



HAL
open science

Mesure des propriétés du boson de Higgs avec l'expérience ATLAS au LHC

David Delgove

► **To cite this version:**

David Delgove. Mesure des propriétés du boson de Higgs avec l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS316 . tel-01494070

HAL Id: tel-01494070

<https://theses.hal.science/tel-01494070>

Submitted on 22 Mar 2017

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.

NNT : 2016SACLS316

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'UNIVERSITÉ PARIS-SUD

LABORATOIRE DE L'ACCÉLÉRATEUR LINÉAIRE

ECOLE DOCTORALE N° 576

Particules, hadrons, énergie et noyau : instrumentation, image, cosmos et simulation
(PHENIICS)

Spécialité : Physique des particules

Par

M. David Delgove

Mesure des propriétés du boson de Higgs avec l'expérience ATLAS au LHC

Thèse présentée et soutenue au LAL (Bures-sur-Yvette), le 05 octobre 2016 :

Composition du Jury :

| | | |
|-------------------------|--|--------------------|
| M. Achille Stocchi | Directeur (LAL) | Président |
| M. Juan Alcaraz Maestre | Docteur (CERN/CIEMAT) | Rapporteur |
| M. Pierre Savard | Professeur titulaire (University of Toronto) | Rapporteur |
| M. Matteo Cacciari | Professeur des Universités (LPTHE) | Examineur |
| M. Marumi Kado | Directeur de recherche (LAL) | Directeur de thèse |
| M. Jean-Francois Grivaz | Directeur de recherche émérite (LAL) | Invité |
| M. Nicolas Morange | Chargé de recherche (LAL) | Invité |

"Si le savoir peut créer des problèmes, ce n'est pas l'ignorance qui les résoudra."
Isaac Asimov

Contributions personnelles

Au cours de ma thèse, j'ai été impliqué dans les tâches suivantes :

- Participation à la combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs : mise en place d'un code pour combiner les analyses
- Ajustement de différents modèles pour mesurer les taux de production et de désintégration du boson de Higgs.
- Mesure des couplages du boson de Higgs à travers différents modèles : (κ_F, κ_V) , $(\kappa_{\text{up}}, \kappa_{\text{down}}, \kappa_V)$, $(\kappa_g, \kappa_\gamma, \text{BR}_u)$, $(\kappa_W, \kappa_Z, \kappa_t, \kappa_b, \kappa_\tau)$
- Test de la dépendance des couplage en fonction de la masse des particules
- Contraintes sur des modèles au-delà du modèle standard à travers les couplages du boson de Higgs : modèle à deux doublets de Higgs, modèle où le boson de Higgs est composite, modèle de type MSSM (hMSSM)
- Réalisation de la combinaison des analyses de recherche de la désintégration invisible du boson de Higgs
- Étude des performances des objets pflow pour la reconstruction des gros jets. La résolution sur la masse, la résolution sur l'impulsion transverse et la réjection du bruit de fond ont été utilisé pour évaluer ces performances
- Optimisation des analyses $A \rightarrow Zh \rightarrow \nu\nu bb$ (régime résolu) et $Zh \rightarrow \nu\nu bb$: définition des catégories, optimisation des coupures héritées du Run 1, recherche de nouvelles variables
- Étude de la contamination du bruit de fond multijet dans les analyses $A \rightarrow Zh \rightarrow \nu\nu bb$ (régime résolu et régime fusionné) et $Zh \rightarrow \nu\nu bb$
- Participation à l'étude statistique des analyses $A \rightarrow Zh \rightarrow \nu\nu bb$ et $Zh \rightarrow \nu\nu bb$
- Éditeur de la note principale de support pour l'analyse $A \rightarrow Zh$

Publications et notes

Contributions significatives aux papiers suivants :

