination $t\bar{t}$ du même ordre de grandeur à quoi s'ajoute une contamination par les événements W+jets et des autres processus single top très importante. Les dernières mesures sur ce canal permettent d'obtenir une mesure à environ 1σ contrainte en grande partie par les erreurs systématiques.

(3) Finalement, une des voies les plus prometteuses vient de la méthode d'ajustement elle même. En effet, nous avons montré que la plus grande source d'incertitude de la mesure vient de l'erreur théorique de la section efficace $t\bar{t}$. Or, il est possible de mesurer simultanément la section efficace W+t et $t\bar{t}$ afin de supprimer les erreurs théoriques. Une telle étude n'a pas été menée au cours de cette thèse mais des études préléminaires sur les ajustements multidimensionnels (σ_{Wt}, $\sigma_{t\bar{t}}$) sont en train d'être explorées.

Nous avons aussi réalisé une mesure de l'élément de matrice CKM $|V_{tb}|^2$ à partir de la mesure de la section efficace W+t. La valeur obtenue est :

$$|V_{tb}| = 0.80^{+0.15}_{-0.17} \tag{6.27}$$

Cette valeur est en accord avec les valeurs obtenues au TeVatron : 0.88±0.07 [93], et dans ATLAS dans l'étude de la voie-t : $1.13^{+0.14}_{-0.13}$ [94]. La mesure présentée ici fait la supposition que les valeurs des éléments $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ sont très petites devant $|V_{tb}|$. Or, il a été montré qu'il est possible de se passer de cette hypothèse et de réaliser une mesure conjointe, et modèle indépendante, de tous les éléments de la matrice CKM relatifs au quark top $|V_{tq}|$ [95].

Conclusion

Cette thèse est consacrée à la mesure de la section efficace de la production associée d'un boson W et d'un quark top dans son état final dileptonique auprès de l'expérience ATLAS du LHC. Ce mode de production de quark top n'avait, à ce jour, pas été observé.

Nous avons dans un premier temps introduit le contexte théorique sur lequel repose cette mesure, puis nous avons décrit les observables, que sont la section efficace de production $W+t$ et l'élément de matrice CKM V_{tb}.

La production associée d'un quark top et d'un boson W met en jeu un état final riche avec des leptons isolés, jets hadroniques centraux, énergie transverse manquante. La seconde partie porte sur la reconstruction, l'identification et l'étalonnage de ces objets dans le détecteur ATLAS.

La recherche des événements $W+t$ a été conduite sur les premiers 35 pb^{-1} de données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2010. L'accent a été mis sur une analyse simple, robuste et basée principalement sur l'utilisation de techniques utilisant les données afin d'estimer les différents bruits de fond. Une première limite supérieure à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production $W+t$ a ainsi été posée :

$$\sigma_{Wt} < 112 \text{ pb (exp)} \tag{6.28}$$

Lorsque les données sont utilisées pour mesurer la valeur centrale de σ_{Wt} alors la limite observée sur la production de la production associée est :

$$\sigma_{Wt} < 110 \text{ pb (obs)} \tag{6.29}$$

Cette première mesure a conduit à une redéfinition de notre stratégie de recherche.

L'analyse finale reprend en partie les techniques utilisées lors de la mesure précédente pour la mesure des bruits de fond, tout en ajoutant de nouvelles parties. Ainsi une approche spéciale permettant l'optimisation de la discrimination contre le fond principal au signal a été développée selon une technique multivariée : les BDT. Afin d'améliorer la mesure de section efficace l'espace des phases pour la mesure a été maximisé et la distribution complète des BDT a été utilisée pour l'ajustement de la section efficace. Finalement, la mesure obtenue est :

$$\sigma_{Wt} = 14.6^{+5}_{-4} \text{ pb (exp)} \tag{6.30}$$

$$\sigma_{Wt} = 10.2 \pm 4 \text{ pb (obs)} \tag{6.31}$$

qui correspond à 3.3 σ de significativité pour la mesure attendue et une mesure à 2.4 σ observée. Cette dernière mesure a ensuite été interprétée en termes de couplage entre le quark top et le quark b : $V_{tb} = 0.80^{+0.15}_{-0.17}$.

Des pistes pour améliorer cette mesure ont été proposées dans la dernière partie. L'analyse étant dominée par les erreurs systématiques, de meilleures techniques de réduction des fonds et un ajustement simultané du signal et des fonds principaux semblent prometteurs.

Dans les années à venir, les mesures de précision sur les processus de production électrofaible de quark top devraient être possibles grâce à une meilleure connaissance du détecteur et à une luminosité plus grande. Les modes de productions électrofaibles sont au nombre de trois et chacun de ces processus est sensible à des phénomènes au-delà du Modèle Standard distincts. Il s'agit par exemple de nouvelles résonances (vecteurs et scalaires), de nouveaux couplages ou des couplages anormaux. Les mesures des sections efficaces de production, des couplages et des polarisations du quark top au sein de ces productions électrofaibles formeront donc un ensemble de tests puissants du Modèle Standard, et viendront compléter les mesures effectuées sur les processus $t\bar{t}$. Ils constitueront donc un enjeu majeur de sonde de nouvelle physique.

Appendices

A

Evénements sélectionnés dans la mesure de la section effciace $W+t$

Cette section référence les données manquantes dans le texte de la section sur la mesure de section efficace $W+t$ (6).

A.1 Evénements sélectionnés dans les événements à 1 jet

TABLE A.1: Nombre d'événements pour les états finaux à 1 jet et dans tous les états finaux leptoniques. Les erreurs associées aux nombres d'événements tiennent compte de toutes les incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature.

	ee 1j	$\mu\mu$ 1j	$e\mu$ 1j
tW	45.6 ± 3.6	96.1 ± 6.5	156.6 ± 10.1
$t\bar{t}$	215.8 ± 29.1	472.3 ± 56.4	748.2 ± 94.7
VV	35.2 ± 2.5	80.3 ± 5.3	129.9 ± 8.1
$Z(ee, \mu\mu)$+jets	41.1 ± 4.1	118.0 ± 11.8	0.4 ± 0.0
$Z(\tau\tau)$+jets	1.2 ± 0.7	3.5 ± 2.1	8.4 ± 5.0
Fakes	9.3 ± 4.7	< 1	6.9 ± 3.4
Total background	302.7 ± 29.9	674.1 ± 57.9	893.8 ± 95.2
Total expected	348.3 ± 30.1	770.2 ± 58.3	1050.4 ± 95.7
$\frac{S}{\sqrt{B}}$	2.62	3.70	5.24
$\frac{S}{B}$	0.15	0.14	0.18
Data	331	735	1104

A.2 Evénements sélectionnés dans les événements à 2 jets

TABLE A.2: Nombre d'événements pour les états finaux à 2 jets et dans tous les états finaux leptoniques. Les erreurs associées aux nombres d'événements tiennent compte de toutes les incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature.

	ee 2j	$\mu\mu$ 2j	$e\mu$ 2j
tW	19.5 ± 1.7	40.9 ± 3.6	66.8 ± 5.8
$t\bar{t}$	338.0 ± 40.7	745.1 ± 77.0	1210.6 ± 135.6
VV	13.3 ± 1.2	24.9 ± 2.0	42.0 ± 3.7
$Z(ee, \mu\mu)$+jets	18.4 ± 3.7	58.8 ± 5.9	0.0 ± 0.0
$Z(\tau\tau)$+jets	0.9 ± 0.6	1.7 ± 1.0	0.9 ± 0.5
Fakes	4.0 ± 2	< 1	12.4 ± 6.2
Total background	374.6 ± 40.9	830.5 ± 77.3	1278.0 ± 135.7
Total expected	394.0 ± 40.9	871.4 ± 77.4	1344.7 ± 135.9
$\frac{S}{\sqrt{B}}$	1.01	1.42	1.88
$\frac{S}{B}$	0.05	0.05	0.05
Data	419	879	1297

A.3 Evénements sélectionnés dans les événements à 3 jets

TABLE A.3: Nombre d'événements pour les états finaux à 3+jets et dans tous les états finaux leptoniques. Les erreurs associées aux nombres d'événements tiennent compte de toutes les incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature.

	ee 3+j	$\mu\mu$ 3+j	$e\mu$3+j
tW	5.3 ± 1.1	11.8 ± 2.4	20.6 ± 3.8
$t\bar{t}$	178.8 ± 22.5	413.2 ± 54.8	666.3 ± 85.8
VV	3.6 ± 0.4	6.3 ± 0.8	10.6 ± 1.3
$Z(ee, \mu\mu)$+jets	14.4 ± 4.3	37.2 ± 7.4	0.2 ± 0.0
$Z(\tau\tau)$+jets	0.0 ± 0.0	1.2 ± 0.7	0.7 ± 0.4
Fakes	4.0 ± 2	< 1	8.0 ± 4
Total background	200.8 ± 23.0	457.9 ± 55.3	685.9 ± 85.8
Total expected	206.1 ± 23.0	469.7 ± 55.4	705.5 ± 85.9
$\frac{S}{\sqrt{B}}$	0.38	0.55	0.79
$\frac{S}{B}$	0.03	0.03	0.03
Data	248	517	849

B

Distribution des variables des BDT

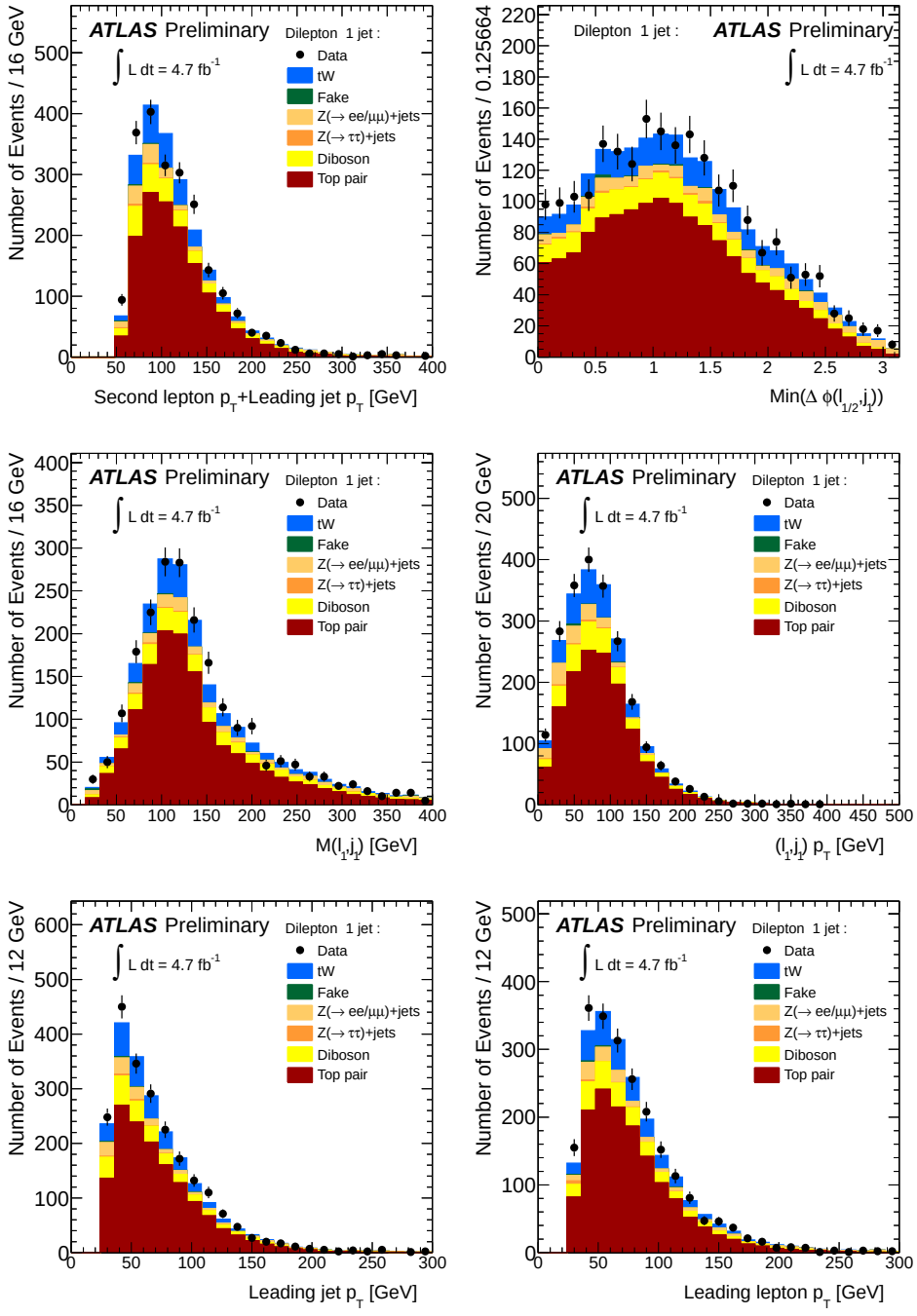


FIGURE B.1: Distribution de $p_T(l_2) + p_T(j_1)$, Min $\Delta\phi(l, j_1)m_{l_1,j_1}$, $p_T(l_1, j_1)$, $p_T(j_1)$, $p_T(l_1)$ dans les événements à 1 jet

