



UNIVERSITE PARIS-SUD

Ecole doctorale : 517 - Particules, Noyaux et Cosmos

Discipline : Physique des particules

## Synthèse en Français

de la thèse de doctorat

Présentée par Yichen LI

Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire and Nanjing University

Observation du boson de Higgs et mesure de  
ses propriétés dans le canal  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$   
avec le détecteur ATLAS au LHC

Soutenue le 11 April 2015 devant le jury composé de :

<b>Directeur de thèse :</b>	Zhiqing Zhang	LAL
<b>Co-directeur de thèse :</b>	Shenjian Chen	Nanjing Univ.
<b>Président :</b>	Yuanning Gao	Tsinghua Univ.
<b>Rapporteur :</b>	Cristinel Diaconu	CPPM
<b>Rapporteur :</b>	Haijun Yang	Shanghai Jiao Tong Univ.
<b>Examineur :</b>	Yeuk-kwan Edna Cheung	Nanjing Univ.

# 1 Introduction

En 2012, un boson de Higgs avec une masse entre 125 et 127 GeV a été découvert par les expériences ATLAS et CMS au « Large Hadron Collider » (LHC) en combinant trois canaux de désintégration en diboson ( $H \rightarrow \gamma\gamma, WW^*$  et  $ZZ^*$ ). La découverte était basée sur les données en collisions proton-proton correspondant à une luminosité intégrée de  $\sim 4,5 \text{ fb}^{-1}$  avec une énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  de 7 TeV (les données de 2011) et  $\sim 6 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  (une partie des données de 2012).

Pour le canal  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ , l'excès d'événements observé sur le bruit de fond en 2012 était assez limité ( $\sim 2,8$  écarts-types ( $\sigma$ )). Avec les nouvelles données que le détecteur a enregistrées depuis ( $\sim 14 \text{ fb}^{-1}$ ) et surtout un analysé beaucoup améliorée, l'excès d'événements observé a atteint  $6,1 \sigma$ . Autrement dit, le mode de désintégration en  $WW^*$  du boson de Higgs est clairement établi pour la première fois. Une indication pour la production du processus en fusion de bosons vecteurs est également obtenue avec une importance de  $3,2 \sigma$ . Les couplages du boson de Higgs à d'autres bosons et fermions et la section efficace totale sont mesurés. Ces résultats sont présentés dans le chapitre 5 après avoir introduit le Modèle Standard et le mécanisme de Higgs dans le chapitre 2, le LHC et le détecteur ATLAS (« A Torroïdal LHC ApparatuS ») dans le chapitre 3 et les échantillons des données et Monte Carlo (MC) dans le chapitre 4. D'autres propriétés du boson de Higgs sont aussi étudiées et mesurées avec les résultats présentés dans le chapitre 6 sur le spin et le chapitre 7 sur les couplages pour le boson de Higgs hors de sa couche de masse et sa largeur totale de désintégration. La conclusion est donnée dans le chapitre 8.

## 2 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) a été développé du milieu à la fin du vingtième siècle grâce à l'interaction étroite entre les découvertes expérimentales et les avancées théoriques. Le MS est divisé en trois secteurs : le secteur électrofaible, qui décrit les interactions électromagnétique et faibles, le secteur de la chromodynamique quantique (QCD), qui décrit l'interaction forte, et le secteur de Higgs, qui décrit la brisure de la symétrie électrofaible.

Les particules élémentaires qui composent le MS sont regroupées en deux catégories qui diffèrent par leur spin et leurs propriétés statistiques : les bosons (spin entier) et les fermions (spin demi-entier). Les quarks et les leptons font partie de la catégorie des fermions. Les quarks sont sensibles aux trois interactions fondamentales citées précédemment, tandis que les leptons sont sensibles uniquement à

l'interaction faible et, dans le cas des leptons chargés, aussi à l'interaction électromagnétique. Ces quarks et ces leptons sont répartis en trois familles. Par ailleurs, le MS prévoit deux types de bosons : les bosons de jauge et le boson de Higgs. Les bosons de jauge sont les médiateurs des interactions tandis que le boson de Higgs est un scalaire résultant du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible (mécanisme de Higgs).

Le MS repose en grande partie sur le concept de symétrie et d'invariance, notamment l'invariance de jauge qui génère les interactions. Cette invariance concerne notamment le Lagrangien du modèle, et interdit d'introduire des termes de masse pour les bosons de jauge. Or on sait aujourd'hui que certains de ces bosons ( $W$  et le  $Z$ ) ont une masse. Le défi consiste donc à générer ces termes de masse dans le Lagrangien en évitant de remettre en cause tout ce bel édifice théorique.

En 1964, François Englert et Robert Brout, Peter Higgs, et Gerald Guralnik, Carl Richard Hagen et Thomas Kibble ont introduit indépendamment le mécanisme de Higgs. Dans le MS, c'est ce mécanisme qui brise l'interaction électrofaible basée sur le groupe de jauge  $SU(2) \times U(1)$  en conférant une masse non nulle à plusieurs de ces bosons de jauge et plus précisément les bosons  $W$  et  $Z$  alors que le photon reste lui de masse nulle. De façon indirecte le mécanisme de Higgs est également la source de la masse non nulle de tous les fermions qui composent la matière.

### 3 Le LHC et le détecteur ATLAS

Le LHC est le successeur du « Large Electron Position collider » (LEP, 1989-2000) au sein du même tunnel d'environ 27 kilomètres de circonférence. La construction du LHC s'est achevée en 2008 après huit années de travaux. C'est un collisionneur circulaire proton-proton conçu pour une énergie nominale de  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Cependant, la prise de données s'est effectuée dans un régime de fonctionnement réduit : en 2011 à 7 TeV et en 2012 à 8 TeV.

