



UNIVERSITÉ PARIS-SUD  
CZECH TECHNICAL UNIVERSITY (PRAGUE)

ÉCOLE DOCTORALE 517 :  
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

Laboratoires :  
CEA Saclay, DSM/Irfu/SPP  
CERN, ATLAS Collaboration

**SYNTHESE EN FRANCAIS**

PHYSIQUE

par

**Martin ZEMAN**

Measurement of the Standard Model  $W^+W^-$  production cross-section using the ATLAS experiment on the LHC

Date de soutenance : 02/10/14

**Composition du jury :**

Directeur de thèse : M. Christophe Royon  
Co-directeur de thèse : M. Václav Vrba  
Présidents du jury : M. Igor Jex  
M. Etienne Augé  
Examineurs : M. Vojtěch Petráček  
M. Gregory Soyez  
M. Jiří Chýla  
M. Josef Žáček  
M. Jaromír Kukul

Rapporteurs : M. Alexander Kupčo  
M. Dmytro Volynskyy

LES MESURES DE SECTIONS EFFICACES de production de di-bosons constituent une part importante du programme de physique au **LHC\*** (le grand collisionneur de hadrons) au **CERN**. Ces analyses de physique offrent la possibilité d'explorer le secteur électrofaible du modèle standard à l'échelle du TeV et peuvent conduire à une indication de l'existence de nouvelles particules au-delà du modèle standard. L'excellente performance du **LHC** dans les années 2011 et 2012 a permis de faire des mesures très compétitives. La thèse donne un aperçu complet des méthodes expérimentales utilisées dans la mesure de la section efficace de production de WW dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 7$  TeV et 8 TeV.

## Introduction du cadre théorique

---

Le modèle standard est la théorie des particules élémentaires et des interactions fondamentales la plus réussie aujourd'hui. Cette théorie décrit les interactions électromagnétiques, fortes et faibles qui interviennent dans la dynamique des particules élémentaires. Elle a été développée grâce à une collaboration de physiciens des particules théoriciens et expérimentateurs. Le succès de la théorie est principalement attribuable à sa capacité de prévoir l'existence de particules élémentaires qui forment toute la matière connue.

La théorie postule que toute la matière dans l'Univers est composée de 12 fermions fondamentaux et 12 anti-fermions. Les interactions sont médiatisées par quatre bosons de jauge. Toutes les particules du modèle standard sont considérées comme ponctuelles étant donnée la précision actuelle de nos expériences :  $1 \times 10^{-18}$  m. Le modèle standard est construit comme une théorie quantique des champs avec un groupe de symétrie interne  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Les fondements théoriques sont introduits dans le chapitre de la thèse. Un des éléments essentiels présentés dans ce chapitre est le rôle des symétries et des lois de conservations, le principe de l'invariance de jauge et la définition des sections efficaces. L'unification électrofaible demande que les bosons de jauge aient une masse nulle, ce qui est en violation directe avec les masses observées des bosons **W** et **Z**.

Le pouvoir prédictif de la théorie quantique des champs a été démontré lors de nombreuses expériences. En 2008, le groupe de Harvard a mesuré le moment dipolaire magnétique de l'électron. La différence entre la valeur mesurée et la valeur théorique de **QED** est inférieure à 0,28 parties par billion ( $10^{-12}$ ) [**HFG08**]. La théorie électrofaible a été vérifiée avec une précision de quelques millièmes et la **QCD** perturbative à l'ordre de quelques pour cent.

L'existence de bosons **W** et **Z** a été prédite par la théorie électrofaible développée par **Sheldon L. Glashow** [**Gla61**], **Steven Weinberg** [**Wei67**] et **Abdus Salam** [**Sal68**] et a été vérifié expérimentalement au CERN en 1981 dans les expériences UA1 et UA2 au SPS. Les masses des bosons sont compatibles avec les prédictions de modèle standard. Grâce aux découvertes additionnelles du quark top en 1995 et du neutrino  $\tau$  en 2000, le modèle a été validé depuis plus de 50 ans.

La théorie de l'unification électrofaible prédit que les bosons de jauge n'ont pas de masse, ce qui est en violation directe avec les masses des bosons **W** et **Z** observées. Par conséquent, un

aspect fondamental du modèle vient du mécanisme de brisure de symétrie spontanée qui peut être symbolisé par  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)$ . Nous obtenons au moins un boson scalaire massif pour chaque brisure de symétrie. Telle est la base du mécanisme de Higgs, les particules obtiennent leurs masses par interaction avec le champ de Higgs. La prédiction du boson de Higgs a été vérifiée expérimentalement par les mesures publiées simultanément par [ATLAS Collaboration \[ATL12\]](#) et [CMS Collaboration \[CMS12\]](#) dans 2012.

Le modèle standard ne décrit que la physique à une échelle d'énergie limitée. La Super-symétrie (SUSY) est un cadre théorique prometteur pour la physique au delà du modèle standard. Dans la version minimale (MSSM), la super-symétrie prédit l'existence de deux doublets de Higgs (un chargé) et un singlet. La découverte de champs de Higgs supplémentaires signifierait qu'il y a des preuves irréfutables de l'existence de nouvelle physique. L'observation actuelle du boson de Higgs neutre est compatible avec les deux théories.

Malgré son succès, le modèle standard n'est pas une théorie complète des interactions fondamentales parce qu'il n'intègre pas la gravitation décrite par la relativité générale. Par conséquent, le modèle ne décrit pas l'expansion de l'univers, ne prédit pas l'existence de la matière ou de l'énergie noire et n'explique pas la valeur des constantes fondamentales de la physique. Les masses des neutrinos et les oscillations ne sont pas incorporés dans le modèle standard.