- The ATLAS Collaboration, Jet Reconstruction and Performance Using Particle Flow with the ATLAS Detector. En cours de revue, à publier.
- Constraints on new phenomena via Higgs boson couplings and invisible decays with the ATLAS detector. JHEP 1511 (2015) 206 (2015-11-30)
- Search for invisible decays of a Higgs boson using vector-boson fusion in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. JHEP 1601 (2016) 172 (2016-01-28)

Contributions significatives aux notes suivantes :

- Search for a CP-odd Higgs boson decaying to Zh in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. ATLAS-COM-CONF-2016-007, CERN, Geneva, Feb 2016
- Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to a $b\bar{b}$ pair in pp collisions at 13 TeV using the ATLAS detector. ATLAS-COM-CONF-2016-091, CERN, Geneva, Aug 2016

Contributions significatives aux notes internes suivantes :

- Supporting Note for the 2HDM Higgs $A \rightarrow Zh, h \rightarrow b\bar{b}$ searches. ATL-COM-PHYS-2016-030, CERN, Geneva, Jan 2016
- Jet Reconstruction and Performance Using Particle Flow with the ATLAS Detector : Supporting Documentation. ATL-COM-PHYS-2015-645, CERN, Geneva, Jul 2015

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introduction | 4 |
| 2 | Le contexte théorique | 6 |
| 2.1 | Densité lagrangienne | 6 |
| 2.1.1 | Théorème de Noether | 7 |
| 2.1.2 | Modèle simplifié | 7 |
| 2.2 | Le modèle standard | 8 |
| 2.2.1 | Contenu en particules | 8 |
| 2.2.2 | L'interaction électrofaible et le secteur scalaire | 9 |
| 2.2.3 | L'interaction forte | 16 |
| 2.2.4 | Lagrangien du modèle standard | 17 |
| 2.2.5 | Les incomplétudes du modèle standard | 17 |
| 2.3 | Les théories au-delà du modèle standard | 19 |
| 2.3.1 | Les modèles à deux doublets de Higgs | 19 |
| 2.3.2 | La supersymétrie | 26 |
| 3 | Dispositifs expérimentaux | 32 |
| 3.1 | LHC : large hadron collider | 32 |
| 3.1.1 | Présentation générale | 32 |
| 3.1.2 | Fonctionnement et performances | 34 |
| 3.1.3 | Energie dans le centre de masse et luminosité | 34 |
| 3.2 | Détecteur ATLAS | 38 |
| 3.3 | Vue générale | 38 |
| 3.3.1 | Détecteur interne | 39 |
| 3.3.2 | Calorimètres | 43 |
| 3.3.3 | Spectromètre à Muons | 48 |
| 3.3.4 | Détecteurs vers l'avant | 50 |
| 3.3.5 | Système de déclenchement | 51 |
| 4 | Statistiques | 53 |
| 4.1 | Introduction | 53 |
| 4.1.1 | Approche fréquentiste | 53 |
| 4.1.2 | Approche bayésienne | 53 |
| 4.2 | Test d'hypothèses | 54 |
| 4.2.1 | Test statistique et région critique | 54 |
| 4.2.2 | Lemme de Neyman-Person | 55 |
| 4.3 | Estimation des paramètres d'un modèle | 56 |
| 4.3.1 | Fonction de vraisemblance et maximum de vraisemblance | 56 |
| 4.3.2 | Paramètres de nuisance | 58 |
| 4.4 | Test statistique | 59 |
| 4.4.1 | Définition | 59 |
| 4.4.2 | Valeur p et signficance | 60 |
| 4.4.3 | Densité de probabilité | 61 |
| 4.4.4 | Données Asimov | 63 |
| 4.5 | CL_s | 63 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5 | Reconstruction des jets | 65 |
| 5.1 | Reconstruction standard | 65 |
| 5.1.1 | Clusters | 65 |
| 5.1.2 | Algorithmes de reconstruction | 67 |
| 5.1.3 | Calibration des jets | 68 |
| 5.2 | Objets pflow | 72 |
| 5.2.1 | Algorithme | 72 |
| 5.2.2 | Reconstruction des jets et calibration | 74 |
| 5.2.3 | Performances | 75 |
| 5.3 | Performances sur les gros jets | 78 |
| 5.3.1 | Reconstruction des objets | 78 |
| 5.3.2 | Données et échantillons Monte Carlo | 79 |