Le LHC dispose le long de ses 27 kilomètres de cavités radiofréquences et d'aimants pour accélérer et moduler le faisceau. Les aimants fonctionnent dans leur régime supraconducteur en étant refroidis à 1,9 K par de l'hélium liquide. Les 1232 aimants dipolaires principaux long chacun de 15 mètre génèrent un champ magnétique de 8,3 T polarsé de façon opposé dans chacun des deux tubes à vide où circulent les faisceaux de protons. Le champ magnétique permet de dévier la trajectoire des faisceaux de 0,6 mm par mètre dans le plan transverse afin de leur donner une trajectoire circulaire. En fonctionnement nominal, le faisceau est découpé en 2808 paquets de protons chacun long de 7,55 cm et d'extension

transverse  $16,7 \mu\text{m}$ . Les paquets sont répartis en 72 trains et sont séparés de 25 ns au sein d'un même train. L'anneau du LHC est divisé en 8 octants ayant chacun différentes fonctions (accélération, injection). Les faisceaux se croisent en quatre points occupés par quatre expériences, dont ATLAS et CMS sont deux détecteurs généralistes, allant de la découverte et l'étude du boson de Higgs à la recherche de théories au delà du MS comme la supersymétrie.

Le détecteur ATLAS mesure 25 m de diamètre et 46 m de long pour un poids total de 7000 tonnes. Il est un détecteur cylindrique formé de plusieurs sous-détecteurs, chacun étant composé d'une partie tonneau et d'une partie bouchon. En partant du point d'interaction au milieu du détecteur, on trouve successivement cinq couches principales. La partie centrale est occupée par le détecteur de traces, permettant de suivre la trajectoire des particules chargées. En combinant avec le solénoïde supraconducteur qui fournit un champ magnétique de 2 T, l'impulsion de la trajectoire (ainsi que la charge de la particule correspondante) peut être mesurée. Les trajectoires permettent ensuite de reconstruire les différents vertex, lieu des interactions. Le calorimètre qui suit mesure l'énergie des particules (neutres et chargées). Le calorimètre d'ATLAS est séparé en deux parties, le calorimètre électromagnétique à l'intérieur et le calorimètre hadronique à l'extérieur. Finalement, la partie la plus externe est composée d'un détecteur de muons plongé dans un champ magnétique toroïdal de 1 T.

Les neutrinos n'étant sensibles qu'à l'interaction faible, ils interagissent peu avec la matière et s'échappent du détecteur sans avoir laissé de trace de leur passage. Leur présence dans l'état final d'une réaction peut cependant être retrouvée grâce à la loi de conservation de l'impulsion dans le plan transverse aux faisceaux.

Au LHC, la section efficace totale de l'interaction proton-proton est dominée par des processus inélastiques et atteint une valeur énorme d'environ 70 mb. Les processus procédés par interaction forte ont une section efficace beaucoup plus grande que celle d'interaction électrofaible. Le boson de Higgs dans le MS est produit par quatre modes principaux : la fusion de gluon-gluon ( $ggF$ ), la fusion de bosons vecteurs (VBF), et les productions Higgsstrahlung et associées ( $qq \rightarrow W/Z H$ ,  $gg \rightarrow t\bar{t}H$ ). La section efficace de la production du boson de Higgs est de dix à onze ordres de grandeur inférieure à celle de l'interaction  $pp$  inélastique. Les processus de Higgs du MS (et d'autres nouvelles particules lourdes) nécessitent donc une luminosité intégrée proportionnellement élevée pour leur détection.

Parmi un grand nombre de modes de désintégration du boson de Higgs, le rapport d'embranchement du canal  $WW^*$  est un des plus grands sur une large gamme de masse du Higgs. C'est la raison pour laquelle ce mode est choisi pour les études menées dans cette thèse.

## 4 Echantillons de données et Monte Carlo

L'échantillon de données utilisé dans les analyses qui suivent a été recueilli au cours des années 2011 à  $\sqrt{s} = 7$  TeV pour une luminosité intégrée de  $4,5 \text{ fb}^{-1}$  et 2012 à  $\sqrt{s} = 8$  TeV pour  $20,3 \text{ fb}^{-1}$ .

Les analyses utilisent des événements qui sont déclenchés soit par un seul lepton soit par deux leptons (dilepton). Les déclenchements pour un seul lepton ont d'exigences de son identification plus restrictives et le seuil de  $p_T$  plus élevé que les déclenchements pour dilepton.

L'efficacité de sélection de déclenchement est mesurée en utilisant une méthode «tag-and-probe» avec un échantillon de données de  $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ . L'efficacité est typiquement entre 70% et 97% qui dépend de  $p_T$  et la pseudorapacité  $\eta$  du lepton et du type de déclenchement (un lepton ou dilepton).

D'échantillons MC dédiés sont générés pour évaluer l'efficacité de sélection du signal et les contributions des bruits de fond.

Les modes de production ggF et VBF pour le signal  $H \rightarrow WW^*$  sont générés avec le programme Powheg + Pythia8 à  $m_H = 125$  GeV. Le processus  $VH$ , avec  $H \rightarrow WW^*$ , qui a une moindre contribution que les deux autres modes, est généré avec Pythia8. Pour l'analyse du spin, l'échantillon du boson de Higgs avec spin-2 est généré avec MadGraph5\_aMC@NLO. Le signal ggF  $gg \rightarrow H^* \rightarrow WW$  dans l'analyse pour un boson de Higgs hors de sa couche de masse est généré avec MCFM à LO couplé avec Pythia8 pour modéliser les gerbes partoniques. Les mêmes programmes sont utilisés pour la production  $gg \rightarrow WW$  qui comprend le signal, le bruit de fond ainsi que leur interference. Pour les processus VBF, les échantillons correspondants sont générés avec MadGraph + Pythia8.

Les deux sources de bruit de fond dominants sont la production du processus  $WW$  non-résonant et celle du quark top. Ces processus sont simulés en utilisant le programme Powheg + Pythia6. L'information concernant ces processus et les autres est résumée dans la table 1.

## 5 L'observation du boson de Higgs

Ce chapitre décrit l'observation et la mesure du boson de Higgs dans sa désintégration à une paire de bosons  $W$ , avec le boson de Higgs produits par les processus ggF et VBF aux  $\sqrt{s} = 7$  et 8 TeV. Le processus de production ggF sonde les couplages du boson de Higgs aux quarks lourds, tandis que les processus de VBF et VH sondent ses couplages aux bosons  $W$  et  $Z$ .