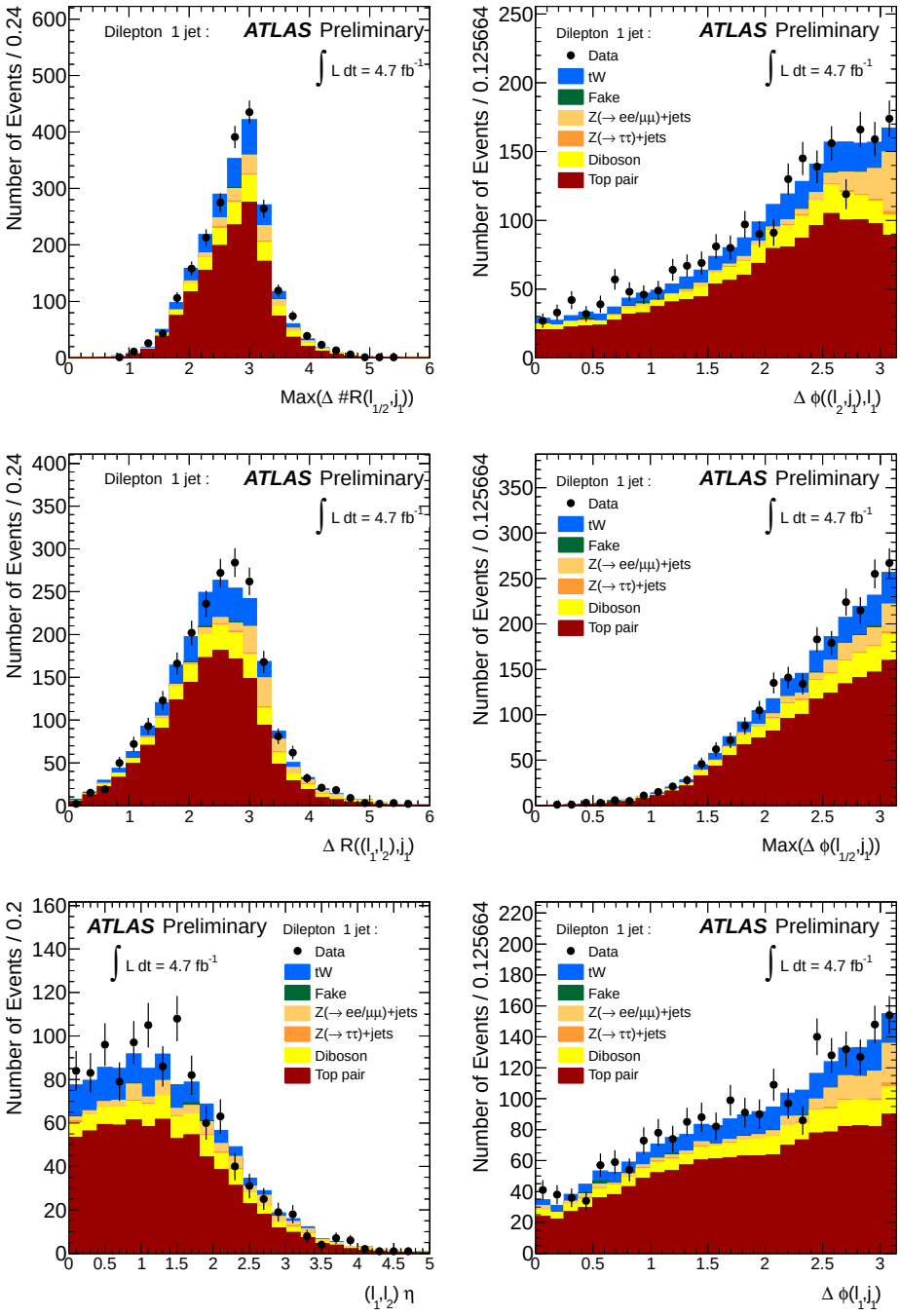


FIGURE B.2: Distribution de $\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$, Max $\Delta\phi(l, j)$, $\eta(l_1, l_2)$, $\Delta\phi(l_1, j_1)$ dans les événements à 1 jet

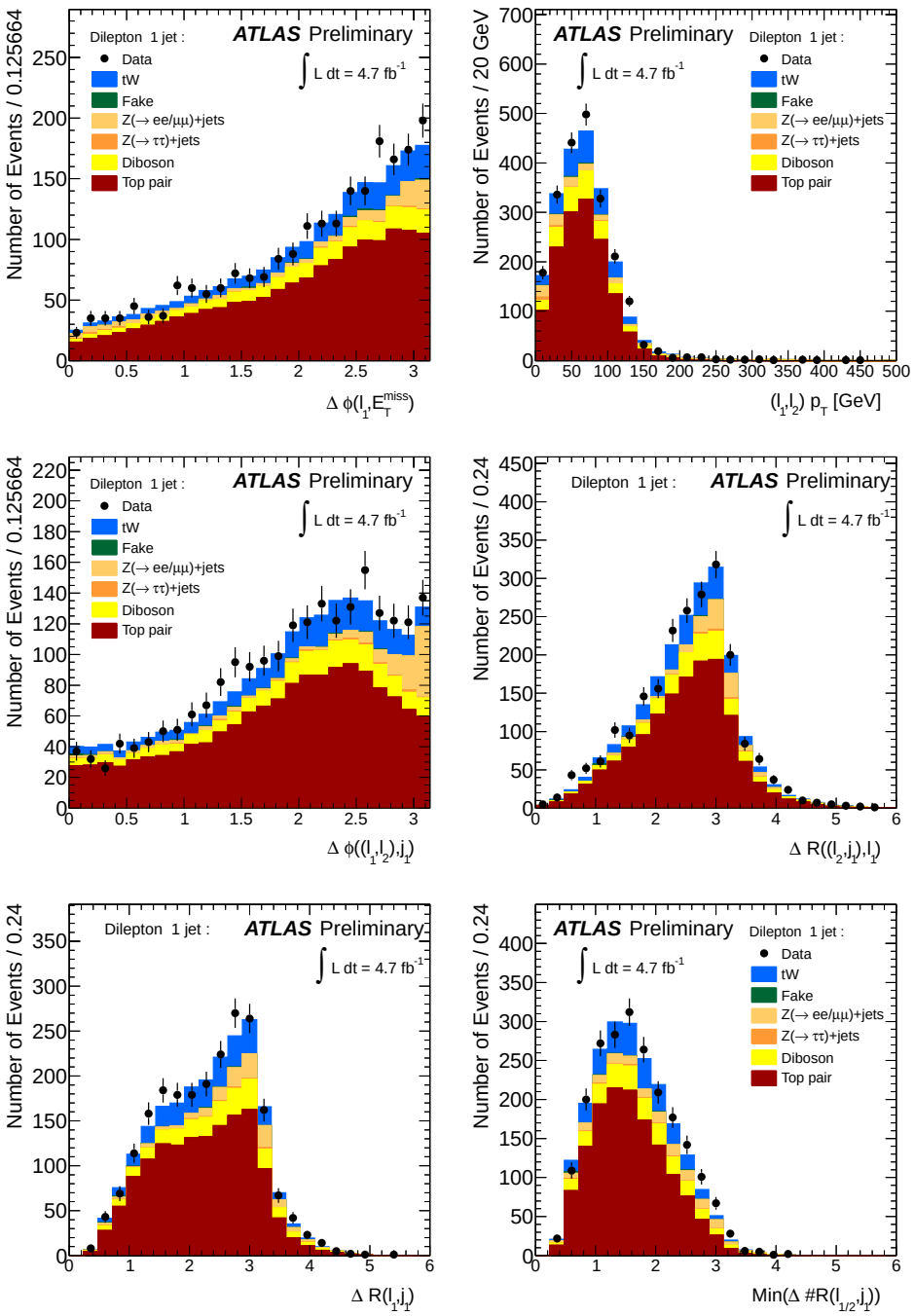


FIGURE B.3: Distribution de $\Delta\phi(l_1, E_T^{miss})$, $p_T(l_1, l_2)$, $\Delta\phi[(l_1, l_2), j_1]$, $\Delta R[(l_2, j_1), l_1]$, $\Delta R(l_1, j_1)$, Min $\Delta R(l, j_1)$ dans les événements à 1 jet.

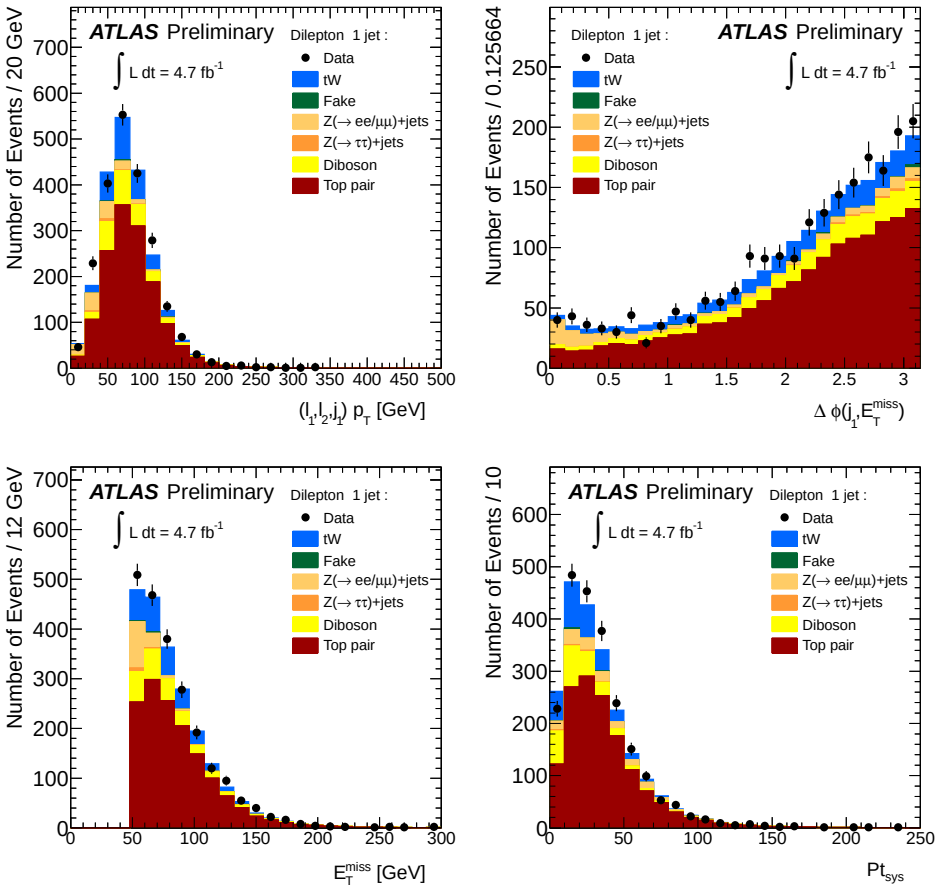


FIGURE B.4: Distribution de $p_T(l_1, l_2, j_1)$, $\Delta\phi(j_1, E_T^{miss})$, E_T^{miss}, p_T^{sys} dans les événements à 1 jet.

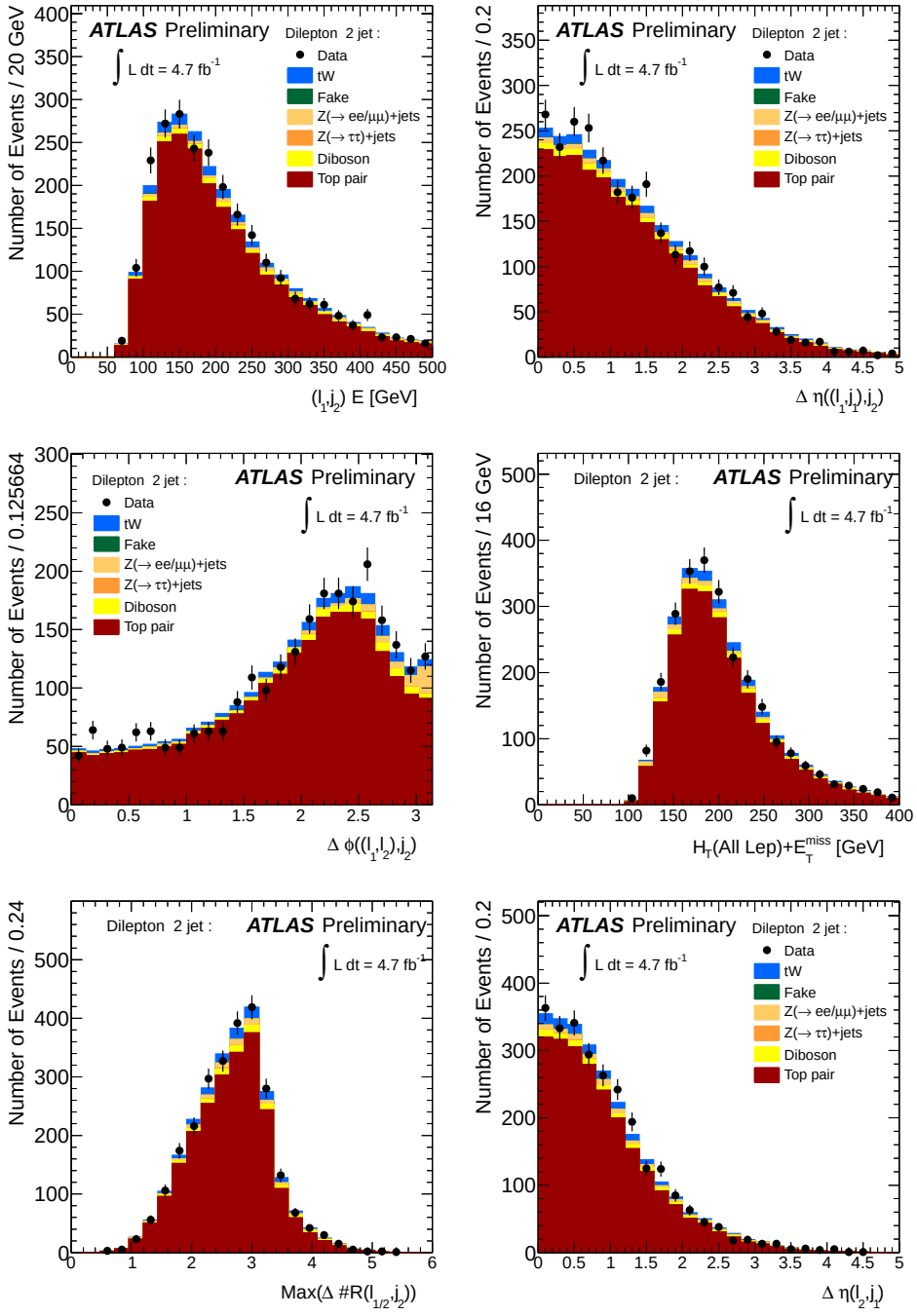


FIGURE B.5: Distribution de $E(l_1, j_2)$, $\Delta\eta[(l_1, j_1), j_2]$, $\Delta\phi[(l_1, j_1), j_2]$, $E_T^{miss} + p_T(l_1) + p_T(l_2)$, Max $\Delta R(l, j_2)$, $\Delta\eta(l_2, j_1)$ dans les événements à 2 jets.