## Méthode expérimentale

Les tests expérimentaux des prédictions théoriques dans le domaine de la physique des particules exigent la préparation d'instruments scientifiques extraordinaires. Le grand collisionneur de hadrons (LHC) [[CER13](#)] au [CERN](#) est l'accélérateur de particules le plus avancé dans le monde en ce moment. Il est installé dans le tunnel construit par le *European Organization for Nuclear Research* (CERN) autrefois pour la machine [LEP](#) entre 1984 et 1989 à la périphérie de Genève. Le tunnel est situé entre 45 m et 170 m sous terre, ce qui offre une excellente protection contre les rayons cosmiques ou toute autre influence extérieure. [[CER08](#), p. 1]

## Performance actuelle

Au moment de la rédaction de cette thèse le [LHC](#) a délivré une luminosité intégrée de  $5,46 \text{ fb}^{-1}$  en 2011 et  $22,80 \text{ fb}^{-1}$  en 2012. La machine a aussi été active au cours de l'année 2010 et a produit  $45,00 \text{ pb}^{-1}$ , mais cette période a été essentiellement dédié à la mise en service de la machine [[Lam13](#)] [[ATL14a](#)]. L'analyse présentée dans cette thèse utilise les données de collisions proton-proton produites pendant les années 2011 et 2012 à une énergie de  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  et  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  dans le centre de masse. Pour la période du [Run-II](#) (à partir de 2014), le [LHC](#) devrait fonctionner quasiment à son énergie nominale de  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Une partie importante du programme du [LHC](#) est aussi dédié aux collisions  $\text{Pb} - \text{Pb}$  et  $\text{Pb} - \text{p}$ .

Sept expériences existent au [LHC](#). L'existence d'expériences indépendantes est nécessaire pour respecter les principes de la méthode scientifique. Parmi les quatre expériences principales, [ATLAS](#) et [CMS](#) sont des détecteurs généraux construits pour enregistrer un large éventail de signaux. Les deux autres expériences principales : [ALICE](#) et [LHCb](#) sont des détecteurs spécialisés pour mesurer précisément les collisions d'ions lourds (quand le [LHC](#) fonctionne dans ce mode) et la

physique des b. Les expériences supplémentaires : [TOTEM](#) et [LHCf](#) sont destinés à la physique des grandes pseudo-rapidités et [MoEDAL](#) est conçu spécifiquement pour la physique exotique comme la recherche du monopôle magnétique [[CER08](#), p. 3]. La thèse présente un aperçu des expériences au [LHC](#) dans le chapitre [section 2.4](#).

Les résultats présentés dans cette thèse ont été mesurés en utilisant le détecteur [ATLAS](#). Une description détaillée de l'expérience est donnée dans le chapitre ?? . Le système de détection est composé de plusieurs sous-systèmes. Chaque système contribue à la mesure des produits de collision. Au centre du détecteur est un système de haute résolution ([ID](#), voir [section 2.5.4](#)). Le système du calorimètre et du spectromètre à muons sont placés en couches concentriques. Le détecteur est placé dans un champ magnétique qui permet de mesurer les impulsions des particules chargées.

Les données enregistrées par le détecteur [ATLAS](#) sont pré-filtrée à l'aide du système de [trigger](#) qui reçoit seulement une partie des données correspondant à la physique intéressante. La reconstruction des objets physiques à partir des signaux du détecteur est décrite dans le chapitre [section 3.3](#) avec une discussion des conditions expérimentales qui affectent la mesure. Les données entièrement reconstruites sont ensuite redistribués au [Worldwide LHC Computing Grid](#) et analysées par la collaboration. Les outils et les logiciels d'analyse sont exposés en détail dans le chapitre [section 3.2.5](#), car ils sont essentiels pour la côté pratique de cette thèse.

## L'expérience ATLAS

[ATLAS](#) [[ATL10](#)] est un détecteur de particules hybride et la plus grande des expériences au [LHC](#). Il a été développé comme une expérience générale pour étudier le plus large éventail possible de physique : de la QCD "soft" à des expériences de précision dans le secteur électrofaible, la recherche du boson de Higgs et d'autres phénomènes intéressants à l'échelle du TeV, comme la physique au-delà du modèle standard. Les conditions expérimentales au [LHC](#) posent un défi à la conception du détecteur car elles nécessitent l'installation de détecteurs rapides et résistants aux radiations avec une granularité fine, la plus grande acceptance géométrique possible et une bonne identification des particules.

Depuis la découverte du [Higgs boson](#) [[ATL12](#)], le programme scientifique se concentre désormais sur la mesure de ses propriétés physiques. Les principales composantes du programme de physique comprennent également des mesures de modèle standard, la production de bosons électrofaibles ou les études du quark top. En outre, la recherche de nouvelle physique se poursuit, avec par exemple

- ▶ l'observation directe de la violation de CP,
- ▶ les désintégrations de particules supersymétriques (squarks, sleptons, gluinos),
- ▶ l'existence de nouveaux bosons de jauge ( $W'$ ,  $Z'$ ),
- ▶ une sous-structure des quarks,
- ▶ la matière exotique : matière noire, trous noirs, dimensions supplémentaires etc.

L'expérience a été conçue et construite au cours des 20 dernières années et est en opération depuis le début du [LHC](#) en 2009. L'ensemble du détecteur a un diamètre approximatif de 25 m, une longueur de 45 m et pèse environ 7000 tonnes. Il a été installé au Point d'interaction numéro 1 du [LHC](#) dans la caverne UX15 située au [CERN](#) à Meyrin en Suisse. Le sol de la caverne est situé à

92 m mètres sous terre pour obtenir une protection adéquate contre des sources de bruit de fond comme les rayons cosmiques.

La géométrie du détecteur est cylindrique symétrique avec une couverture allant à  $|\eta| < 4.9$ . La caractéristique dominante de l'expérience [ATLAS](#) est son système magnétique de grande taille qui se compose d'un solénoïde central, d'un toroïde [barrel](#) et [end-cap](#) offrant respectivement un champ magnétique de 2 T où 4 T. Les sous-systèmes de détection sont structurés en couches. En allant du centre vers l'extérieur, nous rencontrons :

- ▶ **Le détecteur interne (ID)** qui permet des mesures précises des trajectoires des particules et des impulsions,
- ▶ **Le système des calorimètres (ECAL and HCAL)** qui mesure les énergies des particules et détecte l'énergie transverse manquante due aux neutrinos ou aux particules supersymétriques (comme les neutralinos, s'ils existent),
- ▶ **Le spectromètre des muons (MS)** qui identifie et mesure les muons et complète le système de trigger.
- ▶ **Le système des aimants** qui courbe les trajectoires des particules chargées permettant de mesurer leur impulsion.