Pour contraindre ces couplages, les taux des processus ggF et VBF  $H \rightarrow WW^*$  sont mesurés individuellement et combinés. Pour obtenir les paramètres

TABLE 1 – Programmes MC utilisés pour modéliser les processus de signal et de bruits de fond dans l’analyse de couplage, spin et largeur, et les sections efficaces correspondantes (données pour  $m_H = 125$  GeV dans le cas du signal). Désintégrations leptoniques de bosons  $W/Z$  sont toujours pris en compte et les sections efficaces indiquées comprennent les rapports de branchement et sont additionnées sur les saveurs de leptons.

Processus	Générateur	$\sigma \cdot \text{Br}(8 \text{ TeV})$ (pb)
ggF $H \rightarrow WW$	POWHEG+PYTHIA8	0.435
VBF $H \rightarrow WW$	POWHEG+PYTHIA8	$36 \cdot 10^{-3}$
$WH/ZH H \rightarrow WW$	PYTHIA8 (PYTHIA6)	$25 \cdot 10^{-3}$
Echantillons de signal spin-2 :		
$\kappa_g = \kappa_q = 1 H \rightarrow WW$	MadGraph5_aMC@NLO+PYTHIA6	-
$\kappa_g = 1, \kappa_q = 0 H \rightarrow WW$	MadGraph5_aMC@NLO+PYTHIA6	-
$\kappa_g = 0.5, \kappa_q = 1 H \rightarrow WW$	MadGraph5_aMC@NLO+PYTHIA6	-
Echantillons pour l’analyse de largeur :		
$gg \rightarrow H \rightarrow WW$	MCFM+PYTHIA8	0.07652
$gg \rightarrow WW$	MCFM+PYTHIA8	0.08110
$gg \rightarrow (H^*) \rightarrow WW$	MCFM+PYTHIA8	0.15058
$VBF \rightarrow H \rightarrow WW$	MadGraph+PYTHIA	0.02160
$VBF \rightarrow WW$	MadGraph+PYTHIA	0.01809
$VBF \rightarrow (H^*) \rightarrow WW$	MadGraph+PYTHIA	0.03770
$VBF \rightarrow (H^*) \rightarrow WW$ ( $10 \times \mu_{\text{off-shell}}$ )	MadGraph+PYTHIA	0.04047
$q\bar{q}/g \rightarrow WW$	POWHEG+PYTHIA6	5.68
$gg \rightarrow WW$	GG2WW+HERWIG	0.20
QCD $WW + 2$ jets	Sherpa	0.568
EW $WW + 2$ jets	Sherpa	0.039
$t\bar{t}$ dileptonic	POWHEG+PYTHIA6	26.6
$tW/tb$ leptonic	POWHEG+PYTHIA6	4.17
$tqb$ leptonic	AcerMC+PYTHIA6	28.4
inclusive $W$	ALPGEN+HERWIG	$37 \cdot 10^3$
inclusive $Z/\gamma^*$ ( $m_{ll} \geq 10$ GeV)	ALPGEN+HERWIG	$16.5 \cdot 10^3$
EW $Z/\gamma^*$	Sherpa	5.36 (inc. $t$ -ch)
$W(Z/\gamma^*)$	POWHEG+PYTHIA8	12.7
$W(Z/\gamma^*)$ ( $m_{(Z/\gamma^*)} < 7$ GeV)	Sherpa	12.2
$Z^{(*)}Z^{(*)} \rightarrow 4l(2l2\nu)$	POWHEG+PYTHIA8	0.73(0.50)
EW $WZ + 2$ jets	Sherpa	$13 \cdot 10^{-3}$
EW $ZZ + 2$ jets ( $4l, ll\nu\nu$ )	Sherpa	$73 \cdot 10^{-5}(12 \cdot 10^{-4})$
$W\gamma$	ALPGEN+HERWIG	369
$Z\gamma(p_T^\gamma > 7$ GeV)	Sherpa	163
DPI $WW$	PYTHIA8	0.440

d'« intensité du signal »  $\mu$ ,  $\mu_{\text{ggF}}$ , et  $\mu_{\text{VBF}}$ , ils sont normalisés par les prédictions du SM pour une masse de 125,36 GeV déterminée par ATLAS avec les canaux  $\gamma\gamma$  et  $ZZ^* \rightarrow 4\ell$ . La section efficace totale pour chaque processus est également mesurée, ainsi que la section efficace fiducielle pour le processus ggF.

Par rapport aux analyses précédentes, les changements les plus importants sont l'amélioration de l'identification d'objet, l'augmentation de l'efficacité de sélection du signal, l'estimation et la modélisation du bruit de fond, et la procédure de fit pour extraire le signal.

L'identification d'électron est basée sur une technique de vraisemblance qui permet d'améliorer le rejet du bruit de fond. Une meilleure définition d'impulsion transverse manquante, basée sur les traces, est introduite dans l'analyse car il est robuste contre l'empilement et fournit une résolution améliorée par rapport à la vraie valeur d'impulsion transverse manquante.

L'efficacité de sélection du signal est augmentée de 75% (50%) dans la catégorie avec zéro (un) jet. Ce résultat est obtenu en abaissant le seuil sur l'impulsion transverse du deuxième lepton de 15 GeV à 10 GeV. L'utilisation de déclenchements de dilepton, en plus de déclenchements d'un seul lepton, a aussi permis de réduire le seuil sur l'impulsion transverse de 25 GeV à 22 GeV pour l'électron la plus énergétique.

Pour la plupart de bruits de fond, les méthodes utilisées pour estimer leurs contributions dans la région de signal sont améliorées. Ces améliorations conduisent à une meilleure compréhension des normalisations et donc les incertitudes systématiques.