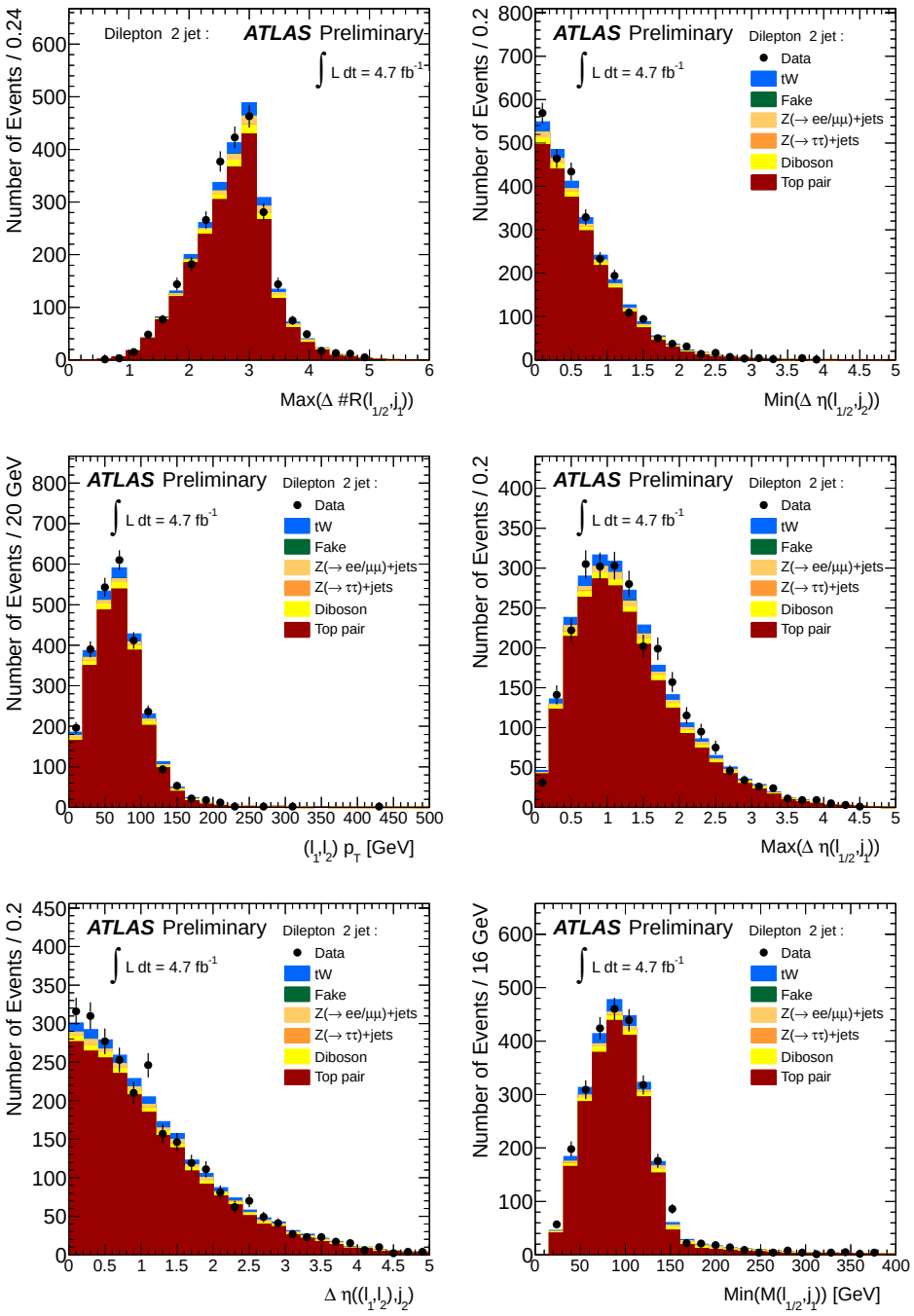


FIGURE B.6: Distribution de Max $\Delta R(l, j_1)$, Min $\eta(l, j_2)$, $p_T(l_1, l_2)$, Max $\Delta\eta(l, j_1)$, $\Delta\eta[(l_1, l_12), j_2]$, Min $[m_{l_1 j_1}; m_{l_2 j_1}]$dans les événements à 2 jets.

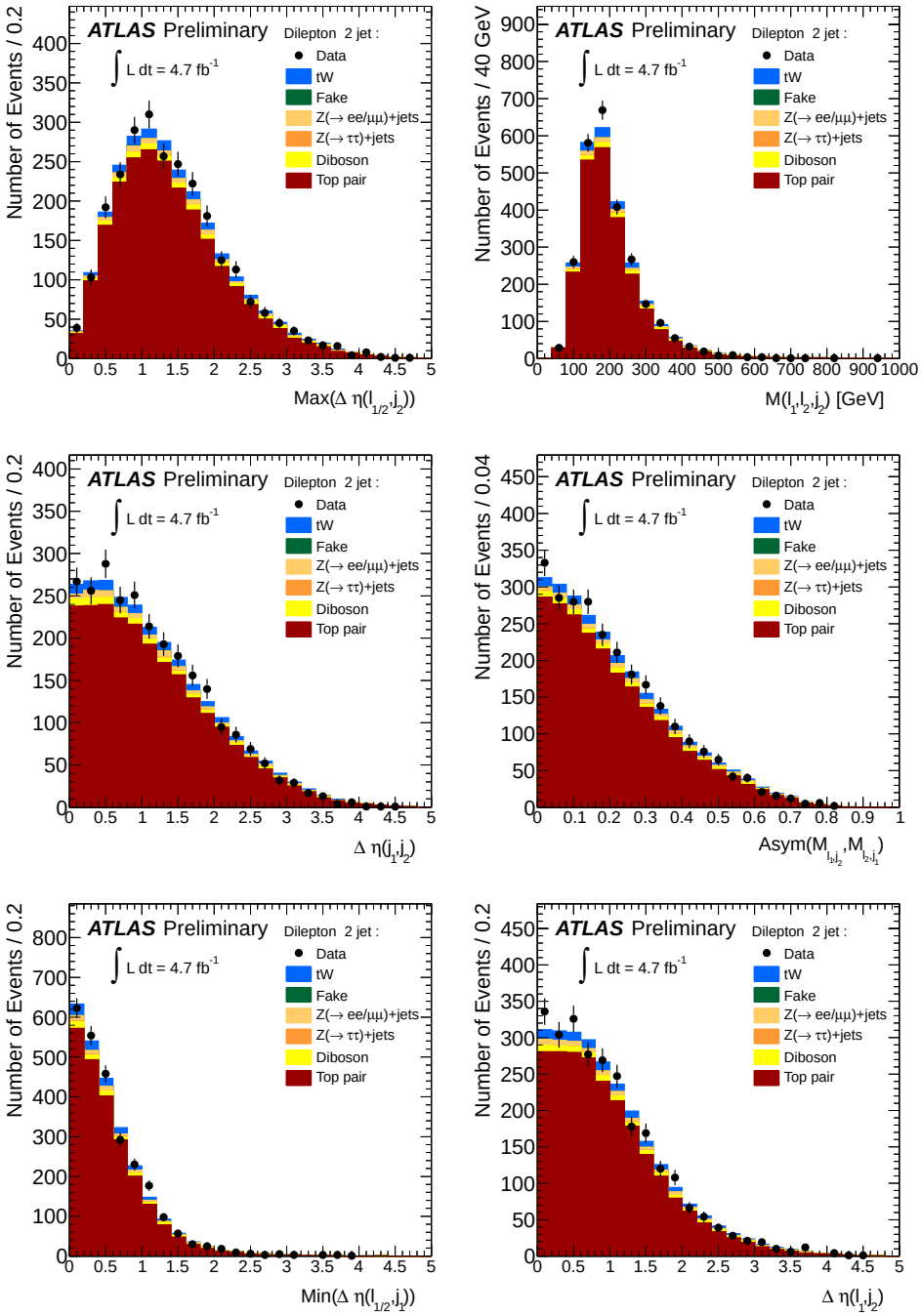


FIGURE B.7: Distribution de Max $\eta(l, j_2)$, $m_{l_1 l_2 j_2}$, $\Delta\eta(j_1, j_2)$, Asym $(m_{l_1,j_2}, m_{l_2,j_1})$, Min $\eta(l, j_1)$, $\Delta\eta(l_1, j_2)$ dans les événements à 2 jets.

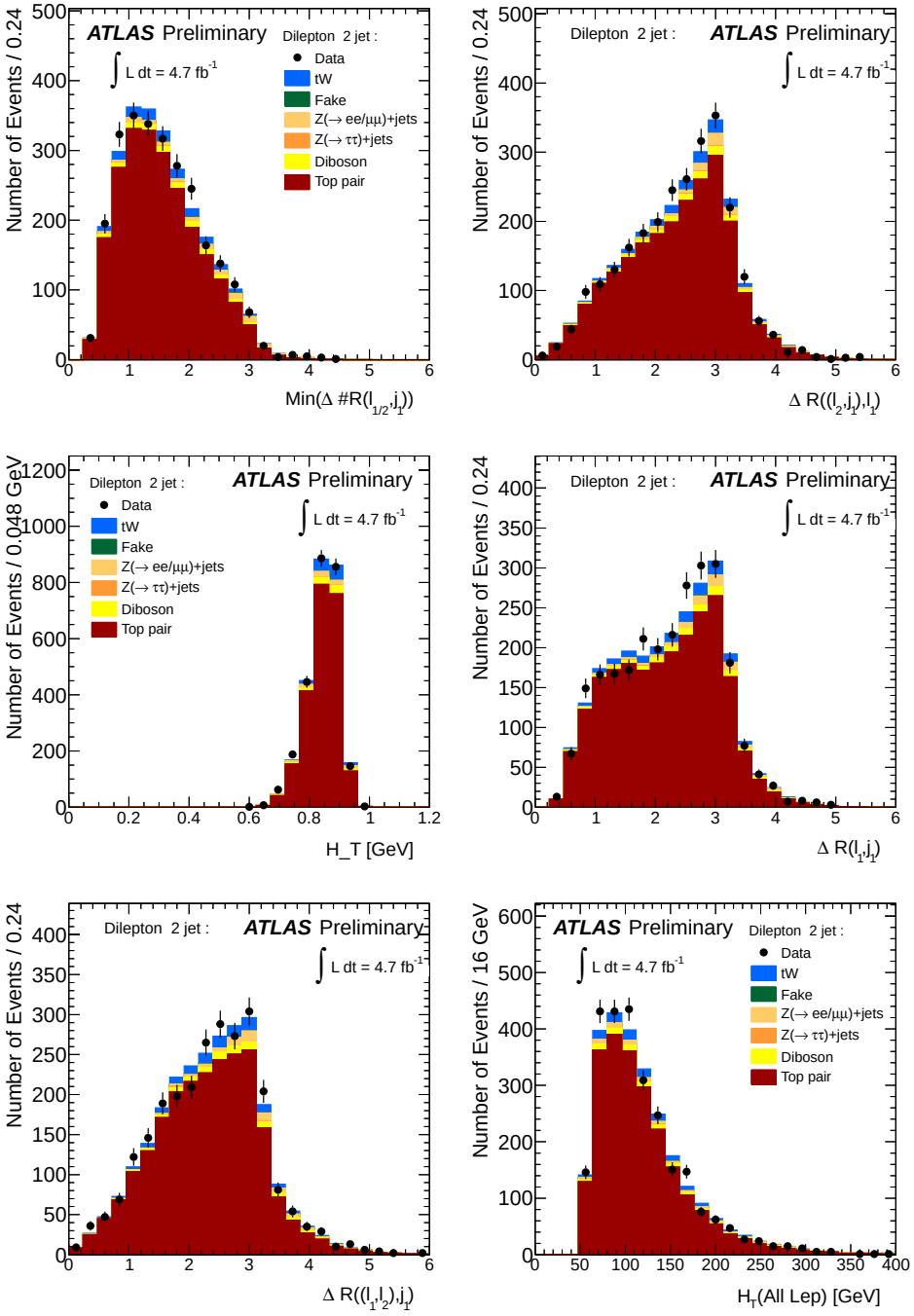


FIGURE B.8: Distribution de Min $\Delta R(l, j_1)$, $\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$, H_T^{dev}, $\Delta R(l_1, j_1)$, $\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$, $H_T^{leptons}$ dans les événements à 2 jets.

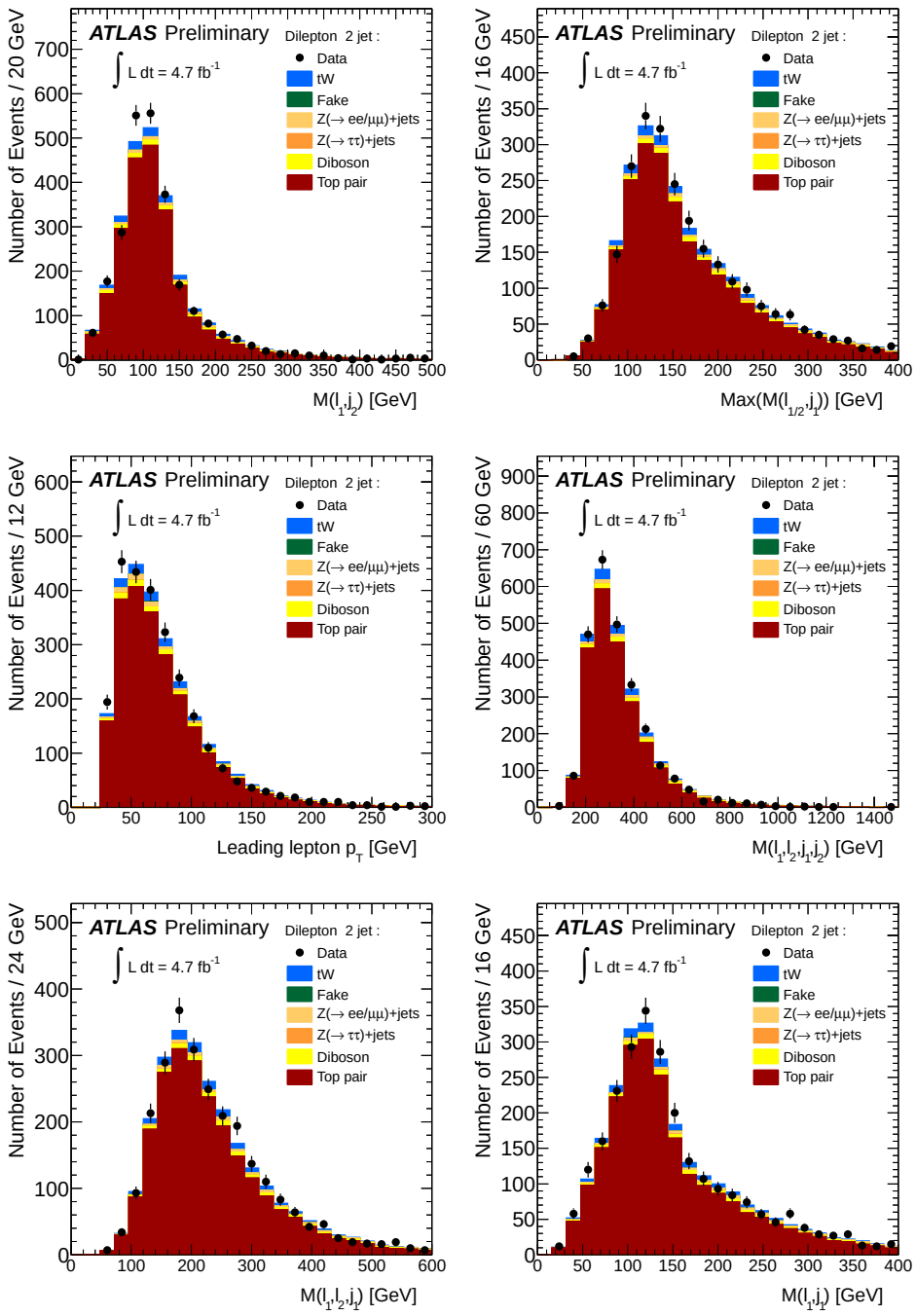


FIGURE B.9: Distribution de $m_{l_1 j_2}$, Max m_{lj_1}, $p_T(l_1)$, $m_{l_1 l_2 j_1 j_2}$, $m_{l_1 l_2 j_1 j_2}$, $m_{l_1 l_2 j_1}$, $m_{l_1 j_1}$ dans les événements à 2 jets.