Pour des illustrations schématiques d'[ATLAS](#) et de ses sous-systèmes, voir la thèse. En outre, la collaboration [ATLAS](#) offre une documentation complète sur la conception et les performances de chaque sous-système : [[ATL94](#)] [[ATL99b](#)] [[ATL99a](#)] [[ATL08a](#)] [[ATL08b](#)].

## Outils informatiques

---

Une analyse en physique est, de façon générale, l'étude des données enregistrées d'expériences reproductibles, afin d'obtenir un résultat physique que l'on compare avec des prédictions théoriques. Les expériences dans le domaine de la physique des particules exigent la participation d'un grand nombre de scientifiques et d'ingénieurs, des milliers pour les plus grandes expériences. Avec des expériences de cette magnitude et avec les statistiques que le [LHC](#) est capable de produire, les données expérimentales prennent la forme d'un grand ensemble (ou dataset). Les données sont représentées par une simple table événement par événement, où les quantités physiques enregistrées par le détecteur sont stockées.

Naturellement, l'analyse de grandes quantités de données nécessite l'utilisation d'ordinateurs. Le logiciel de calcul permet aux physiciens d'utiliser des objets mathématiques familiers, comme des vecteurs de Lorentz et des histogrammes pour comparer les données avec les distributions prédites théoriquement. Le logiciel de la collaboration contient aussi des outils pour l'analyse statistique ou mathématique et des représentations graphiques interactives de l'ensemble des données.

Le terme [TDAQ](#) est utilisé pour décrire le système de collection et de filtrage des données. Aux conditions nominales le taux de données au [LHC](#) est 40 MHz (25 ns d'espacement des paquets), ce qui donne environ un milliard de collisions par seconde.

Sans sélection, 40 millions d'événements sont produits chaque seconde et enregistrés avec  $\approx 100$  millions de canaux de lecture dans le détecteur [ATLAS](#), ce qui produirait jusqu'à  $1 \text{ PB s}^{-1}$ . Cette production de grandes quantités de données est au-delà de toute solution technologique actuellement disponible.

Les systèmes de [trigger](#) sont conçus pour réduire la quantité de données enregistrées en s'assurant qu'un nombre minimal d'événements physiques intéressants sont perdus. Le système [TDAQ](#) dans [ATLAS](#) est conçu comme un système à trois niveaux pour réduire le débit de données par étapes successives, la hiérarchie est décrite dans [figure 3.1](#). La figure montre les valeurs nominales ainsi que les valeurs atteintes en 2012. Les différents niveaux sont définis dans [\[Ask+08\]](#).

L'algorithme est basé sur un sous-ensemble d'informations de détection pour faire la sélection assez rapidement [\[ATL08b, p. 64\]](#). Les Événements enregistrés avec une sélection minimale sont appelées *événements minimum biais*, mais la majorité de ces événements ne contient pas d'objets de physique intéressantes à haut- $p_T$ . Ces événements peuvent être éliminés sans risque. L'objectif est de réduire le taux d'événement de 40 MHz à quelques centaines de Hz, soit un facteur de rejet de [trigger](#) de  $\mathcal{O}(10^5)$ .

## Présentation de l'analyse

---

Après une introduction théorique du problème, cette thèse présente les résultats de la mesure de la section efficace de la production de bosons WW dans les collisions pp à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV avec une luminosité de  $20,28 \text{ fb}^{-1}$  et de 7 TeV avec une luminosité de  $4,64 \text{ fb}^{-1}$ . Les données sont enregistrées à l'aide du détecteur [ATLAS](#).

Au [LHC](#), les mesures de di-bosons sont utilisées pour explorer le secteur électrofaible du modèle standard à l'échelle du TeV et offrir de nouvelles mesures de les sections efficaces. Les désintégrations des vecteur bosons pourraient également indiquer l'existence de nouvelles particules et peuvent sonder la physique au-delà du modèle standard. Les processus impliqués dans la production de bosons vecteurs sont sensibles aux couplages de jauge anormaux ([TGC](#)) et présentent également un bruit de fond irréductible pour la recherche de boson Higgs dans le même état final. En outre, les mesures de WW peuvent être également utilisés pour explorer les [quartic gauge couplings](#).

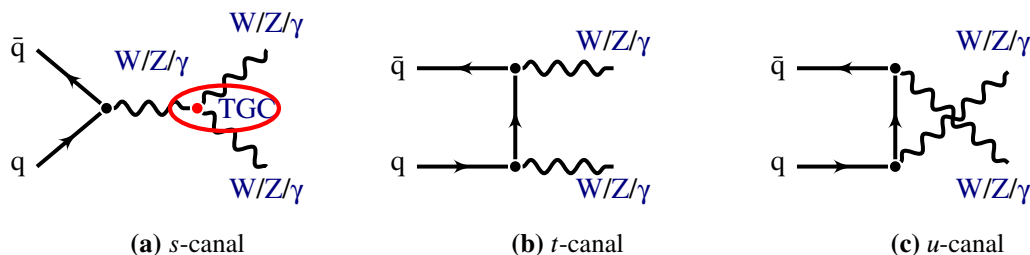
Pour obtenir le résultat final quelques aspects de l'analyse réalisés par la collaboration ont été utilisés. Il s'agit principalement des études spécialisées pour estimer le bruit de fond et de celles optimisant la sélection (les estimateurs respectifs sont indiqués dans le texte). Mes contributions individuelles à la mesure sont les suivantes :

- ▶ La mise en œuvre complète de la sélection au niveau de la reconstruction et des incertitudes systématiques expérimentales en utilisant les échantillons [MC](#) des signaux.
- ▶ La méthode du facteur de transfert pour top et Z + jets avec l'estimation de la systématique complète comme indiqué dans le chapitre [sections 4.9.2 et 4.9.4](#).
- ▶ La mise en œuvre complète de la sélection fiducielle (voir [section 4.7.4](#)).
- ▶ L'"unfolding" de la section efficace différentielle dans le cas de la mesure en fonction du  $p_T$  des leptons, voir [section 4.11](#).
- ▶ La production de données dérivés, voir [section 4.6.1](#).
- ▶ Le développement d'un logiciel d'analyse qui est discuté dans [section 3.4](#).