| 5.3.3 | Jets de W versus Jets de QCD | 79 |
| 5.3.4 | Jets de W versus autres jets dans les événements $t\bar{t}$ | 85 |
| 5.4 | Conclusion | 94 |
| 6 | Combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs | 98 |
| 6.1 | Introduction | 98 |
| 6.2 | Méthodologie | 98 |
| 6.2.1 | Fonction de vraisemblance combinée | 98 |
| 6.2.2 | Paramètres d'intérêt : facteurs de force du signal | 99 |
| 6.2.3 | Couplages du boson de Higgs | 101 |
| 6.3 | Combinaison des analyses modèle standard pour les conférences d'hiver | 103 |
| 6.3.1 | Survol des analyses combinées | 103 |
| 6.3.2 | Contraintes sur les modes de production et de désintégration | 108 |
| 6.3.3 | Contraintes sur les couplages | 112 |
| 6.3.4 | Interprétation | 120 |
| 6.3.5 | Projections pour HL-LHC | 129 |
| 6.4 | Résultats finaux | 132 |
| 6.4.1 | Modification des analyses existantes | 132 |
| 6.4.2 | Contraintes sur les modes de production et de désintégration | 135 |
| 6.4.3 | Contraintes sur les couplages | 136 |
| 6.4.4 | Interprétations de la mesure des couplages | 137 |
| 6.5 | Recherche de désintégration invisible | 138 |
| 6.5.1 | Analyses combinées | 138 |
| 6.5.2 | Résultats | 140 |
| 6.6 | Conclusion | 141 |
| 7 | Recherche d'un boson de Higgs pseudo-scalaire | 143 |
| 7.1 | Introduction | 143 |
| 7.2 | Données et échantillons Monte Carlo | 144 |
| 7.3 | Sélection des objets | 146 |
| 7.3.1 | Electrons | 147 |
| 7.3.2 | Muons | 147 |
| 7.3.3 | Taus | 148 |
| 7.3.4 | Jets | 148 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 7.3.5 | Suppression du recouvrement (Overlap Removal) | 151 |
| 7.3.6 | Energie transverse manquante | 152 |
| 7.4 | Régimes considérés | 152 |
| 7.5 | Régime résolu : sélection des événements | 153 |
| 7.5.1 | Déclenchement | 153 |
| 7.5.2 | Sélection commune aux canaux 0 lepton et 2 leptons | 156 |
| 7.5.3 | Sélection spécifique au canal 0 lepton | 161 |
| 7.5.4 | Sélection spécifique au canal 2 leptons | 170 |
| 7.5.5 | Distributions avant l'ajustement | 171 |
| 7.6 | Régime fusionné : sélection des événements | 171 |
| 7.6.1 | Sélection commune aux canaux 0 lepton et 2 leptons | 171 |
| 7.6.2 | Sélection spécifique au canal 0 lepton | 173 |
| 7.6.3 | Sélection spécifique au canal 2 leptons | 176 |
| 7.6.4 | Distributions avant l'ajustement | 176 |
| 7.7 | Récapitulatif de la sélection des événements | 176 |
| 7.8 | Traitement statistique | 176 |
| 7.8.1 | Modèle de l'ajustement | 178 |
| 7.8.2 | Etude du canal 0 lepton dans le régime résolu | 181 |
| 7.8.3 | Résultats | 185 |
| 8 | Recherche du processus $H \rightarrow b\bar{b}$ | 194 |
| 8.1 | Introduction | 194 |
| 8.2 | Données et échantillons Monte Carlo | 194 |
| 8.3 | Sélection des objets | 195 |
| 8.3.1 | Leptons | 195 |
| 8.3.2 | Jets | 195 |
| 8.4 | Sélection des événements | 196 |
| 8.4.1 | Sélection commune | 196 |
| 8.4.2 | Canal 0 lepton | 197 |
| 8.4.3 | Canal 1 lepton | 204 |
| 8.4.4 | Canal 2 leptons | 205 |
| 8.4.5 | Analyse multivariée | 205 |
| 8.4.6 | Analyse basée sur les coupures | 207 |
| 8.5 | Récapitulatif de la sélection des événements | 208 |
| 8.6 | Distribution avant l'ajustement | 210 |
| 8.7 | Traitement statistique | 217 |
| 8.7.1 | Modèle d'ajustement | 217 |
| 8.7.2 | Distribution après l'ajustement | 221 |
| 8.7.3 | Résultats MVA | 222 |
| 8.7.4 | Résultats de l'analyse basée sur les coupures | 226 |
| 8.8 | Conclusions | 231 |
| 9 | Conclusion | 232 |
| 10 | Remerciements | 234 |