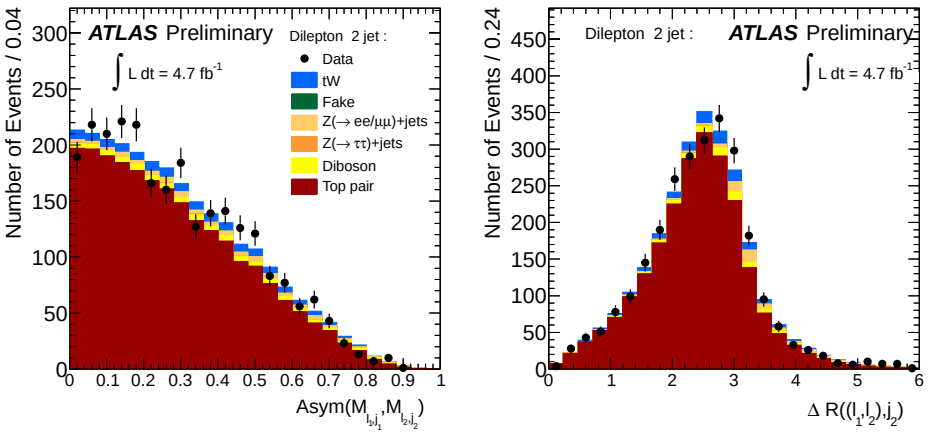


FIGURE B.10: Distribution de Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$, $\Delta R[(l_1, l_2), j_2]$ dans les événements à 2 jets.

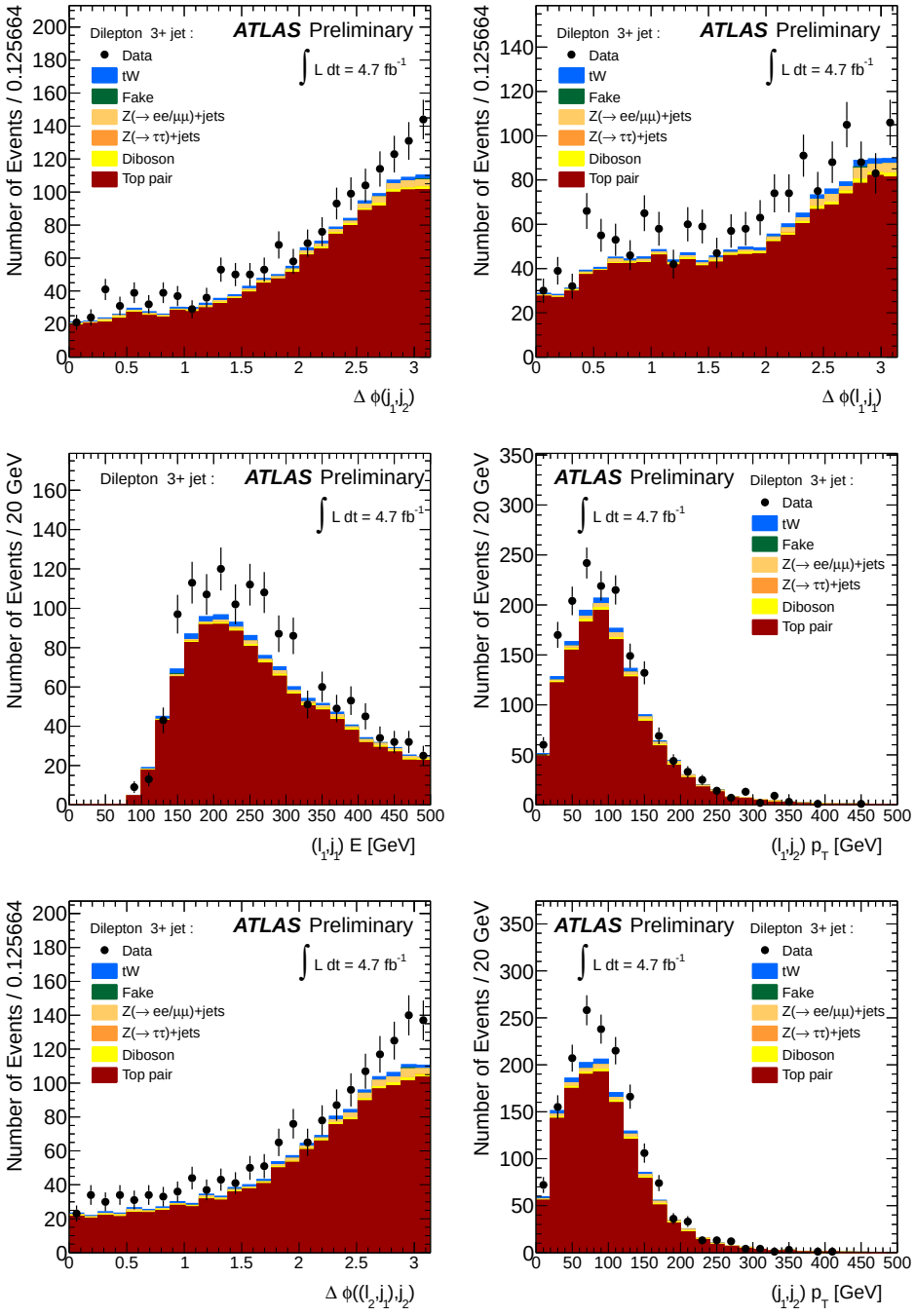


FIGURE B.11: Distribution de $\Delta\phi(j_1, j_2)$, $\Delta\phi(l_1, j_1)$, $E(l_1, j_2)$, $p_T(l_1, j_2)$, $\Delta\phi[(l_2, j_1), j_2]$, $p_T(j_1, j_2)$ dans les événements 3+ jets.

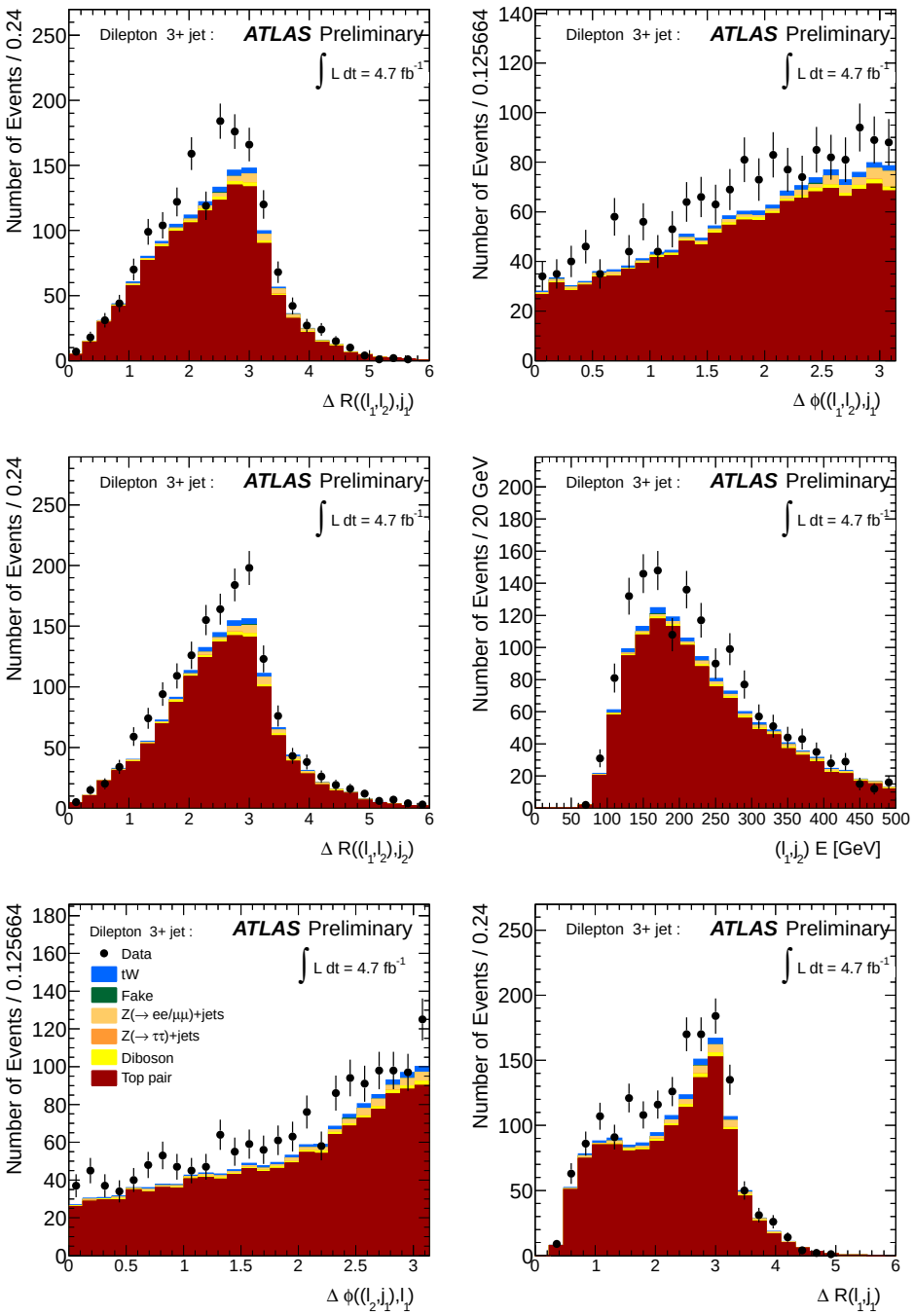


FIGURE B.12: Distribution de $\Delta R[(l_1, l_2), j_1]$, $\Delta\phi[(l_1, l_2), j_1]$, $\Delta R[(l_1, l_2), j_2]$, $E(l_1, j_2)$, $\Delta\phi[(l_2, j_1), l_1]$, $\Delta R(l_1, j_1)$ dans les événements 3+ jets.

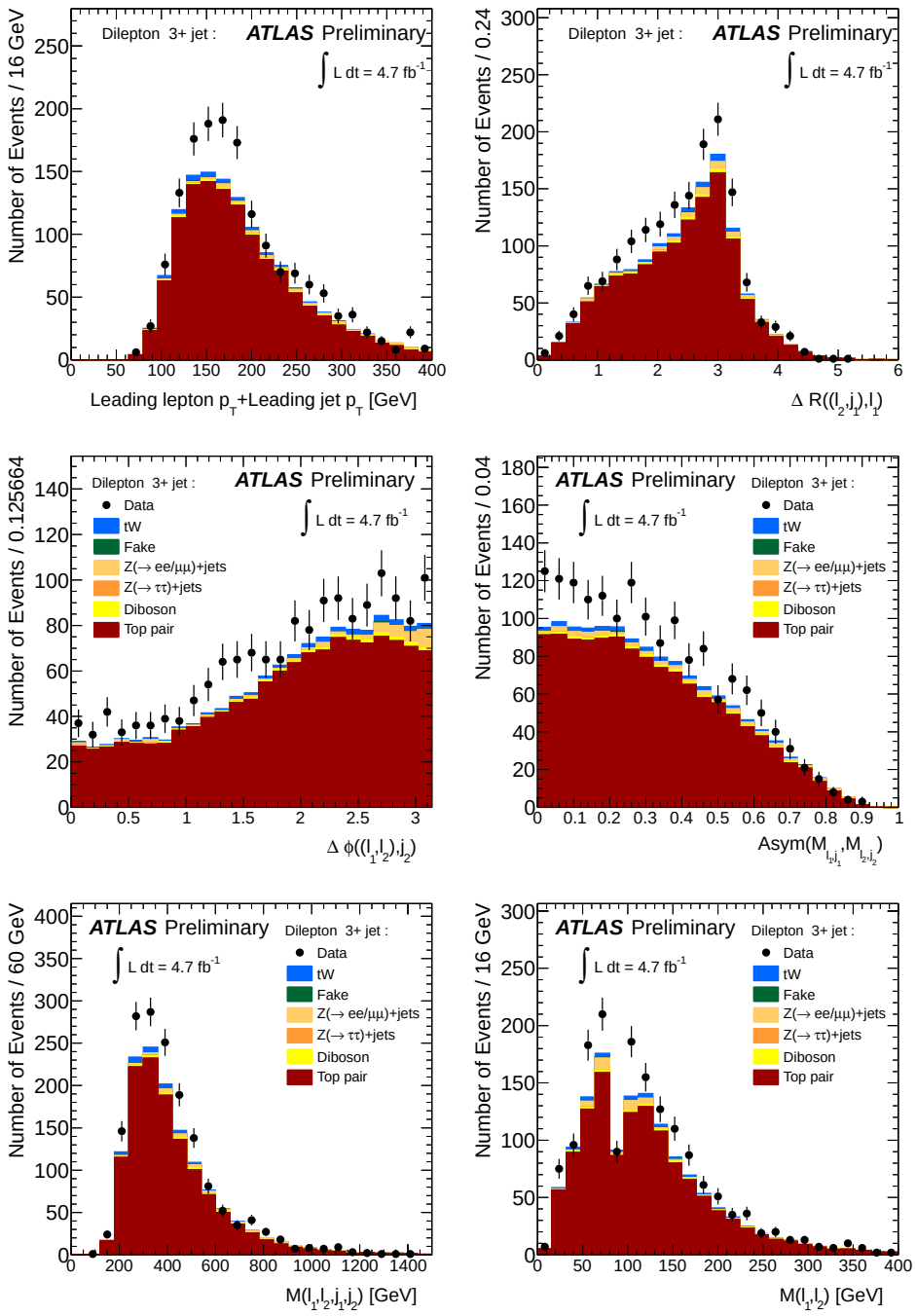


FIGURE B.13: Distribution de $p_T(l_1, j_1)$, $\Delta R[(l_2, j_1), l_1]$, $\Delta\phi[(l_1, l_2), j_2]$, Asym $(m_{l_1,j_1}, m_{l_2,j_2})$, $m_{l_1 l_2 j_1 j_2}$, $m_{l_1 l_2}$ dans les événements 3+ jets.