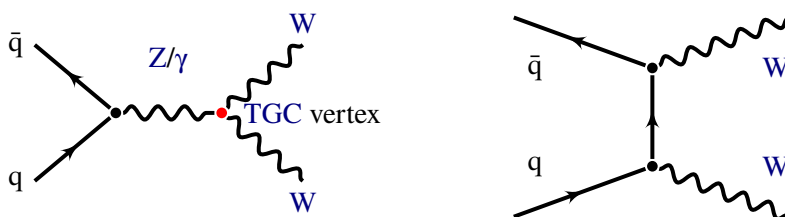
## Chaînes de production

Le modèle standard décrit trois principaux processus de production de di-bosons dans les canaux  $s$ ,  $t$  et  $u$ . Les diagrammes de Feynman correspondants sont présentés dans [figure 5.1](#). Ces processus

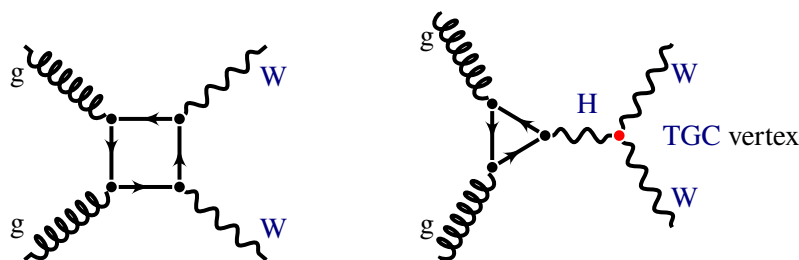
sont communs aux analyses de WW, WZ et ZZ.



**FIG. 5.1 :** Les diagrammes de Feynman de modèle standard de production de di-bosons Le diagramme de  $s$ -canal à gauche contient le vertex de triple gauge coupling. En cas de production de WW, le TGC corresponde à WWZ ou WW $\gamma$  couplage.



**FIG. 5.2 :** Les diagrammes de Feynman de modèle standard de production de WW par l'état initial  $q\bar{q}$ . Le diagramme de  $s$ -canal à gauche contient le vertex de triple gauge coupling.



**FIG. 5.3 :** Standard Model leading-order Feynman diagrams for WW through gluon-gluon fusion.

Toutes les analyses di-bosons en fonction de  $p_T$  ont une relativement faible section efficace de production allant de 1 pb (pour ZZ) à 100 pb (pour WW) que l'on peut comparer avec d'autres processus du modèle standard mentionnés dans figure 4.4. La stratégie commune pour ces mesures est de ne considérer que les modes de désintégration leptoniques parce que les états finaux présentent à haut- $p_T$  des leptons isolées (électrons ou muons) qui conduisent à un signal divisé par le bruit de fond beaucoup plus élevé. L'analyse présentée dans cette thèse décrit la mesure de la section efficace de production de WW dans les trois états finaux leptoniques :  $e^+e^- E_T$ ,  $\mu^+\mu^- E_T$  et  $e^\pm\mu^\mp E_T$ . Il faut noter que la mesure de l'énergie manquante due aux neutrinos est difficile dans des conditions de haute pile-up.

### Les candidats et les bruits de fond

Les critères d'analyse sont optimisés afin de sélectionner les paires de WW dans leurs états finaux leptoniques et les discriminer du bruit de fond. La section Section 4.4 présente une discussion exhaustive des triggers. Les définitions spécifiques à l'analyse des objets physiques sont donnés

dans [section 4.5](#) et les critères de sélection des distributions cinématiques et leur évolution entre les analyses 7 TeV et 8 TeV sont présentés dans [section 4.2](#). Conceptuellement la sélection peut être résumée par les critères suivants :

- ▶ Choisir les triggers lepton isolé ou di-lepton (trigger électron isolé, muon isolé, di-électron, di-muon ou électron-muon), voir [section 4.4](#).
- ▶ Accepter uniquement les événements avec exactement deux leptons à grand- $p_T$  et isolés avec une charge opposée pour sélectionner l'état final WW et éliminer le bruit de fond W + jets. La valeur de  $p_T$  doit être  $p_T > 25$  (20) GeV pour  $e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-$  (respectivement  $e^\pm\mu^\mp$ ), voir [section 4.7.1](#).
- ▶ Demander que la masse des di-lepton  $m_{\ell\ell} > 15$  (10) GeV pour les  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  ( $e^\pm\mu^\mp$ ) pour supprimer le bruit de fond multi-jet et ne pas mesurer le spectre à petite masse qui n'est pas modélisé correctement par le MC.
- ▶ Rejeter les événements de même saveur ( $(e^+e^-$  ou  $\mu^+\mu^-)$ ) lorsque la masse des di-lepton  $m_{\ell\ell}$  est proche de la masse du boson Z. Cela se fait de la manière la plus simple possible : en définissant une fenêtre autour du pic de masse du boson Z :  $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 15$  GeV.
- ▶ Rejeter les événements avec une faible  $\cancel{E}_T$  pour ne garder que les événements avec des neutrinos provenant de la désintégration WW et éliminer le bruit de fond Z + jets. La valeur peut être plus faible pour les événements de saveur combinée car il n'y a pas de contamination de Z + jets dans ce cas. Diverses variables de  $\cancel{E}_T$  modifiée sont utilisées, comme la projection de l'énergie manquante  $\cancel{E}_{T,Rel}$ , voir [section 4.5.4.1](#).
- ▶ Rejeter les événements avec des jets afin d'éliminer les  $t\bar{t}$  et le "single" top. Cette étape est appelée "jet veto" dans le texte.