Les incertitudes sur le rendement du signal sont plus petites que dans les analyses précédentes. Les incertitudes sur la répartition de multiplicité de jet dans l'échantillon ggF, estimées précédemment avec la technique Stewart-Tackmann, sont maintenant estimées avec une méthode basée sur l'efficacité de veto de jets. Cette méthode donne des estimations plus précises sur les taux de signaux dans les catégories exclusives en jet dans lesquelles l'analyse est effectuée.

En résumé, la nouvelle analyse présentée dans cette thèse correspond à un gain de 50% sur l'importance du signal attendu par rapport aux analyses précédentes. En combinant les données de 2011 et 2012 dans toutes les catégories, un excès de signal sur les bruits de fond se voit clairement dans la figure 1.

L'analyse statistique des données utilise une fonction de vraisemblance  $L(\mu, \theta)$ , conçue comme le produit des termes de probabilité de Poisson dans chaque canal de saveur leptonique et de jet. Un paramètre  $\mu$  sur l'intensité du signal est introduit pour désigner le rapport entre la mesure et la prédiction du MS. Les prédictions du signal et celles du bruit de fond dépendent des incertitudes systématiques qui sont paramétrées par les paramètres de nuisance  $\theta$ , qui à leur tour sont contraints à l'aide des fonctions gaussiennes. Les nombres d'événements attendus du signal

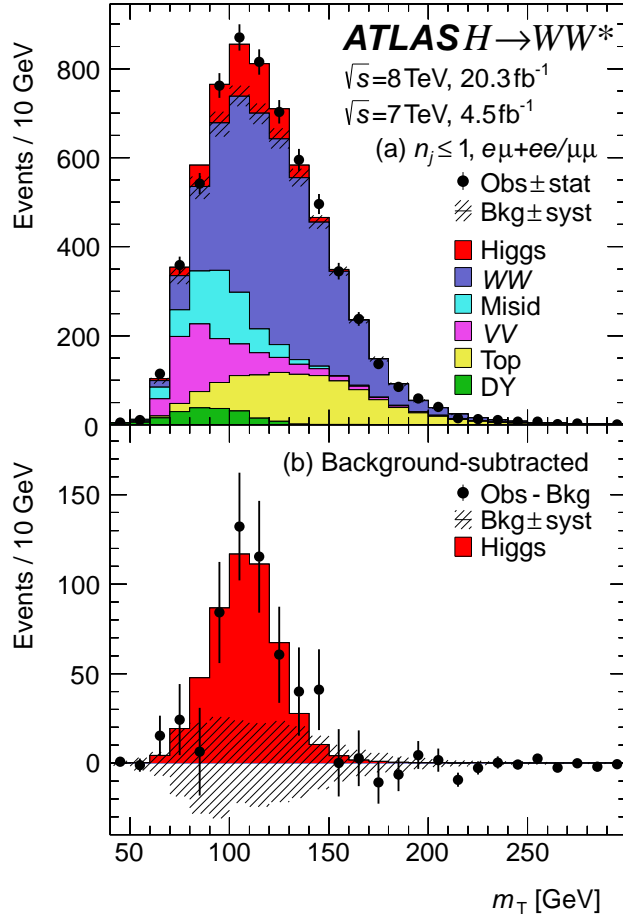


FIGURE 1 – Distribution de masse transverse  $m_T$  pour l'ensemble des données 2011 et 2012 en combinant toutes les catégories. Le panneau (b) montre les résidus des données avec les bruits de fond soustraits en comparaison avec la distribution attendue pour un boson de Higgs du MS avec une masse de 125 GeV ; les barres d'erreur sur les données sont statistiques. L'incertitude sur les bruits de fond (présentée comme la bande ombragée autour de 0) est au maximum d'environ 25 événements par bin et partiellement corrélés entre les bins.



et du bruit de fond sont des fonctions de  $\theta$ . La paramétrisation est choisie de telle sorte que les taux de chaque canal soient répartis en log-normale pour une distribution  $\theta$  normale. Le test statistique  $q_\mu$  est alors construit en utilisant le profil de vraisemblance :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (1)$$

où  $\hat{\mu}$  et  $\hat{\theta}$  sont les paramètres qui maximisent la vraisemblance (avec la contrainte  $0 \leq \hat{\mu} \leq \mu$ ), et  $\hat{\theta}_\mu$  sont les valeurs de paramètres de nuisance qui maximisent la vraisemblance pour un  $\mu$  donné. Ce test statistique est utilisé pour calculer la probabilité ( $p_0$ , avec  $\mu = 0$ ) que le bruit de fond peut varier pour produire un excès au moins aussi grand que celui observé dans les données. Les  $p_0$  observée et attendue sont présentées dans la figure 2 en fonction de  $m_H$ . La probabilité  $p_0$  peut être exprimée de manière équivalente en termes de nombre d'écart types ( $\sigma$ ), dénommé importance locale. La valeur minimale  $p_0$  se trouve à  $m_H \simeq 130$  GeV et correspond à une importance locale de  $6,1\sigma$ . Ce résultat établit l'observation du boson de Higgs dans le canal  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  seul. L'importance du signal attendu pour un boson de Higgs du MS à la même masse est  $5,8\sigma$ . Une

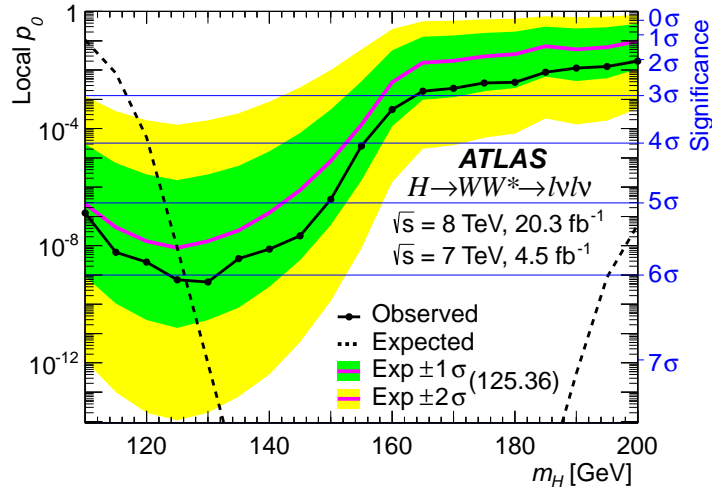


FIGURE 2 – La probabilité  $p_0$  locale en fonction de  $m_H$ . Les valeurs observées sont présentées comme une ligne continue avec des points où la  $p_0$  est évaluée. Les valeurs attendues pour  $m_H = 125,36$  GeV sont données comme une ligne continue sans point ; la bande intérieure (extérieure) ombragée foncée (plus léger) représente l'incertitude de 1 (2)  $\sigma$ . La ligne pointillée montre les valeurs attendues compte tenu de la présence d'un signal à chaque valeur de l'abscisse.

indication pour la production du processus en VBF est également obtenue avec une importance de  $3,2\sigma$ .