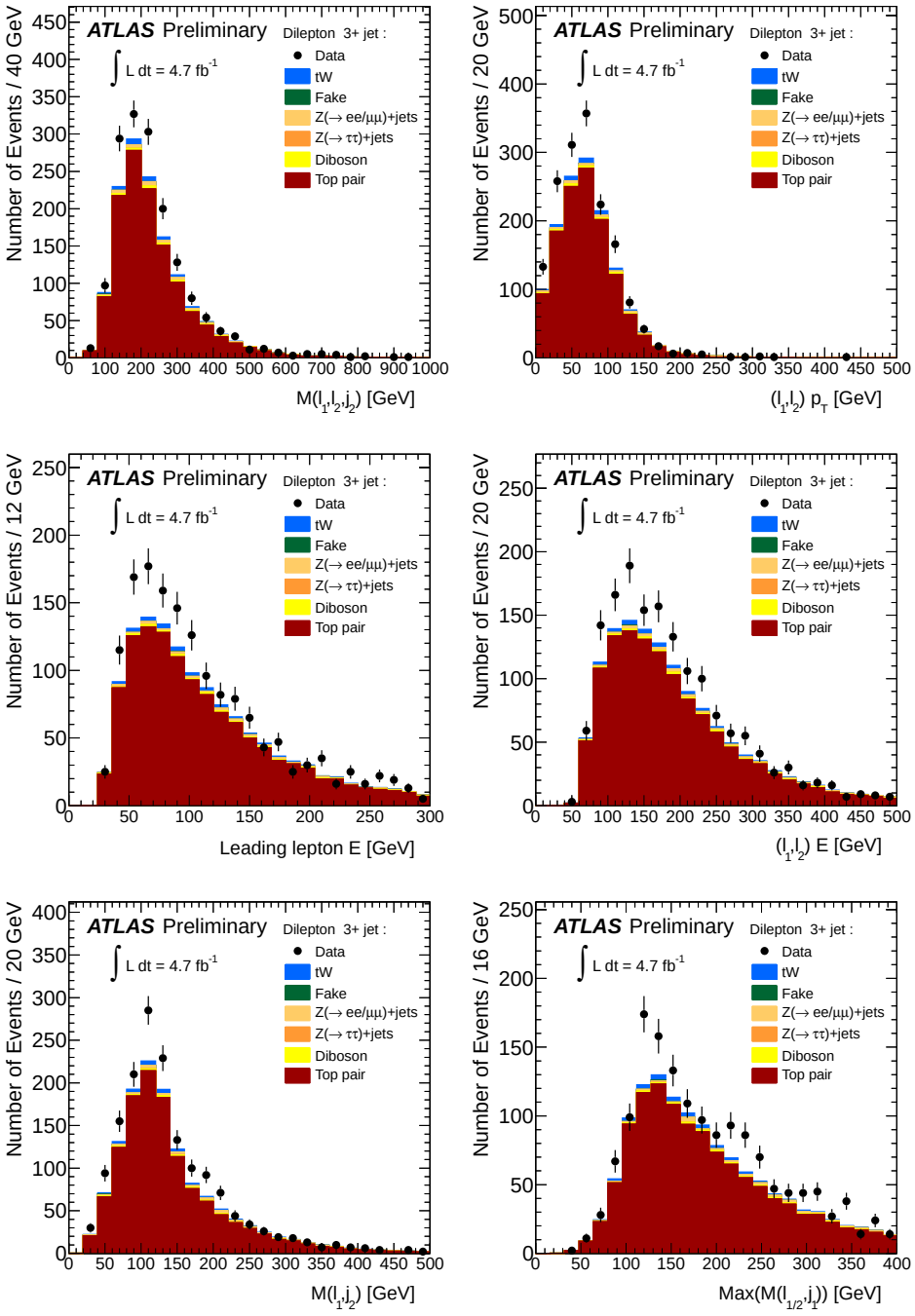


FIGURE B.14: Distribution de $m_{l_1 l_2 j_2} p_T(l_1, l_2)$, $E(l_1)$, $E(l_1, l_2)$, $m_{l_1 j_2}$, Max $m_{l j_1}$ dans les événements 3+ jets.

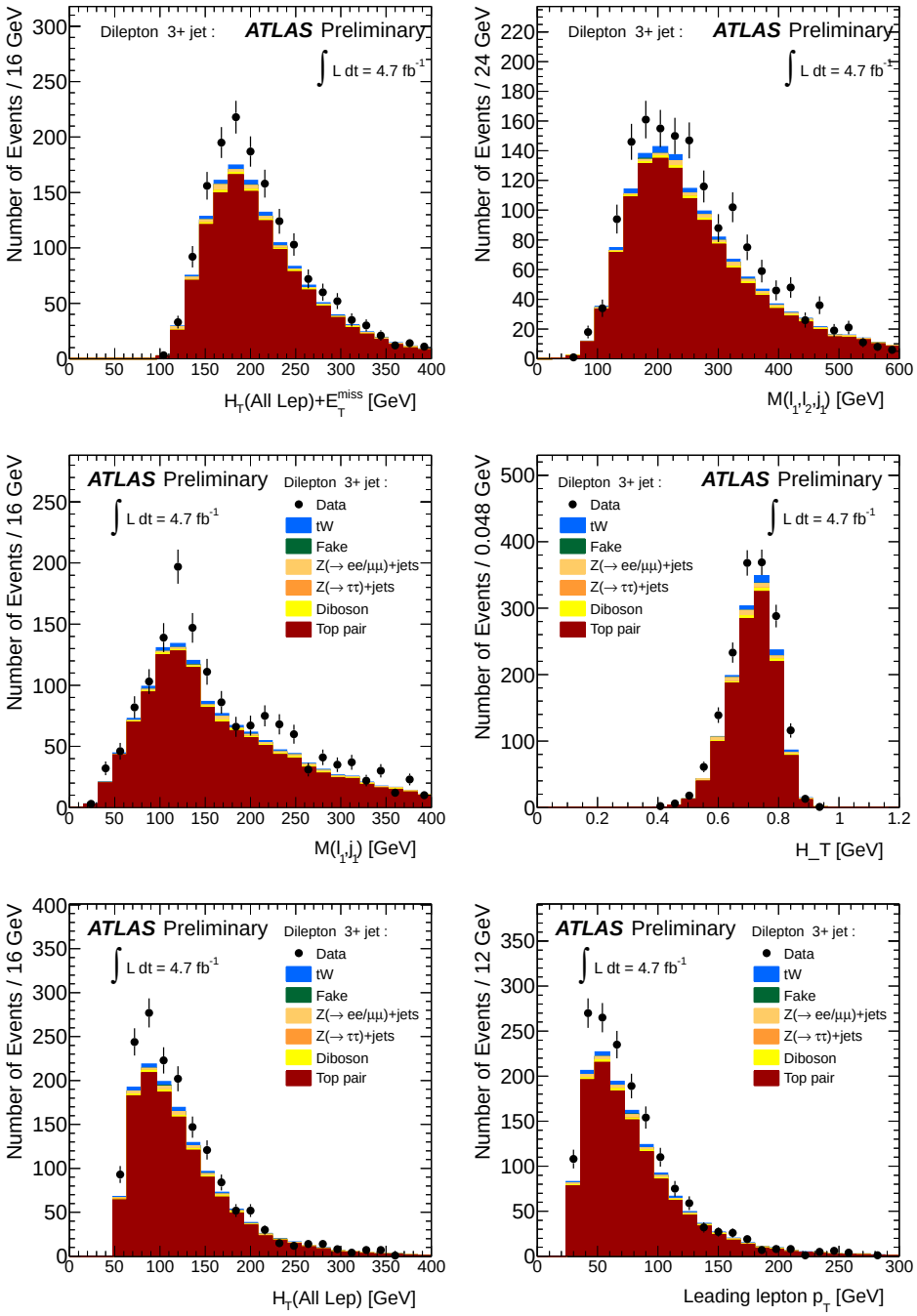


FIGURE B.15: Distribution de $E_T^{miss} + p_T(l_1) + p_T(l_2)$, $m_{l_1 l_2 j_1}$, $m_{l_1 j_1}$, H_T^{dev}, $H_T^{leptons}$, $p_T(l_1)$ dans les événements 3+ jets.

C

Résolution analytique de Système8

Cette annexe fait référence à une étude menée au cours de cette thèse dans le but d'améliorer la mesure des efficacités des algorithmes de b-tagging dans l'expérience ATLAS. La technique présentée pouvant être utilisée dans un contexte plus large, nous ne ferons pas référence directement à l'étude des performances de b-tagging et nous présenterons un cas général d'utilisation pour une mesure d'efficacité de sélection et dans un cas de régréssion.

Introduction

Il est courant que le point de départ d'une analyse de physique soit un lot de données composé de deux contributions différentes une de signal et une de bruit de fond appelées dans la suite a et b. Afin de discriminer ces deux composantes, des sélections sur des variables discriminantes sont en général appliquées. Afin de mesurer l'acceptance d'une telle analyse, il est nécessaire d'être en mesure de déterminer la composition du lot initial en terme de signal et de bruit de fond mais aussi les efficacités de chaque coupure appliquée à la fois sur le signal et le bruit de fond. La méthode Système8 a été développée dans le but de déterminer ces informations en utilisant principalement des données réelles. La seul composante de simulation utilisée provient de facteurs correctifs définis comme des rapports d'efficacité (i.e. rapport de rapport de comptes d'événements dans la simulation). Système8 a été développé en premier lieu afin de mesurer les efficacités d'étiquetage de quarks b dans l'expérience D0 et est maintenant utilisé au sein d'ATLAS et CMS.

Cette technique requiert la définition de 3 critères d'identification différents (en général des sélections sur des variables discriminantes) notées par la suite X, Y et Z. Pour chaque critère de sélection les efficacités de sélection du signal (bruit de fond) sont définies comme la probabilité pour un événement de signal (bruit de fond) de passer la sélection. L'identification implique que dans une

certaine mesure chaque sélection U permet de séparer le signal du bruit de fond avec une efficacité $\varepsilon_a^{(U)}$ différente de l'efficacité de sélection du bruit de fond $\varepsilon_b^{(U)}$. Dans la limite de critères non corrélés, la sélection combinée des différents critères peut s'exprimer comme le produit des efficacités de sélection individuelle. Au contraire, si des corrélations sont observées, alors des facteurs de correction sont introduits. Dans le cas général, les efficacités combinées de deux critères de sélection différents U et V appliqués sur la contribution c avec $c = a, b$ peuvent s'écrire :

$$\varepsilon_c^{(U,V)} = \kappa_c^{(U,V)} \varepsilon_c^{(U)} \varepsilon_c^{(V)}$$

Si le critère d'identification est correctement choisi (ie. les corrélations sont négligeables) alors les facteurs correctifs κ peuvent être pris égaux à l'unité. Dans le cas général, les facteurs correctifs doivent être déterminés dans la simulation pour le signal et le bruit de fond comme des rapports d'efficacité. En partant du lot de données initial, 8 lots de données sont créés : le lot initial, 3 lots restants après avoir appliqué un seul des critères d'identification, les 3 lots restants après avoir appliqué simultanément 2 des critères de sélection, le lot de données restant après l'application des 3 critères d'identification. Le nombre d'événements dans chaque lot/sous-lot peut être facilement obtenu dans les données et peut être exprimé comme une somme d'événements de signal et de bruit de fond et dépend de la composition du lot initial et des efficacités de sélection. Nous pouvons donc écrire le système de 8 équations suivant :

$$\left\{\begin{array}{rcrcl}
f_a & + & f_b & = & 1 \\
\varepsilon_a^{(X)} f_a & + & \varepsilon_b^{(X)} f_b & = & q^{(X)} \\
\varepsilon_a^{(Y)} f_a & + & \varepsilon_b^{(Y)} f_b & = & q^{(Y)} \\
\varepsilon_a^{(Z)} f_a & + & \varepsilon_b^{(Z)} f_b & = & q^{(Z)} \\
\kappa_a^{(X,Y)} \varepsilon_a^{(X)} \varepsilon_a^{(Y)} f_a & + & \kappa_b^{(X,Y)} \varepsilon_b^{(X)} \varepsilon_b^{(Y)} f_b & = & q^{(X,Y)} \\
\kappa_a^{(Y,Z)} \varepsilon_a^{(Y)} \varepsilon_a^{(Z)} f_a & + & \kappa_b^{(Y,Z)} \varepsilon_b^{(Y)} \varepsilon_b^{(Z)} f_b & = & q^{(Y,Z)} \\
\kappa_a^{(Z,X)} \varepsilon_a^{(Z)} \varepsilon_a^{(X)} f_a & + & \kappa_b^{(Z,X)} \varepsilon_b^{(Z)} \varepsilon_b^{(X)} f_b & = & q^{(Z,X)} \\
\kappa_a^{(X,Y,Z)} \varepsilon_a^{(X)} \varepsilon_a^{(Y)} \varepsilon_a^{(Z)} f_a & + & \kappa_b^{(X,Y,Z)} \varepsilon_b^{(X)} \varepsilon_b^{(Y)} \varepsilon_b^{(Z)} f_b & = & q^{(X,Y,Z)}
\end{array}\right. \tag{C.1}$$

Les paramètres f_a et f_b se réfèrent aux proportions de signal et de bruit de fond dans le lot initial. Les différents $q^{(X,Y)}$ sont les fractions d'événements du lot initial conservées après les sélections X et Y. La première équation fait référence à "l'équation du lot total", les trois suivantes aux équations "sélection unique", les trois suivantes aux équations "double sélection" et la dernière à l'équation "triple sélection". Résoudre ce système (le Système8) donne accès à la composition en termes de signal et de bruit de fond du lot initial mais aussi aux valeurs des 6 efficacités.