Par contraste avec les analyses à faible- $p_T$ , les mesures de production de di-boson ont l'avantage de présenter des bruits de fond assez faibles. Cependant, cet avantage se dissipe dans les conditions d'occupation élevé de détection causées par le [pile-up](#). La liste des bruits de fond a été mentionné dans l'aperçu de l'analyse, [section 4.3.2](#). Les principaux bruits de fond proviennent de la production de W et Z en association avec des jets, où le jet est pris pour un lepton et la  $\cancel{E}_T$  apparente provient du [pile-up](#). En outre, les produits de désintégration des deux processus  $t\bar{t}$  et single top, que nous considérons comme bruits de fond, présentent la même signature finale que le WW.

Les autres contributions des bruits de fond apparaissent dans le cas des événements WZ où un des leptons dans l'état final n'est pas détecté et dans le cas des événements ZZ où la masse invariante du di-lepton n'est pas reconstruite proche de la masse du boson Z en raison des erreurs de mesure. Les estimations basées sur les données pour les bruits de fond W + jets, Z + jets et  $t\bar{t}$  sont décrites dans [section 4.9](#). La contribution des autres bruits de fond mineurs :  $Z\gamma$ ,  $W\gamma$ ,  $ZWW$  et multi-jet QCD a été jugée négligeable. Ces contributions sont entièrement estimées à partir du MC.

Il faut noter que la simple utilisation de la  $\cancel{E}_T$  ne réussit pas à éliminer la contamination des Z + jets dans les états de même charge parce qu'un grand nombre d'événements de Z + jets est reconstruit avec des valeurs élevées de l'énergie manquante par erreur. Pour y remédier, la stratégie à 7 TeV utilise une évaluation supplémentaire de l'impulsion transversale du système des di-leptons ( $p_T(\ell\ell)$ ). Cette stratégie a été inefficace pour l'analyse à 8 TeV. Au lieu de cela, une sélection basée sur la mesure de l'énergie transverse manquante dans le trajectrographe, dénommée  $\cancel{p}_T$  dans le texte, (défini dans [section 4.5.4.3](#)) et de la différence d'angle azimutal entre l'énergie manquante transverse



originale et l'impulsion transverse manquants sont utilisés :  $\Delta\phi(\mathbf{E}_T, \mathbf{p}_T)$ , voir aussi [section 4.5.4.4](#). La sélection dans la région fiducielle doit être ajustée en conséquence.

## Extraction de la section efficace

Pour calculer la section efficace, nous extrayons le nombre d'événements observés à partir de l'ensemble de données en utilisant les critères de sélection décrits dans le chapitre [section 4.2](#). Le nombre d'événements de signal prévu est obtenu dans le MC au niveau de la reconstruction et dans la région fiducielle décrit dans [section 4.7.4](#). Le nombre total d'événements attendus est donné par :

$$N_{\text{exp}}^i = N_S^i + N_B^i \quad (5.1)$$

où  $N_S^i$  est le nombre des événements signaux prévus et  $N_B^i$  est le nombre d'événements de bruit de fond. L'index  $i = 1, 2, 3$  correspond à trois canaux :  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  et  $e^\pm\mu^\mp$ . Le canal inclusif est simplement la somme de tous les trois canaux.

Les résultats définitifs sont résumées dans le chapitre [tableau 5.1](#) avec les incertitudes statistiques et systématiques. Pour le résultat final nous avons sélectionné les méthodes systématiques avec les incertitudes minimales. Les événements de signal et les contributions provenant du bruit de fond di-boson sont estimées à partir du MC.