Pour le boson de Higgs à  $125,36\text{ GeV}$ , l'intensité du signal mesurée est de  $\mu = 1,09_{-0,15}^{+0,16}$  (stat.) $_{-0,14}^{+0,17}$  (syst.). Les intensités correspondantes pour les productions ggF et VBF sont de  $\mu_{\text{ggF}} = 1,02 \pm 0,19$  (stat.) $_{-0,18}^{+0,22}$  (syst.) et  $\mu_{\text{VBF}} = 1,27_{-0,40}^{+0,44}$  (stat.) $_{-0,21}^{+0,30}$  (syst.), respectivement.

Les valeurs de  $\mu_{\text{ggF}}$  et  $\mu_{\text{VBF}}$  sont utilisées pour tester la compatibilité des couplages du boson de Higgs aux fermions et bosons avec les prédictions du MS basée sur les paramétrisations suivantes :

$$\mu_{\text{ggF}} \propto \frac{\kappa_F^2 \cdot \kappa_V^2}{(\mathcal{B}_{H \rightarrow f\bar{f}} + \mathcal{B}_{h \rightarrow gg})\kappa_F^2 + (\mathcal{B}_{H \rightarrow VV})\kappa_V^2}, \quad (2)$$

$$\mu_{\text{VBF}} \propto \frac{\kappa_V^4}{(\mathcal{B}_{H \rightarrow f\bar{f}} + \mathcal{B}_{h \rightarrow gg})\kappa_F^2 + (\mathcal{B}_{H \rightarrow VV})\kappa_V^2}, \quad (3)$$

où  $\kappa_F$  ( $\kappa_V$ ) est un facteur d'échelle appliqué à tous les couplages fermioniques (bosoniques) et  $\mathcal{B}$  sont les rapports d'embranchement de différents modes de désintégration. Les résultats sont présentés dans la figure 3. Les valeurs des cou-

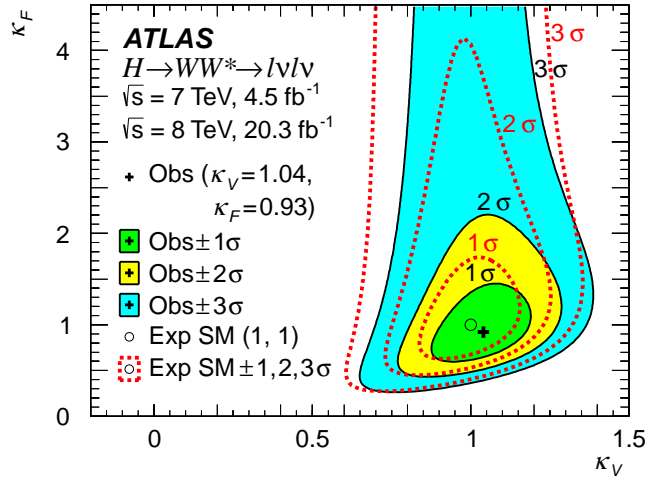


FIGURE 3 – Scan de la vraisemblance en fonction de  $\kappa_F$  et  $\kappa_V$ . La valeur observée du meilleur ajustement (de la prédiction du MS) est représentée par le symbole de la croix (cercle ouvert) et leurs contours de 1, 2 et 3  $\sigma$  sont indiqués par des lignes pleines entourant les zones remplies (lignes pointillées).

plages obtenues à travers cet ajustement sont  $\kappa_F = 0,93_{-0,18}^{+0,24}$  (stat.) $_{-0,14}^{+0,21}$  (syst.) and  $\kappa_V = 1,04_{-0,08}^{+0,07}$  (stat.) $_{-0,08}^{+0,07}$  (syst.).

En utilisant les intensités du signal mesurées, les sections efficaces totales sont aussi mesurées avec les valeurs de  $4,6 \pm 0,9$  (stat.) $_{-0,7}^{+0,8}$  (syst.) pb pour ggF et  $0,51_{-0,15}^{+0,17}$  (stat.) $_{-0,08}^{+0,13}$  (syst.) pb pour VBF à  $\sqrt{s} = 8$  TeV.

## 6 Le spin du boson de Higgs

Ce chapitre présente des études sur les nombres quantiques du spin du boson de Higgs observé dans le chapitre 5 dans le mode de désintégration  $WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ . La détermination de propriété spin est d'une importance primordiale pour établir fermement sa nature, et en particulier si c'est le boson de Higgs du MS ou non. Par rapport à la publication précédente ATLAS, cette analyse contient des mises à jour et des améliorations significatives : l'hypothèse du boson de Higgs boson du MS est comparée à deux scénarios améliorés de spin-2. Le cas où la résonance observée a  $J^P = 1^+$  ou  $1^-$  n'est pas étudié dans cette analyse car il est déjà exclu par des publications précédentes d'ATLAS et de CMS.

Cette étude suit l'analyse de couplage présentée dans le chapitre 5 dans les catégories de 0 et 1 jet avec une différence majeure : l'analyse de spin utilise des techniques multivariées pour démêler les différentes hypothèses de signaux et les bruits de fond, à savoir « Boosted Decision Tree » (BDT). La reconstruction et l'identification des objets physiques dans l'événement, la simulation et la normalisation des bruits de fond, et les principales incertitudes systématiques sont les mêmes que décrit dans le chapitre 5.