C.1 Solution semi analytique de Sytème8

Nous désirons résoudre le système (C.8) afin de déterminer les 8 inconnues : f_a, f_b et les 6 efficacités $\varepsilon_c^{(U)}$ avec $U = X, Y, Z$. En partant de l'équation du lot

total nous pouvons extraire :

$$f_b = 1 - f_a \tag{C.2}$$

Puis dans chaque "équation sélection unique" il est possible d'extraire :

$$\varepsilon_a^{(U)} f_a = q^{(U)} + \varepsilon_b^{(U)}(f_a - 1) \tag{C.3}$$

ce qui mène à :

$$\begin{aligned} \kappa_a^{(U,V)}\varepsilon_a^{(U)}\varepsilon_a^{(V)} f_a^2 &= \kappa_a^{(U,V)} \left(q^{(U)} + \varepsilon_b^{(U)}(f_a - 1)\right)\left(q^{(V)} + \varepsilon_b^{(V)}(f_a - 1)\right) \\ &= \kappa_a^{(U,V)} q^{(U)} q^{(V)} + \kappa_a^{(U,V)} q^{(V)}(f_a - 1)\varepsilon_b^{(U)} \\ &\quad + \kappa_a^{(U,V)} q^{(U)}(f_a - 1)\varepsilon_b^{(U)} + \kappa_a^{(U,V)}(f_a - 1)^2 \varepsilon_b^{(U)}\varepsilon_b^{(V)} \end{aligned} \tag{C.4}$$

De façon similaire dans les équations "double sélection" :

$$\kappa_a^{(U,V)}\varepsilon_a^{(U)}\varepsilon_a^{(V)} f_a = q^{(U,V)} + \kappa_b^{(U,V)}\varepsilon_b^{(U)}\varepsilon_b^{(V)}(f_a - 1) \tag{C.5}$$

alors

$$\kappa_a^{(U,V)}\varepsilon_a^{(U)}\varepsilon_a^{(V)} f_a^2 = q^{(U,V)} f_a + \kappa_b^{(U,V)} f_a(f_a - 1)\varepsilon_b^{(U)}\varepsilon_b^{(V)} \tag{C.6}$$

En combinant (C.4) et (C.6) il possible d'obtenir une équation polynomiale fonction de ε_b :

$$A^{(U,V)} + B^{(U,V)}\varepsilon_b^{(V)} - C^{(U,V)}\varepsilon_b^{(U)} - D^{(U,V)}\varepsilon_b^{(U)}\varepsilon_b^{(V)} = 0 \tag{C.7}$$

avec :

$$\begin{aligned} A^{(U,V)} &= f_a q^{(U,V)} - \kappa_a^{(U,V)} q^{(U)} q^{(V)} \\ B^{(U,V)} &= -(f_a - 1)\,\kappa_a^{(U,V)} q^{(U)} \\ C^{(U,V)} &= (f_a - 1)\,\kappa_a^{(U,V)} q^{(V)} \\ D^{(U,V)} &= (f_a - 1)\left(\kappa_a^{(U,V)}(f_a - 1) - \kappa_b^{(U,V)} f_a\right) \end{aligned}$$

Grâce à (C.7) l'équation "triple sélection" est réduite à un système de trois équation avec trois inconnues ($\varepsilon_b^{(X)}$, $\varepsilon_b^{(Y)}$, $\varepsilon_b^{(Z)}$). Résoudre ce système permet alors d'obtenir toutes les efficacités de sélection de bruit de fond ε_b en fonction de la fraction de signal dans le lot initial f_a :

$$\left\{\begin{array}{llcll} A^{(X,Y)} & +B^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(Y)} & = & C^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)} & +D^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)}\varepsilon_b^{(Y)} \\ A^{(Y,Z)} & +B^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)} & = & C^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Y)} & +D^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Y)}\varepsilon_b^{(Z)} \\ A^{(Z,X)} & +B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)} & = & C^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(Z)} & +D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(Z)}\varepsilon_b^{(X)} \end{array}\right. \tag{C.8}$$

puis après :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \varepsilon_b^{(X)} &=& \dfrac{A^{(X,Y)} + B^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(Y)}}{C^{(X,Y)} + D^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(Y)}} \\ \varepsilon_b^{(Y)} &=& \dfrac{A^{(Y,Z)} + B^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}}{C^{(Y,Z)} + D^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}} \\ \varepsilon_b^{(Z)} &=& \dfrac{A^{(Z,X)} + B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)} + D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}} \end{array}\right. \tag{C.9}$$

Par substitution, nous obtenons une équation pour $\varepsilon_b^{(X)}$:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_b^{(X)} &= \frac{A^{(X,Y)} + B^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(Y)}}{C^{(X,Y)} + D^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(Y)}} \\
&= \frac{A^{(X,Y)} + B^{(X,Y)}\frac{A^{(Y,Z)}+B^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}}{C^{(Y,Z)}+D^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}}}{C^{(X,Y)} + D^{(X,Y)}\frac{A^{(Y,Z)}+B^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}}{C^{(Y,Z)}+D^{(Y,Z)}\varepsilon_b^{(Z)}}} \\
&= \frac{A^{(X,Y)} + B^{(X,Y)}\frac{A^{(Y,Z)}+B^{(Y,Z)}\frac{A^{(Z,X)}+B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)}+D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}}{C^{(Y,Z)}+D^{(Y,Z)}\frac{A^{(Z,X)}+B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)}+D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}}}{C^{(X,Y)} + D^{(X,Y)}\frac{A^{(Y,Z)}+B^{(Y,Z)}\frac{A^{(Z,X)}+B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)}+D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}}{C^{(Y,Z)}+D^{(Y,Z)}\frac{A^{(Z,X)}+B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)}+D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}}}
\end{aligned} \tag{C.10}$$

Qui peut se simplifier en :

$$M{\varepsilon_b^{(X)}}^2 + N\varepsilon_b^{(X)} - P = 0 \tag{C.11}$$

avec :

$$\begin{aligned}
M &= C^{(X,Y)}C^{(Y,Z)}D^{(Z,X)} + D^{(X,Y)}A^{(Y,Z)}D^{(Z,X)} \\
&\quad + C^{(X,Y)}D^{(Y,Z)}B^{(Z,X)} + D^{(X,Y)}B^{(Y,Z)}B^{(Z,X)} \\
N &= C^{(X,Y)}C^{(Y,Z)}C^{(Z,X)} + D^{(X,Y)}A^{(Y,Z)}C^{(Z,X)} \\
&\quad + C^{(X,Y)}D^{(Y,Z)}A^{(Z,X)} + D^{(X,Y)}B^{(Y,Z)}A^{(Z,X)} \\
&\quad - A^{(X,Y)}C^{(Y,Z)}D^{(Z,X)} - B^{(X,Y)}A^{(Y,Z)}D^{(Z,X)} \\
&\quad - A^{(X,Y)}D^{(Y,Z)}B^{(Z,X)} - B^{(X,Y)}B^{(Y,Z)}B^{(Z,X)} \\
P &= A^{(X,Y)}C^{(Y,Z)}C^{(Z,X)} + B^{(X,Y)}A^{(Y,Z)}C^{(Z,X)} \\
&\quad + A^{(X,Y)}D^{(Y,Z)}A^{(Z,X)} + B^{(X,Y)}B^{(Y,Z)}A^{(Z,X)}
\end{aligned} \tag{C.12}$$

alors :

$$\begin{aligned}
\varepsilon_b^{(Y)} &= \frac{A^{(X,Y)} - C^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)}}{D^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)} - B^{(X,Y)}} \\
\varepsilon_b^{(Z)} &= \frac{A^{(Z,X)} + B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)} + D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}
\end{aligned} \tag{C.13}$$

L'équation (C.11) a deux solutions :

$$\varepsilon_b^{(X)\pm} = \frac{-N \pm \sqrt{\Delta}}{2M} \text{ with } \Delta = N^2 + 4MP \tag{C.14}$$

Remplacer f_b et $\varepsilon_a^{(U)}$ en utilisant les équations (C.2) et (C.3) dans l'équation "triple sélection" donne :

$$\begin{aligned}
0 &= R \\
&\quad + S_1\varepsilon_b^{(X)} + S_2\varepsilon_b^{(Y)} + S_3\varepsilon_b^{(Z)} \\
&\quad + T_1\varepsilon_b^{(X)}\varepsilon_b^{(Y)} + T_2\varepsilon_b^{(Y)}\varepsilon_b^{(Z)} + T_3\varepsilon_b^{(Z)}\varepsilon_b^{(X)} \\
&\quad + W\varepsilon_b^{(X)}\varepsilon_b^{(Y)}\varepsilon_b^{(Z)}
\end{aligned} \tag{C.15}$$

avec :

$$\begin{aligned}
R &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} q^{(X)} q^{(Y)} q^{(Z)} - q^{(X,Y,Z)} f_a^2 \\
S_1 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1) q^{(Y)} q^{(Z)} \\
S_2 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1) q^{(Z)} q^{(X)} \\
S_3 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1) q^{(X)} q^{(Y)} \\
T_1 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1)^2 q^{(Z)} \\
T_2 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1)^2 q^{(X)} \\
T_3 &= \kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1)^2 q^{(Y)} \\
W &= (f_a - 1) \left(\kappa_a^{(X,Y,Z)} (f_a - 1)^2 - \kappa_b^{(X,Y,Z)} f_a^2 \right)
\end{aligned} \tag{C.16}$$

Remplacer les inconnus $\varepsilon_b^{(Y)}$ et $\varepsilon_b^{(Z)}$ par leur expressions fonction de $\varepsilon_b^{(X)}$ permet d'obtenir le polynôme suivant :

$$\Gamma_3 {\varepsilon_b^{(X)}}^3 + \Gamma_2 {\varepsilon_b^{(X)}}^2 + \Gamma_1 \varepsilon_b^{(X)} + \Gamma_0 = 0 \tag{C.17}$$

avec

$$\begin{aligned}
\Gamma_3 = & \quad S_1 D^{(X,Y)} D^{(Z,X)} - T_1 C^{(X,Y)} D^{(Z,X)} \\
& + T_3 D^{(X,Y)} B^{(Z,X)} - W C^{(X,Y)} B^{(Z,X)} \\
\Gamma_2 = & \quad R D^{(X,Y)} D^{(Z,X)} - S_1 B^{(X,Y)} D^{(Z,X)} \\
& + S_1 D^{(X,Y)} C^{(Z,X)} - S_2 C^{(X,Y)} D^{(Z,X)} \\
& + S_3 D^{(X,Y)} B^{(Z,X)} + T_1 A^{(X,Y)} D^{(Z,X)} \\
& - T_1 C^{(X,Y)} C^{(Z,X)} - T_2 C^{(X,Y)} B^{(Z,X)} \\
& - T_3 B^{(X,Y)} B^{(Z,X)} + T_3 D^{(X,Y)} A^{(Z,X)} \\
& + W A^{(X,Y)} B^{(Z,X)} - W C^{(X,Y)} A^{(Z,X)} \\
\Gamma_1 = & - R B^{(X,Y)} D^{(Z,X)} + R D^{(X,Y)} C^{(Z,X)} \\
& - S_1 B^{(X,Y)} C^{(Z,X)} + S_2 A^{(X,Y)} D^{(Z,X)} \\
& - S_2 C^{(X,Y)} C^{(Z,X)} - S_3 B^{(X,Y)} B^{(Z,X)} \\
& + S_3 D^{(X,Y)} A^{(Z,X)} + T_1 A^{(X,Y)} C^{(Z,X)} \\
& + T_2 A^{(X,Y)} B^{(Z,X)} - T_2 C^{(X,Y)} A^{(Z,X)} \\
& - T_3 B^{(X,Y)} A^{(Z,X)} + W A^{(X,Y)} A^{(Z,X)} \\
\Gamma_0 = & - R B^{(X,Y)} C^{(Z,X)} + S_2 A^{(X,Y)} C^{(Z,X)} \\
& - S_3 B^{(X,Y)} A^{(Z,X)} + T_2 A^{(X,Y)} A^{(Z,X)}
\end{aligned} \tag{C.18}$$

En substituant les solutions (C.14) par $\varepsilon_b^{(X)}$ dans la dernière expression mène à deux equations pour f_a. Ces équations peuvent être résolues numériquement en utilisant la contrainte $0 < f_a < 1$. En utilisant un couple $(f_a, \varepsilon_b^{(X)})$ qui satisfait la dernière expression et (C.17), alors les six autres valeurs de la solution sont

données par :

$$\begin{cases} \varepsilon_b^{(Y)} &= \dfrac{A^{(X,Y)} - C^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)}}{D^{(X,Y)}\varepsilon_b^{(X)} - B^{(X,Y)}} \\ \varepsilon_b^{(Z)} &= \dfrac{A^{(Z,X)} + B^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}}{C^{(Z,X)} + D^{(Z,X)}\varepsilon_b^{(X)}} \\ \varepsilon_a^{(X)} &= \dfrac{q^{(X)} + \varepsilon_b^{(X)}(f_a - 1)}{f_a} \\ \varepsilon_a^{(Y)} &= \dfrac{q^{(Y)} + \varepsilon_b^{(Y)}(f_a - 1)}{f_a} \\ \varepsilon_a^{(Z)} &= \dfrac{q^{(Z)} + \varepsilon_b^{(Z)}(f_a - 1)}{f_a} \\ f_b &= 1 - f_a \end{cases} \tag{C.19}$$

C.2 Exemple Monte-Carlo

Dans le but d'illustrer la méthode Système8, nous effectuons un simple test Monte-Carlo. Nous définissons trois densités marginales pour le signal et le bruit de fond d'après lesquelles des variables aléatoires (appelée v_1, v_2 and v_3) sont obtenues. Les densités sont données dans la figure C.1.