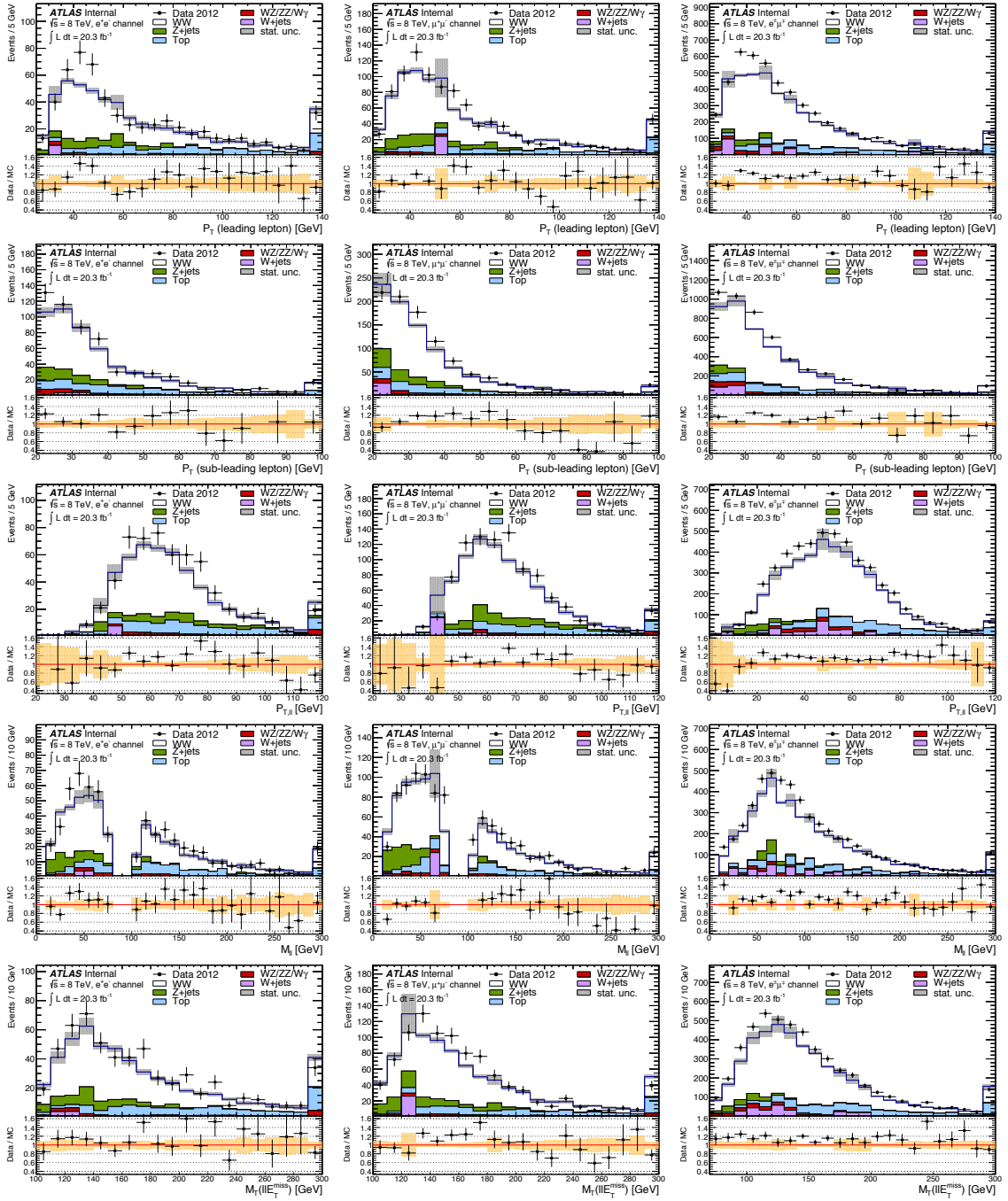
| État final                        | $e^+e^- \mathbf{E}_T$     | $\mu^+\mu^- \mathbf{E}_T$  | $e^\pm\mu^\mp \mathbf{E}_T$ |
|-----------------------------------|---------------------------|----------------------------|-----------------------------|
| Événements observés               | 594                       | 975                        | 5067                        |
| Total des événements prévus (S+B) | $553.2 \pm 13.0 \pm 77.3$ | $903.9 \pm 11.3 \pm 104.9$ | $4427.9 \pm 33.3 \pm 469.0$ |
| MC WW signal                      | $349.6 \pm 3.3 \pm 32.4$  | $614.4 \pm 4.5 \pm 55.9$   | $3254.8 \pm 10.3 \pm 247.9$ |
| Top (estim. donnés)               | $91.8 \pm 7.3 \pm 7.9$    | $127.2 \pm 9.4 \pm 10.9$   | $608.6 \pm 17.5 \pm 52.3$   |
| Z+jets (estim. donnés)            | $54.5 \pm 1.2 \pm 23.1$   | $95.6 \pm 1.5 \pm 26.5$    | $166.1 \pm 3.2 \pm 26.3$    |
| W+jets (estim. donnés)            | $14.2 \pm 4.8 \pm 8.6$    | $2.8 \pm 4.6 \pm 6.2$      | $219.5 \pm 15.4 \pm 111.8$  |
| Autres dibosons (MC)              | $29.8 \pm 1.6 \pm 5.3$    | $38.5 \pm 1.3 \pm 5.4$     | $157.3 \pm 4.1 \pm 30.7$    |
| Bruits de fond total              | $203.6 \pm 12.6 \pm 44.9$ | $289.5 \pm 10.3 \pm 49.1$  | $1173.1 \pm 31.7 \pm 221.1$ |

**TAB. 5.1** : Résumé des événements observés et prévus séparés par canal. La première incertitude est statistique, la seconde est systématique. Les incertitudes systématiques totales sont calculées en supposant une corrélation complète entre les processus. Les facteurs d'échelle à Jet veto sont appliqués à  $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$  pour obtenir les valeurs de signal final.

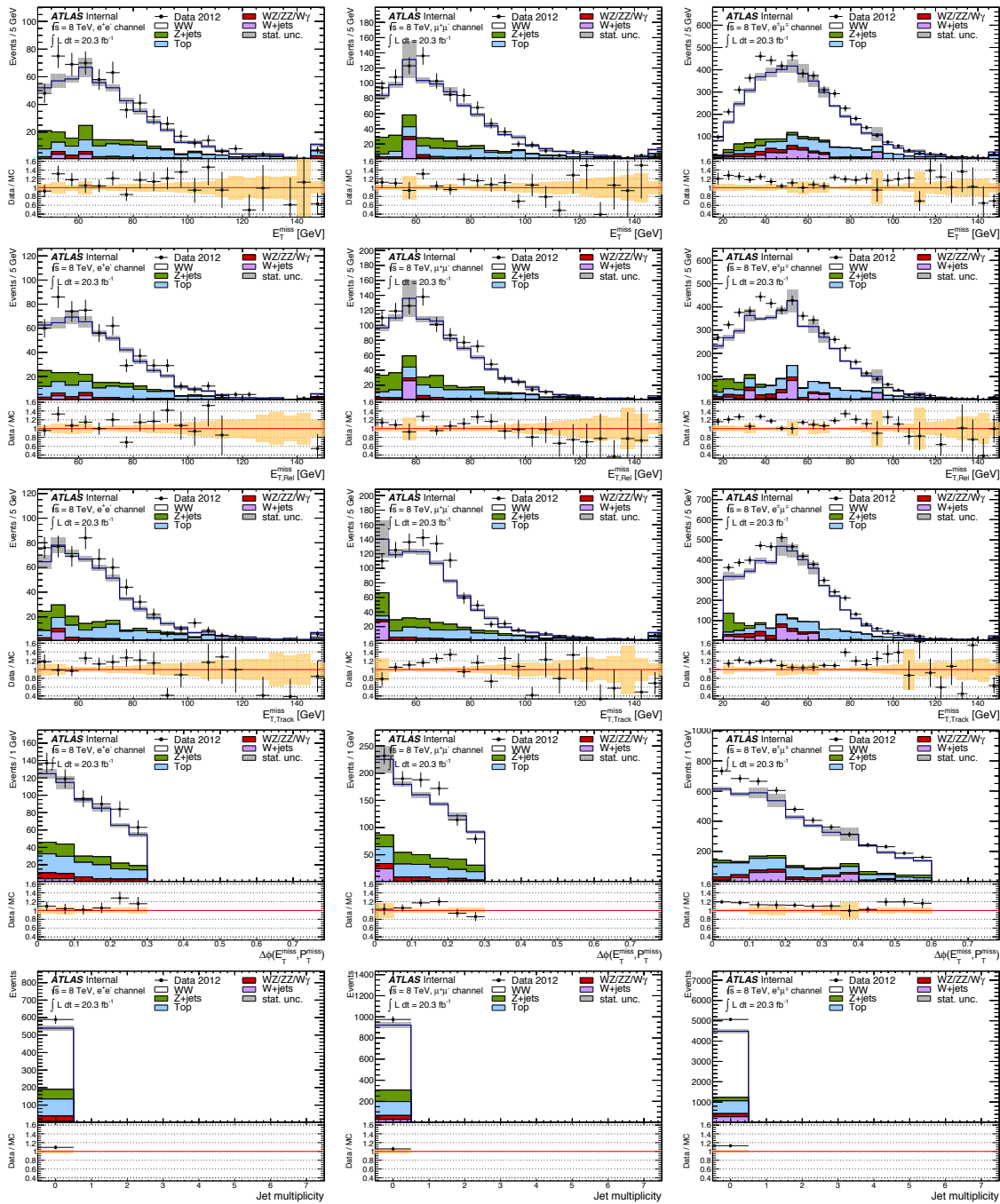
La Fig. [Figures 5.4](#) et [5.5](#) montre les distributions cinématiques finales avec le bruit de fond estimé à partir des méthodes d'estimation de base. Les incertitudes statistiques et totales (stat.  $\oplus$  syst.) sont indiqués dans les figures en les superposant ou avec une bande de couleur. La contribution du signal de WW est repondérée pour correspondre à la section efficace mesurée. Les facteurs d'échelle sont 1,17 pour  $e^+e^-$ , 1,18 pour  $\mu^+\mu^-$  et 1,21 pour  $e^\pm\mu^\mp$  canal.