L'approche basée sur la théorie de champ effectif (EFT), qui par définition n'est valable que jusqu'à une certaine échelle d'énergie  $\Lambda$ , est adoptée dans cette analyse, dans le cadre d'un modèle de caractérisation pour un boson de Higgs mis en œuvre dans le programme MadGraph5\_aMC@NLO. Différentes hypothèses pour le spin du boson de Higgs sont étudiées.

Le modèle considère que la structure de la résonance récemment observée correspond à un nouveau boson avec  $J^P = 0^\pm$  ou  $2^+$  et une masse de 125 GeV, et que les nouvelles particules, si elles existent, ont des masses bien supérieures au paramètre  $\Lambda$ .

Le programme MadGraph5\_aMC@NLO, sur lequel l'analyse de spin-2 est basée, comprend de calculs QCD d'ordre supérieur. Ces calculs ont un impact important sur la distribution de l'impulsion transverse du boson de Higgs. Ceci représente une amélioration sur les anciennes études basées sur le programme MC au premier ordre.

L'autre changement par rapport aux analyses précédentes est l'introduction de la catégorie de 1 jet qui est sensible à l'effet d'ordre supérieur et donc permet d'avoir une meilleure sensibilité pour distinguer les différentes hypothèses.

L'analyse statistique de données emploie une fonction de vraisemblance  $L(\epsilon, \mu, \theta)$  construite avec un paramètre d'intérêt,  $\epsilon$ , ce qui représente la fraction d'événements du boson de Higgs par rapport aux signaux attendus du MS, et ne peut avoir que les valeurs discrètes  $\epsilon = 0$  (pour l'hypothèse ALT alternative) et  $\epsilon = 1$  (pour l'hypothèse MS). Les paramètres  $\mu$  et  $\theta$  ont les mêmes significations que dans le chapitre 5.

La compatibilité des données avec deux hypothèses de signal est ensuite estimée en utilisant un test statistique défini comme :

$$q = \ln \frac{\mathcal{L}(\epsilon = 1, \hat{\mu}_{\epsilon=1}, \hat{\theta}_{\epsilon=1})}{\mathcal{L}(\epsilon = 0, \hat{\mu}_{\epsilon=0}, \hat{\theta}_{\epsilon=0})}. \quad (4)$$

Pour le numérateur et le dénominateur, la probabilité est maximisée indépendamment sur tous les paramètres de nuisance pour obtenir les estimateurs de vraisemblance  $\hat{\mu}$  et  $\hat{\theta}$ . Les pseudo-expériences pour les deux hypothèses ( $\epsilon = 0, 1$ ) sont utilisées pour obtenir les distributions correspondantes du test statistique  $q$  et par la suite d'évaluer les valeurs de  $p$ , qui définissent les sensibilités attendues et observées pour différentes hypothèses.

Le niveau de confiance (CL) pour l'exclusion d'une hypothèse BSM alternative en faveur du MS est évalué au moyen d'un estimateur de CL :

$$\text{CL}_s = \frac{p_{\text{obs}}^{\text{ALT}}}{1 - p_{\text{obs}}^{\text{MS}}}, \quad (5)$$

qui normalise la puissance de rejet de l'hypothèse alternative,  $p^{\text{ALT}}$ , à la compatibilité des données avec le cas MS,  $1 - p^{\text{MS}}$ .

Les résultats sont présentés dans la table 2. l'hypothèse MS est favorisée dans tous les tests de données et le modèle alternatif est exclu à 84,5% CL pour le modèle avec des couplages universels et à 92,5% – 99,4% CL pour les modèles avec des couplages non universels.

## 7 Le boson de Higgs hors de sa couche de masse

Les études théoriques ont montré que la région hors résonance à grande masse au-delà de  $2m_W$  dans le canal  $H^* \rightarrow WW$ , bien au-dessus de la masse de résonance mesurée d'environ 125 GeV, est sensible à la production du boson de Higgs via les effets d'interférence entre le signal et le bruit de fond  $WW$ . Ceci présente une nouvelle façon de caractériser les propriétés du boson de Higgs en termes de rendement d'événements hors pic de résonance, normalisé à la prédiction du MS

TABLE 2 – Résumé des sensibilités attendues et observées pour divers modèles spin-2 à la hypothèse du boson de Higgs du MS. Les valeurs  $p$  attendues et observées et la valeur  $1 - \text{CL}_s$  observée sont présentées pour chacun d’eux. Les résultats sont calculés en tenant compte des incertitudes systématiques et en utilisant les catégories combinées de 0 et 1 jet.

Canal	$p_{\text{exp}}^{\text{MS}}$	$p_{\text{exp}}^{\text{spin-2}}$	$p_{\text{obs}}^{\text{MS}}$	$p_{\text{obs}}^{\text{spin-2}}$	1-CLs
Spin-2 $\kappa_g = \kappa_q$					
0+1-jet	0.0389	0.0334	0.2456	0.1173	84.5%
Spin-2 $\kappa_g = 0.5, \kappa_q = 1, p_T^H < 125 \text{ GeV}$					
0+1-jet	0.0466	0.0215	0.6854	0.0074	97.8%
Spin-2 $\kappa_g = 0.5, \kappa_q = 1, p_T^H < 300 \text{ GeV}$					
0+1-jet	0.0136	0.0039	0.5237	0.0034	99.3%
Spin-2 $\kappa_g = 1, \kappa_q = 0, p_T^H < 125 \text{ GeV}$					
0+1-jet	0.0409	0.0287	0.4208	0.0436	92.5%
Spin-2 $\kappa_g = 1, \kappa_q = 0, p_T^H < 300 \text{ GeV}$					
0+1-jet	0.0157	0.0041	0.5523	0.0027	99.4%

(dénommée intensité du signal  $\mu$ ), et les couplages associés du boson de Higgs hors sa couche de masse. Ces études sont également sensibles à la nouvelle physique qui modifie les interactions entre le boson de Higgs et d’autres particules fondamentales dans la région à haute masse.