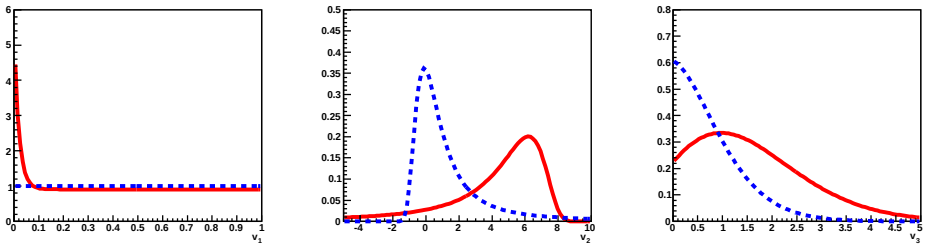


FIGURE C.1: Densités marginales des trois variables pour le signal (en ligne rouge pleine) et bruit de fond (en ligne bleu pointillée)

Puis trois lots de 5×10^7 événements aléatoires pour le signal et le bruit de fond sont générés. Chaque événement consiste en trois nombres aléatoires tirés sur les densités évoquées plus tôt. Le premier lot ne possède aucune corrélation entre les variables (facteurs correctifs $\kappa = 1$). Les deux autres sont créés à partir de densités partiellement corrélées, le premier avec une corrélation de l'ordre de quelques pourcents appelé le lot de "faible corrélation" et avec des corrélations de l'ordre de 20% dans le lot de "forte corrélation". Les facteurs de corrélation pour le signal et le bruit de fond sont donnés dans le tableau C.1. Des lots de test contenant 5×10^5 événements sont construits en combinant des événements de signal et de bruit de fond. Six lots sont alors créés :

- $f_a = 0.15$, signal et bruit de fond non corrélés ($\kappa = 1$),
- $f_a = 0.15$, signal et bruit de fond corrélés (faibles corrélations),
- $f_a = 0.15$, signal et bruit de fond corrélé (fortes corrélations),
- $f_a = 0.58$, signal et bruit de fond non corrélés,
- $f_a = 0.58$, signal et bruit de fond corrélés (faibles corrélations),

	Small correlations		Large correlations	
	Signal	Background	Signal	Background
r_{12}	0.017	0.009	0.165	0.105
r_{23}	0.036	-0.008	0.034	-0.025
r_{31}	-0.028	0.018	-0.113	0.017

TABLE C.1: Coefficients de corrélation pour le signal et le bruit de fond dans les lots corrélés. r_{ij} est le coefficient de corrélation de v_i et v_j défini comme $Cov(v_i, v_j) = r_{ij}\sigma_{v_i}\sigma_{v_j}$

– $f_a = 0.58$, signal et bruit de fond corrélé (fortes corrélations).

Les distributions de v_1, v_2 et v_3 pour les deux types lots sont représentées dans la figure C.2. Comme prévu, puisque les distributions marginales sont choisies identiques, les distributions des variables sont identiques dans les lots corrélés et non-corrélés. Les trois critères de sélection utilisés sont : $v_1 < 0.1$, $v_2 > 5$ et $v_3 > 0.9$.

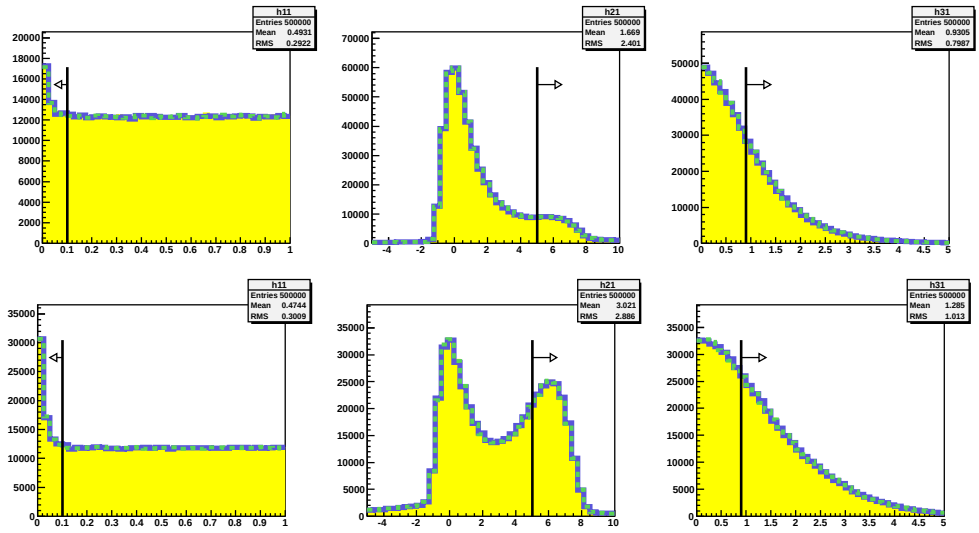


FIGURE C.2: Distribution de v_1, v_2 et v_3 dans le lot de test pour $f_a = 0.15$ (en haut) et $f_a = 0.58$ (en bas). Les lots non corrélés sont représentés en jaune, le lot faible corrélation en ligne bleue et le lot forte correlation en ligne verte pointillée. La flèche noire représente le critère de sélection.

Les lots initiaux sont utilisés pour déterminer les vraies efficacités et les facteurs correctifs κ. Pour chaque lot de test, Système8 est résolu et la solution avec $f_a > f_b$ ($f_a = 0.58$) or $f_a < f_b$ ($f_a = 0.15$) est conservée. Pour les lots corrélés, le système est résolu avec les facteurs correctifs κ. Les valeurs de κ sont données dans le tableau C.2. Nous pouvons noter que $\kappa^{(X,Y,Z)} \approx \kappa^{(X,Y)}\kappa^{(Y,Z)}\kappa^{(Z,X)}$. Cette approximation peut être utilisée afin de simplifier le système.

Les valeurs d'entrée du système sont données dans le tableau C.3. Les résultats sont listés dans les tableaux C.2 and C.5. La valeur de l'incertitude est calculée

	Small correlations		Large correlations	
	Signal	Background	Signal	Background
$\kappa^{(X,Y)}$	0.977	0.964	0.797	0.636
$\kappa^{(Y,Z)}$	1.015	0.980	1.015	0.939
$\kappa^{(Z,X)}$	1.021	0.964	1.083	0.963
$\kappa^{(X,Y,Z)}$	1.012	0.913	0.882	0.567

TABLE C.2: Valeur des corrélations dans les lots corrélés.

en faisant fluctuer le nombre d'événements sur une distribution de Poisson. Ces incertitudes n'incluent pas les erreurs sur les estimations des facteurs κ :

	$f_a = 0.15$			$f_a = 0.58$		
	correlation			correlation		
	none	small	large	none	small	large
n	500000	500000	500000	500000	500000	500000
$n^{(X)}$	56238	55935	56201	73790	73604	73640
$n^{(Y)}$	65722	66065	66335	162789	162945	162911
$n^{(Z)}$	204562	204725	204326	279143	279723	279101
$n^{(X,Y)}$	9701	9375	7382	28293	27717	22592
$n^{(Y,Z)}$	36969	37320	36909	109983	111714	111281
$n^{(Z,X)}$	24891	24268	24968	44631	45124	47262
$n^{(X,Y,Z)}$	5911	5831	4920	19505	19767	17213

TABLE C.3: Nombre d'événements dans les lots de test. Les nombre d'événements sont obtenus en normalisant par n.

L'effet des facteurs de corrélation peut être estimé en résolvant le système avec tous les κ fixés à l'unité. Dans le cas de fortes corrélations aucune solution n'est trouvée. Les résultats avec et sans facteur de corrélation pour le lot de faible corrélation sont listés dans le tableau C.6. L'existence de corrélations peut avoir un impact important pour certaines inconnues du système mais les effets doivent être étudiés avec précautions. Si seulement une des inconnues du système est une variable d'intérêt (comme c'est le cas dans l'étiquetage des jets de b où seule l'efficacité de l'algoritme de haute performance est utile) alors certains des facteurs de corrélation peuvent être ignorés si leur impact reste faible. Ces effets doivent être étudiés et inclus comme une source d'erreur systématique dans le résultat final.

C.3 Extraction de formes de distributions

Système8 peut aussi être utilisé comme une méthode pour extraire des distributions de signal et de bruit de fond pour une variable donnée v. Nous choisissons $m < v < p$ comme un des critères de sélection, où m et p sont des nombres réels. Par définition l'efficacité de signal (bruit de fond) pour ce critère est la

	Truth	$f_a = 0.15$		
		correlation		
		none	small	large
f_a	0.150	0.158 ± 0.014	0.146 ± 0.012	0.153 ± 0.010
f_b	0.850	0.842 ± 0.014	0.854 ± 0.012	0.847 ± 0.010
ε_a^X	0.181	0.180 ± 0.004	0.179 ± 0.004	0.180 ± 0.004
ε_a^Y	0.516	0.494 ± 0.027	0.523 ± 0.025	0.516 ± 0.022
ε_a^Z	0.705	0.706 ± 0.016	0.711 ± 0.017	0.697 ± 0.013
ε_b^X	0.100	0.100 ± 0.001	0.100 ± 0.001	0.100 ± 0.001
ε_b^Y	0.064	0.063 ± 0.004	0.065 ± 0.004	0.064 ± 0.003
ε_b^Z	0.356	0.354 ± 0.004	0.358 ± 0.003	0.357 ± 0.003

TABLE C.4: Solutions obtenues à l'aide de System8 pour $f_a = 0.15$ dans le lot de test.

	Truth	$f_a = 0.58$		
		correlation		
		none	small	large
f_a	0.580	0.577 ± 0.019	0.576 ± 0.017	0.568 ± 0.014
f_b	0.420	0.423 ± 0.019	0.424 ± 0.017	0.432 ± 0.014
ε_a^X	0.181	0.181 ± 0.002	0.181 ± 0.002	0.183 ± 0.002
ε_a^Y	0.516	0.512 ± 0.009	0.515 ± 0.008	0.525 ± 0.008
ε_a^Z	0.705	0.708 ± 0.007	0.707 ± 0.006	0.704 ± 0.005
ε_b^X	0.100	0.102 ± 0.002	0.101 ± 0.002	0.101 ± 0.001
ε_b^Y	0.064	0.071 ± 0.011	0.068 ± 0.011	0.065 ± 0.008
ε_b^Z	0.356	0.353 ± 0.010	0.358 ± 0.008	0.366 ± 0.007

TABLE C.5: Solutions de System8 pour $f_a = 0.58$ dans le lot de test.

probabilité pour le signal (bruit de fond) de trouver v entre m et p. En répétant cela dans plusieurs bins, nous pouvons obtenir deux histogrammes (un pour le signal et pour le bruit de fond) qui peuvent être utilisés pour approximer les densités de probabilité de la variable pour le signal et le bruit de fond. Si les deux autres critères d'identification restent les mêmes quelques soient les valeurs de v alors les 6 autres valeurs issues du système doivent rester constantes dans tous les bins. Cela prodigue un test de consistance de la méthode. A titre d'exemple nous utilisons cette procedure sur le lot $f_a = 0.58$ "forte corrélation" afin d'extraire la distribution de v_2. Les résultats sont montrés dans la figure C.3 ainsi que le test de stabilité décrit plus tôt dans la figure C.4. Des instabilités apparaîssent dans les régions où les efficacités de signal et de bruit de fond deviennent proches ce qui entraine des dégénérescences dans le système. Afin de pouvoir utiliser ces distributions les points d'instabilité doivent être supprimés et remplacer par une interpolation basée sur les bins environnant.

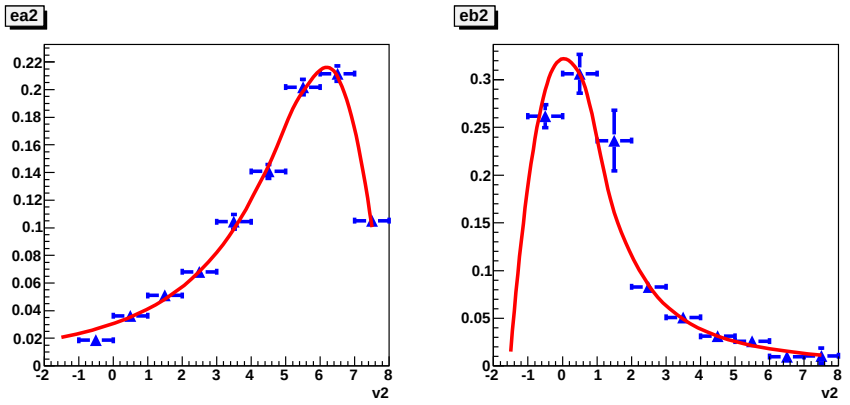


FIGURE C.3: Distribution de v_2 pour le signal (à gauche) et bruit de fond (à droite). L'histogramme bleu est le résultat provenant de Système8 et le rouge la valeur attendue.