## Discussion des résultats

Nous avons observé les événements 6636 dans l'ensemble des données à  $\sqrt{s} = 8$  TeV et à 7 TeV. À  $\sqrt{s} = 8$  TeV le nombre d'événements de signal estimé est de 4218,80 et le nombre d'événements de bruit de fond à 1666,10. À 7 TeV, nous avons estimé 823,60 événements de signal et 358,00 de



**FIG. 5.4 :** Distributions cinématiques finale des candidats de WW à 8 TeV à l'étape de sélection finale (1) : Les données sont indiquées ainsi que les processus de signal et de bruits de fond modélisés par des estimations basées sur les données (à l'exception des contributions de di-bosons) et l'échelle à 8TeV.201fb. Les figures correspondent aux canaux  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  et  $e^\pm\mu^\mp$  de gauche à droite. La première (resp. seconde) ligne donne l'impulsion transversale  $p_T$  du lepton primaire (resp. secondaire), la troisième ligne donne l'impulsion transversale du système di-lepton  $p_T(\ell\ell)$ . La quatrième ligne donne la masse invariante et la masse transverse  $m_T$ . Les incertitudes statistiques et totales (stat.  $\oplus$  syst.) sont indiquées dans les figures en les superposant ou grâce à une bande de couleur. La contribution du signal de WW est pondérée pour correspondre à la section efficace mesurée.



**FIG. 5.5** : Distributions cinématiques finale des candidats WW à 8 TeV à l'étape de sélection finale (1) : Les données sont indiquées avec les processus de signal et de bruit de fond modélisés par des estimations basées sur les données (à l'exception des contributions de di-bosons) et l'échelle à 8TeV.201fb. Les figures correspondent aux canaux  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  et  $e^\pm\mu^\mp$  de gauche à droite. La première ligne donne l'énergie manquante transverse  $E_T$  et sa projection  $E_{T,Rel}$ . La troisième ligne décrit le  $p_T$  basé sur les trajectoires des particules et aussi  $\Delta\phi(E_T, p_T)$  et le nombre de jets. Les incertitudes statistiques et totales (stat.  $\oplus$  syst.) sont indiquées dans les figures en les superposant ou grâce à une bande de couleur. La contribution du signal WW est repondérée pour correspondre à la section efficace mesurée.

bruit de fond. La section efficace combinée de la production extrapolée à l'espace de phase est :

$$\sigma_{\text{tot}}(8 \text{ TeV}) = 71.4^{+1.2}_{-1.2} (\text{stat.})^{+5.0}_{-4.4} (\text{syst.})^{+2.2}_{-2.1} (\text{lumi.}) \text{ pb}, \quad (5.2)$$

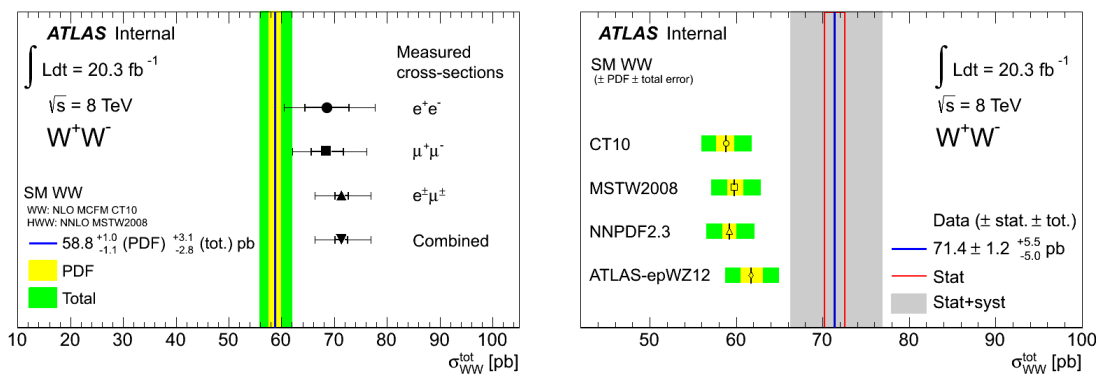
$$\sigma_{\text{tot}}(7 \text{ TeV}) = 51.91 \pm 2.0 (\text{stat.}) \pm 3.92 (\text{syst.}) \pm 2.0 (\text{lumi.}) \text{ pb}. \quad (5.3)$$