La section efficace  $\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow WW}$  pour la production ggF du boson de Higgs hors de sa couche de masse est proportionnelle au produit des couplages du boson de Higgs au carré pour la production et la désintégration et est indépendante de la largeur totale de désintégration du boson de Higgs  $\Gamma_H$ . L’intensité du signal hors de sa couche de masse peut donc s’écrire de façon suivante :

$$\mu_{\text{off-shell}}(\hat{s}) \equiv \frac{\sigma_{\text{off-shell}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow WW}(\hat{s})}{\sigma_{\text{off-shell, MS}}^{gg \rightarrow H^* \rightarrow WW}(\hat{s})} = \kappa_{g, \text{off-shell}}^2(\hat{s}) \cdot \kappa_{W, \text{off-shell}}^2(\hat{s}), \quad (6)$$

où  $\kappa_{g, \text{off-shell}}(\hat{s})$  et  $\kappa_{W, \text{off-shell}}(\hat{s})$  sont les facteurs d’échelle appliqués sur les couplages hors pic (off-shell) pour la production  $gg \rightarrow H^*$  et la désintégration  $H^* \rightarrow WW$ .

En raison de la sensibilité statistiquement limitée de cette analyse, les facteurs d’échelle d’intensité du signal hors de sa couche de masse et les couplages sont supposés d’être indépendants de  $\hat{s}$  dans la région de haute masse sélectionnée par l’analyse. Le signal du boson de Higgs hors de sa couche de masse ne peut être

traité indépendamment du bruit de fond  $gg \rightarrow WW$ , car des effets d'interférence négative importants apparaissent. Le terme d'interférence est proportionnelle à  $\sqrt{\mu_{\text{off-shell}}} = \kappa_{g, \text{off-shell}} \cdot \kappa_{W, \text{off-shell}}$ .

En revanche, la section efficace pour la production du boson de Higgs sur sa couche de masse (chapitre 5) permet une mesure de l'intensité du signal :

$$\mu_{\text{on-shell}} \equiv \frac{\sigma^{gg \rightarrow H \rightarrow WW}}{\sigma_{\text{on-shell, MS}}^{gg \rightarrow H \rightarrow WW}} = \frac{\kappa_{g, \text{on-shell}}^2 \cdot \kappa_{W, \text{on-shell}}^2}{\Gamma_H / \Gamma_H^{\text{MS}}}, \quad (7)$$

qui dépend de la largeur totale  $\Gamma_H$ . En supposant les couplages du boson de Higgs sous et hors de sa couche de masse soient identiques, le rapport entre  $\mu_{\text{off-shell}}$  et  $\mu_{\text{on-shell}}$  fournit une mesure de la largeur totale du boson de Higgs.

L'analyse suit de près celle dans le chapitre 5 pour le canal avec différents saveurs de leptons  $e\mu/\mu e$ . La même identification d'objet et la même sélection sont utilisées dans cette analyse. Par contre, la région de signal et les estimations des bruits de fond ont été révisées pour la région à haute masse utilisée dans cette analyse. Contrairement à l'analyse de base où plusieurs catégories de jet sont définies (chapitre 5), les événements dans cette analyse sont traités de façon inclusive.

Le test statistique est défini comme dans equation (1). La limite supérieure à 95% CL est calculée en utilisant la méthode  $\text{CL}_s$ , basée sur les valeurs  $p$  unilatérales :

$$\text{CL}_s(\mu) = \frac{p_\mu}{1 - p_1}, \quad (8)$$

où  $p_\mu$  est la valeur pour un test avec  $\mu = \mu_{\text{off-shell}}$  ou  $\mu = \Gamma_H / \Gamma_H^{\text{MS}}$  (l'hypothèse non-MS) et  $p_1$  est la valeur obtenue avec le même test dans l'hypothèse du MS avec  $\mu_{\text{off-shell}} = 1$  dans le premier cas et avec  $\Gamma_H / \Gamma_H^{\text{MS}} = \mu_{\text{on-shell}} = 1$  dans le deuxième cas.

Le résultat sur  $\mu_{\text{off-shell}}$  est présenté dans la figure 4. La limite supérieure observée (attendue) à 95% CL est de 17,2 (21,3). Ces résultats peuvent être interprétés comme une contrainte indirecte sur la largeur du boson de Higgs avec une limite supérieure autour de 20 fois de la largeur du SM, c'est à dire  $\sim 80$  MeV, sous l'hypothèse que  $\kappa_{g, \text{off-shell}} = \kappa_{g, \text{on-shell}}$  et  $\kappa_{W, \text{off-shell}} = \kappa_{W, \text{on-shell}}$ . Cette limite est presque deux ordres de grandeur meilleure que celles des limites directes obtenues dans les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma, ZZ^* \rightarrow 4\ell$ .

## 8 Conclusion et perspectives

Dans cette thèse, les principaux résultats de la recherche du boson de Higgs, obtenus dans le canal  $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  avec le détecteur ATLAS, sont pré-

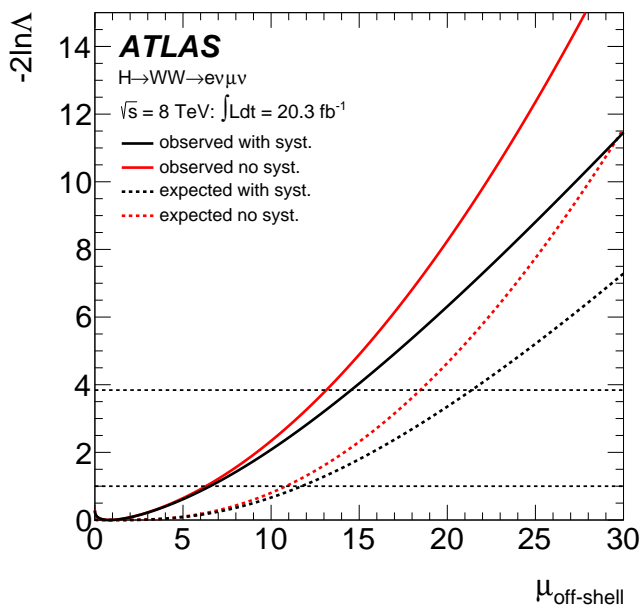


FIGURE 4 – Scan de la vraisemblance,  $-2 \ln \Lambda \equiv q_\mu$ , en fonction de  $\mu_{\text{off-shell}}$ . La ligne solide (en pointillés) en noire représente la valeur observée (attendue) en tenant compte de toutes les incertitudes systématiques, tandis que la ligne solide (en pointillés) en rouge est pour la valeur observée (attendue) sans incertitudes systématiques.