1 Introduction

L'existence du boson de Higgs mise en évidence par les deux expériences ATLAS et CMS [35, 97] a permis de prouver que la masse des particules dans le modèle standard est générée par la brisure spontanée de symétrie [110, 123]. Au cours de la première prise de données du LHC, ses propriétés, en particulier ses couplages, son spin et sa parité ont pu être mesurées permettant ainsi de confirmer qu'il s'agit bien du boson de Higgs prévu par le modèle standard.

Toutefois, de nombreuses questions restent sans réponse, la nature de la matière noire, le problème de naturalité, l'asymétrie entre matière et anti-matière. Une manière de répondre à ces questions est d'étendre le modèle standard en lui ajoutant de nouvelles particules ou interactions. Ces modèles qualifiés de "au-delà du modèle standard" peuvent présenter des déviations par rapport au modèle standard. Une mesure précise des propriétés des particules du modèle standard, en particulier du boson de Higgs est donc ainsi primordiale.

La seconde prise de données du LHC va permettre d'accroître la précision sur ces mesures et ainsi permettre de rechercher une nouvelle physique. La recherche de nouvelle physique passe également par la mise en évidence de nouvelles particules. Un exemple de telle recherche sera présenté dans ce manuscrit, elle cherche à mettre en évidence l'existence de bosons de Higgs supplémentaires prévue par certains modèles comme la supersymétrie.

Ma thèse a débuté à la fin de la première prise de donnée du LHC, au moment de la finalisation des différentes analyses de recherche du boson de Higgs, j'ai donc commencé à travailler sur la combinaison de ces analyses afin d'en extraire une mesure des taux de production, de désintégration et des couplages. Ces mesures ont également été interprétée dans le contexte de modèle au-delà du modèle standard. Par la suite, j'ai eu l'occasion de m'intéresser au détecteur et à la reconstruction des jets grâce à l'étude des performances d'un algorithme de flux de particule (particle flow). Puis lors du re-démarrage du LHC à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, j'ai eu l'occasion de participer à deux analyses, la première recherche la désintégration d'un boson de Higgs pseudo-scalaire en un boson Z et un boson de Higgs où le boson de Z se désintègre en leptons et le boson de Higgs en quarks b. La seconde est la recherche du boson de Higgs du modèle standard produit en association avec un boson Z et se désintègre en paire de quarks b.

La première partie de ce manuscrit présentera le contexte théorique dans lequel la thèse s'est déroulée. Elle présentera le contenu en particules et les interactions du modèle standard mais également ces limitations et les modèles alternatifs permettant d'y répondre.

La seconde section présentera le dispositif expérimental utilisé pour recueillir les données. Ce dispositif se compose de deux instruments situés au CERN à la frontière franco-suisse : le LHC [112], un accélérateur de protons et le détecteur ATLAS [33].