L'incertitude systématique globale est respectivement de 9 % et 7 %. Une comparaison avec l'analyse à 7 TeV est effectuée dans le texte avec une discussion détaillée des méthodes. La prédiction théorique obtenue à l'aide de MCFM avec la PDF CT10 est :

$$\sigma_{q\bar{q}/gg}(8 \text{ TeV}) = 58.7^{+3.0}_{-2.7} \text{ pb}, \quad (5.4)$$

$$\sigma_{q\bar{q}/gg}(7 \text{ TeV}) = 44.7^{+2.1}_{-1.9} \text{ pb}. \quad (5.5)$$

Comme indiqué dans le chapitre figure 5.1, toutes nos mesures sont au-dessus de la prédiction du Modèle Standard. Pour la mesure à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , la signifiante statistique de l'excédent est de  $\pm 1,10\sigma$  dans l'état  $e^+e^-$ ,  $\pm 1,30\sigma$  dans  $\mu^+\mu^-$  et la plus significatif  $\pm 2,10\sigma$  dans  $e^\pm\mu^\mp$  (et également la section efficace combinée). La section efficace prédite diffère à 0,70–5 % par rapport aux valeurs indiquées dans CT10, voir section 4.3.1..



**FIG. 5.6 :** Comparaison entre les sections efficaces de WW production et les résultats de la mesure à 7 TeV. La figure de gauche montre la comparaison de la PDF CT10 pour les états  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $e^\pm\mu^\mp$  et la mesure combinée. La bande jaune représente l'incertitude de la PDF, la bande verte les incertitudes théoriques. La figure de droite montre la comparaison entre la section efficace de WW mesurée comparée avec les prédictions théoriques avec différents ensembles de PDF. La ligne rouge donne l'incertitude statistique de la mesure, la bande grise montre l'incertitude totale. La signification des bandes jaunes et vertes reste la même que dans la figure de gauche. (Kristin Lohwasser).

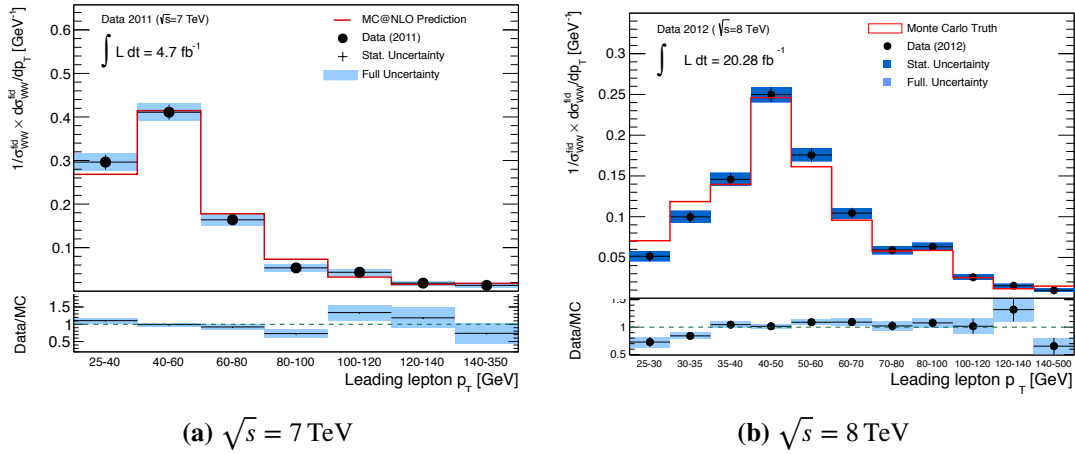
Comme nous l'avons discuté dans le chapitre section 4.3, plusieurs contributions à la section efficace ont été négligés dans cette analyse et pourraient potentiellement augmenter la prédiction de près de 5 % percent (2,90 pb). L'étude de ces effets est un objectif important pour les analyses futures. D'autres effets pourraient également être attribués aux paires WW produites par le processus  $gg \rightarrow H \rightarrow WW$ . En outre, il n'existe actuellement aucun calcul au NNLO du processus  $q\bar{q} \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu\ell^-\bar{\nu}$ , un effet de quelques pour cents est attendu. Enfin, l'effet des corrections électrofaibles peut être de l'ordre de  $\approx 1\%$  sur la production WW.

La déconvolution des distributions différentielles a été calculée pour le  $p_T$  du premier lepton, le résultat final est donné dans figure 5.2. Les distributions sont normalisées à l'unité dans l'intervalle

cinématique donné. En conséquence la quantité mesurée est :

$$\mu = \frac{1}{\sigma_{\text{fid}}} \frac{d\sigma_{\text{fid}}}{dp_{\text{T}}^{\text{lead}}} \quad (5.6)$$

Cette normalisation implique que les corrections d'efficacité de détection n'ont pas d'impact sur le résultat final. C'est intentionnel parce que les corrections d'efficacité sont en principe indépendantes de la variable de la déconvolution, ne gardant que les effets systématiques dépendant de la forme de la distribution. Les distributions finales sont en accord raisonnable avec la théorie. Le modèle de signal est calculé en utilisant `MC@NLO` à 7 TeV et `POWHEG` à 8 TeV.



**FIG. 5.7 :** Déconvolution des distributions de **transverse momentum** du lepton primaire ( $p_{\text{T}}^{\text{lead}}$ ).

Les résultats de l'analyse à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  présentés dans cette thèse ont été publiés dans [ATLAS Collaboration \[ATL14b\]](#) et l'analyse à 7 TeV dans [\[ATL13\]](#). Le groupe poursuit le travail sur l'analyse à 8 TeV avec l'objectif de publier un papier plus tard cette année contenant les distributions différentielles et les résultats des sensibilités aux couplages de jauge trilineaires anormaux ([aTGC](#)).