sentés, et comprennent l’observation du boson de Higgs et les mesures de ses propriétés couvrant les couplages du boson de Higgs, qui soit sur sa couche de masse ou hors de sa couche de masse, aux fermions et autres bosons, le nombre quantique de spin, et une contrainte stricte sur la largeur du boson de Higgs.

Le boson de Higgs est observé dans ce canal seul avec une signification de 6,1 écarts-types. L’importance du signal attendu est de 5,8 écarts-types. Ce résultat est obtenu avec une analyse qui utilise tous les canaux de saveur leptoniques ( $e\mu/\mu e$  et  $ee/\mu\mu$ ) et toutes les catégories en multiplicité de jet ( $n_j = 0$ ,  $n_j = 1$  et  $n_j \geq 2$ ) et les données complètes de « Run I » d’ATLAS. Ces données correspondent à une luminosité intégrée de  $25 \text{ fb}^{-1}$  avec les énergies dans le centre de masse ( $\sqrt{s}$ ) de 7 et 8 TeV en collisions proton-proton produites par le LHC au CERN. Cette observation confirme le mode de désintégration prévu du boson de Higgs en une paire de boson  $W$ , à un taux compatible avec celui prédit par le MS. En outre, une indication de la production en VBF dans ce canal est obtenue avec une signification observée (attendue) de 3,2 (2,8) écarts-types, en accord avec le

MS.

La nouvelle signification observée de 6,1 écarts-types est à comparer avec les premiers résultats de 2,8 écarts-types en 2012 et 3,8 écarts-types en 2013. De nombreuses améliorations ont été réalisées, y compris l'augmentation sur l'efficacité de sélection du signal et la réduction de l'incertitude systématique que j'ai contribuées personnellement.

Pour un boson de Higgs avec une masse de 125,36 GeV, les intensités du signal mesurées indépendamment pour les modes de productions ggF et VBF ainsi que pour leur combinaison se sont révélées être compatibles avec l'unité :

$$\mu_{\text{ggF}} = 1,02_{-0,19}^{+0,19}(\text{stat.})_{-0,18}^{+0,22}(\text{syst.}) \quad (9)$$

$$\mu_{\text{VBF}} = 1,27_{-0,40}^{+0,44}(\text{stat.})_{-0,21}^{+0,29}(\text{syst.}) \quad (10)$$

$$\mu = 1,09_{-0,15}^{+0,16}(\text{stat.})_{-0,14}^{+0,17}(\text{syst.}). \quad (11)$$

Notez que la précision statistique est comparable à l'erreur systématique pour ggF et dominante pour VBF.

Pour les intensités du signal hors de la couche de masse, les limites supérieures d'environ 20 à 95% CL sont obtenues avec une analyse basée sur la catégorie inclusive en multiplicité de jet et sur les canaux  $e\mu/\mu e$ . Cette analyse utilise les données de 8 TeV, qui correspondent à une luminosité intégrée de 20,3 fb<sup>-1</sup>. En supposant que les couplages pour un boson de Higgs hors de sa couche de masse soient les mêmes que ceux sur sa couche de masse, une contrainte indirecte sur la limite supérieure d'environ 80 MeV sur la largeur du boson de Higgs est obtenue, ce qui correspond à une amélioration d'environ deux ordres de grandeur sur les limites directes obtenues dans les canaux  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ .

La propriété du spin du boson de Higgs est étudiée en utilisant les canaux ayant différents saveurs leptoniques et les catégories  $n_j = 0, 1$  avec le même échantillon de données à 8 TeV. L'analyse de la catégorie  $n_j = 1$  que j'ai contribué est nouvelle par rapport à l'analyse précédente. L'ajout de cette catégorie offre une meilleure sensibilité pour tester la prédiction du MS pour un boson de Higgs du spin-0 contre d'autres hypothèses de spin-2. Dans tous les tests, les données favorisent l'hypothèse du MS et le modèle alternatif est exclu à 84,5% CL pour le cas avec les couplages universels et à 92,5% – 99,4% CL pour les autres cas avec des couplages non universels.

Avec la précision de « Run I », le boson de Higgs observé s'avère compatible avec celui du MS. Cependant une meilleure précision et davantage de données sont nécessaires pour savoir si le boson de Higgs est bien celui du MS et s'il y a d'autres nouvelles physique au-delà du MS.

L'opération de « RUN II » commencera à partir de mai 2015. Une luminosité intégrée d'environ 100 fb<sup>-1</sup> est attendue en trois ans environ, avec une augmen-



tation significative de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  d'abord à 13 TeV en 2015 et plus tard à 14 TeV. Pour le boson de Higgs du MS à 125 GeV, la section efficace augmente d'un facteur d'environ 2,3 de 8 TeV à 13 TeV. L'augmentation dépend également du mode de production, la plus forte augmentation est pour  $t\bar{t}H$  qui peut atteindre environ 4. L'augmentation est encore plus grande s'il y a un boson de Higgs plus lourd.

L'augmentation à la fois en  $\sqrt{s}$  et en luminosité offre une bonne perspective pour améliorer la précision des mesures des propriétés du boson de Higgs dans les canaux de diboson et pour établir avec certitude le signal du boson de Higgs dans les canaux fermioniques, ainsi que pour la recherche d'autres bosons de Higgs au-delà du MS.