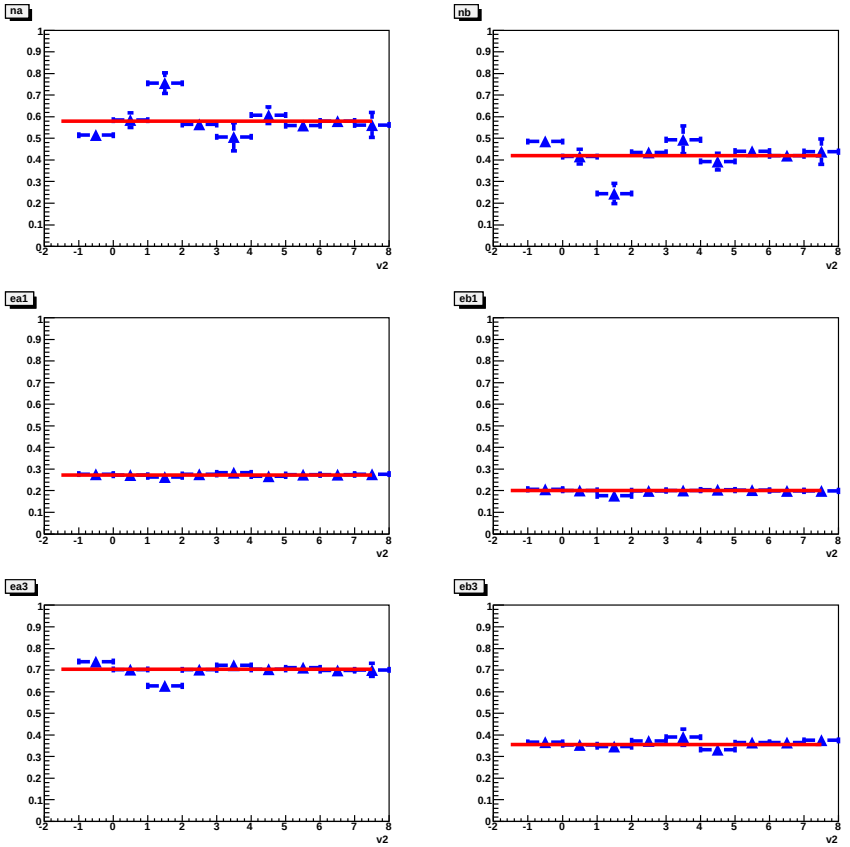


FIGURE C.4: Distributions des autres efficacités en utilisant Système8 en fonction des bornes de v_2 pour le signal (à gauche) et le bruit de fond (à droite). L'histogramme bleu représente les résultats provenant de Système8 et la ligne rouge la valeur attendue (constante).

	Truth	$f_a = 0.15$		$f_a = 0.58$	
		w/ κs	w/o κs	w/ κs	w/o κs
f_a	—	0.146	0.093	0.576	0.516
f_b	—	0.854	0.907	0.424	0.484
ε_a^X	0.181	0.179	0.184	0.181	0.184
ε_a^Y	0.516	0.523	0.673	0.515	0.517
ε_a^Z	0.705	0.711	0.782	0.707	0.761
ε_b^X	0.100	0.100	0.105	0.101	0.108
ε_b^Y	0.064	0.065	0.077	0.068	0.122
ε_b^Z	0.356	0.358	0.371	0.358	0.344

TABLE C.6: Solutions de Système8 avec et sans facteur de corrélation.

Conclusion

Nous avons démontré que le système connu sous le nom de Système8 peut être résolu analytiquement jusqu'à la dernière étape. Il peut être réduit à une fonction d'un seul paramètre la fraction d'événements de signal (bruit de fond) dans le lot initial. Les zéros de cette fonction peuvent être trouvés numériquement dans la région physique. Le détail de la partie analytique de la résolution du sytème permet une implémentation aisée dans un programme informatique. Un exemple détaillé basé sur une étude Monte-Carlo a prouvé la stabilité de la méthode à condition que les facteurs de correction κ soient correctement estimés et que les efficacités des différents critères de sélection soient suffisament différents. Les impacts des facteurs de corrélation peuvent être importants et doivent être étudiés avec précaution pour toutes les analyses utilisant Système8.

Finalement, nous avons montré que le système peut aussi être utilisé afin de déterminer la densité de probabilité d'une variable pour le signal et pour le bruit de fond en n'utilisant que les données.

Bibliographie

[1] W. Heisenberg. Uber quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift fur Physik*, 33 :879–893, 1925.

[2] M. Gell-Mann. The interpretation of the new particles as displaced charge multiplets. *Il Nuovo Cimento*, 4 :848–866, 1956.

[3] T. Nakano and K. Nishijima. Charge independence for v-particles. *Progress of Theoretical Physics*, 10 :581–582, 1953.

[4] B. B. Culwick ; W. C. Delaney ; W. B. Fowler ; P. E. Hagerty ; E. L. Hart ; N. Horwitz ; P. V. Hough ; J. E. Jensen ; J. K. Kopp ; K. W. Lai ; J. Leitner ; J. L. Lloyd ; London G. W. ; T. W. Morris ; Y. Oren ; R. B. Palmer ; A. G. Prodell ; D. RadojiciC ; D. C. Rahm ; C. R. Richardson ; N. P. Samios ; J. R. Sanford ; R. P. Shutt ; J. R. Smith ; D. L. Stonehill ; R. C. Strand ; A. M. Thorndike ; M. S. Webster ; W. J. Willis ; S. S. Yamamoto V. E. Barnes ; P. L. Connolly ; D. J. Crennell ;. Observation of a hyperon with strangeness minus three. *Physical Review Letters*, 12 :204–206, 1964.

[5] E. Fermi. Sulla quantizzazione del gaz perfetto monoatomico. *Rend. Lincei*, 3 :145–149, 1926.

[6] O.W. Greenberg. Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons. *Physical Review Letters*, 13 :598–602, 1964.

[7] F.Halzen and A.D. Martin. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons, 1984.

[8] P. Salati. Introduction à la théorie quantique des champs, 2010.

[9] W.T. Giele William B. Kilgore. Next-to-leading order gluonic three jet production at hadron colliders. *Phys.Rev*, 55 :7183–7190, 1996.

[10] A. Signer S. Frixione, Z. Kunszt. Three-jet cross sections to next-to-leading order. *Nucl.Phys. B*, 467 :399–442, 1996.

[11] J. M. Jauch ; F. Rohrlich. *The Theory of Photons and Electrons (Texts and Monographs in Physics)*. Addison-Wesley, 1955.

[12] M. Veltman G. 't Hooft. Regularization and renormalization of gauge fields. *Nuclear Physics B*, 44 :189–213, 1972.

[13] S. Bethke. The 2009 world average of α_s. *Eur.Phys.J*, 64 :689–703, 2009.

[14] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22 :579, 1961.

[15] A. Salam. *in Elementary Particle Theory, p. 367*. Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968.

[16] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1264, 1967.

[17] S. Tomonaga. On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields. *Prog. Theor. Phys.*, 2 :27–42, 1946.

[18] Julian Schwinger. On quantum-electrodynamics and the magnetic moment of the electron. *Physical Review*, 73 :416–417, 1946.

[19] Feynman. Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :440–457, 1950.

[20] Wu ; Ambler ; Hayward ; Hoppes and Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev. Lett.*, 105 :1413, 1957.

[21] R. E. Sudarshan, E. C. ; Marshak. Chirality invariance and the universal fermi interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 109 :1860–1862, 1958.

[22] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, 1964.

[23] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, 1964.

[24] Goldstone ; Salam ; Abdus ; Weinberg ; Steven. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, 127 :965–970, 1962.

[25] Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427 :257–454, 2006.

[26] 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.

[27] GFitter collaboration. Gfitter home page.

[28] BaBar collaboration. Babar home page.

[29] BELLE collaboration. Belle home page.

[30] Kloe collaboration. Kloe home page.

[31] ATLAS collaboration. Status of standard model higgs searches in atlas, 2012.

[32] CMS collaboration. Observation of a new particle with a mass of 125 gev, 2012.

[33] Mark Hartz. First Oscillation Results for the T2K Experiment. 2012.

[34] Arnett ; W. David and Rosner ; Jonathan L. Neutrino mass limits from sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :1906–1909, May 1987.

[35] C. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, et al. High precision measurement of the tritium beta spectrum near its endpoint and upper limit on the neutrino mass. *Phys.Lett.*, B460 :219–226, 1999.

[36] Hera collaboration. Hera combined results.

[37] CDF collaboration. Observation of top quark production in pp collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev.*, 74 :2626–2631, 1995.

[38] D0 collaboration. Search for high mass top quark production in pp collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ tev. *Phys. Rev.*, 74 :2422–2426, 1995.

[39] 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.

[40] Nikolaos Kidonakis. NNLL resummation for s-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D81 :054028, 2010.

[41] Stefano Frixione, Eric Laenen, Patrick Motylinski, Bryan R. Webber, and Chris D. White. Single-top hadroproduction in association with a W boson. *JHEP*, 0807 :029, 2008.

[42] Chris D. White, Stefano Frixione, Eric Laenen, and Fabio Maltoni. Isolating Wt production at the LHC. *JHEP*, 0911 :074, 2009.

[43] Nikolaos Kidonakis. Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-. *Phys.Rev.*, D82 :054018, 2010.

[44] Cabibbo. Unitary symmetry and leptonic decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10 :531–533, 1963.

[45] Makoto Kobayashi ; Toshihide Maskawa. Cp violation in the renormalizable theory of weak interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49 :652–657, 1973.

[46] Banner M. ; Cronin J. W. ; Liu J. K. ; Pilcher J. E. Measurement of the branching ratio $k_L \to \gamma\gamma$ / $k_L \to 3\pi^0$, 1968.

[47] V. Fanti and Al. A new measurement of direct cp violation in two pion decays of the neutral kaon. *Physics Letters B*, 465(1-4) :335 – 348, 1999.

[48] CKM Fitter Group.

[49] Bruning O.S. ; Collier P. ; Lebrun P. ; Myers S. ; Ostojic R. ; Poole J. ; Proudlock P. *LHC Design Report.* CERN, 2004.

[50] Bruning O.S. ; Collier P. ; Lebrun P. ; Myers S. ; Ostojic R. ; Poole J. ; Proudlock P. *LHC Design Report.* CERN, 2004.

[51] ATLAS collaboration. *ATLAS detector and physics performances : technical design report.* CERN, 1999.

[52] ATLAS collaboration. *ATLAS magnet system : Technical Design Report.* CERN, 1997.

[53] ATLAS collaboration. *ATLAS inner detector : Technical Design Report.* CERN, 1997.

[54] ATLAS collaboration. *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report.* CERN, 2010.

[55] ATLAS collaboration. *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report.* CERN, 1996.

[56] ATLAS collaboration. Readiness of the atlas liquid argon calorimeter for lhc collisions. *Eur.Phys.J*, C70 :723–753, 2010.

[57] ATLAS collaboration. *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report.* CERN, 1997.

[58] ATLAS collaboration. *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report.* CERN, 1997.

[59] ATLAS collaboration. *ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report*. CERN, 2003.

[60] 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. Long author list - awaiting processing.

[61] Identification of muon candidates in pp collisions at $\sqrt(s) = 900$ gev with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2010-015, CERN, Geneva, Jul 2010.

[62] Muon performance in minimum bias pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ tev with atlas. Technical Report ATLAS-CONF-2010-036, CERN, Geneva, Jul 2010.

[63] Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 lhc proton-proton collision data recorded with the atlas detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-063, CERN, Geneva, Apr 2011.

[64] Muon momentum resolution in first pass reconstruction of pp collision data recorded by atlas in 2010. Technical Report ATLAS-CONF-2011-046, CERN, Geneva, Mar 2011.

[65] A measurement of the atlas muon reconstruction and trigger efficiency using j/psi decays. Technical Report ATLAS-CONF-2011-021, CERN, Geneva, Mar 2011.

[66] Matteo Cacciari ; Gavin P. Salam ; Gregory Soyez. Longitudinally invariant k(t) clustering algorithms for hadron hadron collisions. *Nucl. Phys.*, 406(1-2) :187, 1993.

[67] Georges Aad et al. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV. 2011.

[68] Jet energy resolution and selection efficiency relative to track jets from in-situ techniques with the atlas detector using proton-proton collisions at a center of mass energy $sqrts = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2010-054, CERN, Geneva, Jul 2010.

[69] Validating the measurement of jet energies with the atlas detector using z + jet events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ tev. Technical Report ATLAS-CONF-2011-159, CERN, Geneva, Dec 2011.

[70] 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.

[71] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. Herwig : a monte carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. version 5.1 - april 1991. *Comput. Phys. Commun.*, 67(3) :465, 1992.

[72] 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.

[73] 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.

[74] I Aracena. Top quark pair production at *sqrts* = 7 tev. Technical Report ATL-PHYS-PROC-2012-062, CERN, Geneva, May 2012.

[75] J. M. Butterworth et al. Single and Diboson Production Cross Sections in *pp* collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *ATL-COM-PHYS-2010-695*, 2010.

[76] 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.

[77] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M.H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z.Phys.*, C72 :637–646, 1996.

[78] Georges Aad et al. Measurement of W gamma and Z gamma production cross sections in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector. 2012.

[79] Georges Aad et al. Measurement of the WW cross section in sqrt(s) = 7 TeV pp collisions with ATLAS. *Phys.Rev.Lett.*, 107 :041802, 2011.

[80] Atlas Collaboration. Measurement of the production cross section and limits on anomalous triple gauge couplings in proton-proton collisions at with the atlas detector. *Physics Letters B*, 709(4-5) :341 – 357, 2012.

[81] Atlas Collaboration. Measurement of the *zz* production cross section and limits on anomalous neutral triple gauge couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the atlas detector. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :041804, Jan 2012.

[82] Georges Aad et al. Measurement of inclusive jet and dijet production in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector. 2011.

[83] V.M. Abazov et al. Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of |Vtb|. *Phys.Rev.Lett.*, 98 :181802, 2007.

[84] Lucien Le Cam. An approximation theorem for the poisson binomial distribution. *Pacific J. Math.*, 10 :1181–1197, 1960.

[85] M Kendall and A Stuart. *The Advanced Theory of Statistics*, volume 1, 2 et 3. Hafner, 1968.

[86] G Cowan. *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications, 2000.

[87] Sergey Alekhin, Simone Alioli, Richard D. Ball, Valerio Bertone, Johannes Blumlein, et al. The PDF4LHC Working Group Interim Report. 2011.

[88] Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer, Jan Therhaag, Eckhard von Toerne, and Helge Voss. TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS*, ACAT :040, 2007.

[89] H.-J. Yang, B. P. Roe, and J. Zhu. Studies of boosted decision trees for MiniBooNE particle identification. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555 :370–385, December 2005.

[90] B. Clément. *Ajustements Bayésiens, application à la physique du quark top au LHC*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012.

[91] 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.

[92] 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.

[93] Tevatron Electroweak Working Group. Combination of CDF and D0 Measurements of the Single Top Production Cross Section. 2009.

[94] 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. 2012.

[95] H. Lacker, A. Menzel, F. Spettel, D. Hirschbuhl, J. Luck, et al. Model-independent extraction of $|V_{tq}|$ matrix elements from top-quark measurements at hadron colliders. *Eur.Phys.J.*, C72 :2048, 2012.