La troisième partie présentera les méthodes statistiques utilisées pour mesurer les propriétés d'une particule mais également évaluer l'incertitude sur ces mesures. Elles reposent sur la définition d'une fonction de vraisemblance dont la construction sera détaillée dans cette partie.

La quatrième partie se focalisera sur la reconstruction des jets. Les jets dans la reconstruction standard d'ATLAS utilisent l'information du calorimètre. Un nouveau type d'objet combinant à la fois l'information du calorimètre et l'information provenant du détecteur interne permet une meilleure mesure de l'énergie et de la direction des jets. Les performances de ces objets pour reconstruire un type particulier de jets, des jets de grand rayon ou gros jets, seront étudiées.

La cinquième partie présentera une étude des taux de productions, de désintégrations et

des couplages du boson de Higgs mais également leur interprétation dans le contexte de différents modèles au delà du modèle standard [59, 44]. Ces études sont réalisées avec les données recueillies à 7 et 8 TeV lors de la première prise de données du LHC.

La sixième partie est dédiée à la recherche directe d'un boson de Higgs additionnel. Ce boson de Higgs est pseudo-scalaire, il apparaît dans les modèles à deux doublets de Higgs. Il s'agit du boson de Higgs pseudo-scalaire, il se désintègre en un boson Z et un boson de Higgs modèle standard [31]. Dans l'analyse présentée, le boson de Higgs se désintègre en une paire de quarks b . Deux canaux sont étudiés en fonction de la désintégration du boson Z en leptons ou en neutrinos. L'analyse met à la fois une limite indépendante de tout modèle sur la section efficace de production et les interprète également ces limites dans le contexte des modèles à deux doublets de Higgs.

La dernière partie est consacrée à la recherche du boson de Higgs prévu par le modèle standard produit en association avec un boson de jauge massif et se désintégrant en une paire de quark b . Une analyse similaire a été réalisé avec les données du Run 1 par ATLAS et CMS, elles ont reporté un excès d'événement avec une signification statistique de respectivement 1.4 et 2.1 déviations standards [55, 98]. Une nouvelle analyse a été réalisé avec les données du Run 2 du LHC prises en 2015 et 2016. Cette partie présente à la fois l'analyse principale reposant sur l'entraînement de BDT mais également les analyses utilisées pour valider l'analyse principale : une analyse pour laquel le BDT est entraîné à identifier le processus VZ et une analyse utilisant des coupures supplémentaires par rapport à l'analyse basée sur les BDTs.

2 Le contexte théorique

2.1 Densité lagrangienne

Le modèle le plus complet décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions est le *modèle standard*, sa formulation complète a été finalisée au milieu des années 1970.

Ce modèle repose sur la théorie quantique des champs, une branche de la mécanique quantique qui permet de décrire les interactions entre particules à l'aide d'une action notée $S[\Phi_1, \Phi_2, \dots]$. Les variables Φ_i sont des champs décrivant les particules de matière ou médiatrice des interactions, leur nature mathématique (scalaire, vectorielle, ...) dépendra des propriétés de la particule, par exemple le spin. Les champs physiques sont les champs qui minimisent ou maximisent l'action. En physique des particules, tout modèle est complètement déterminé par son action ou de manière équivalente par sa *densité lagrangienne* définie par la relation suivante :

$$S[\Phi_1, \Phi_2, \dots] = \int \mathcal{L}(\Phi_1, \Phi_2, \dots) d^3x dt \quad (1)$$

Les bornes d'intégration dépendent du système physique considéré. Chaque terme de la densité lagrangienne correspond à une interaction élémentaire qui se compose d'un et un seul vertex d'interaction, de particules incidentes et sortantes. La densité lagrangienne contient donc toute la physique du modèle. Pour qu'une densité lagrangienne soit physiquement réaliste, elle doit vérifier certaines propriétés :

- Le principe de relativité restreinte impose qu'elle soit invariante sous les transformations du groupe de Poincaré qui sont les translations et rotations spatiales, les translations dans le temps et les transformations de Lorentz propres et orthochrones.
- La densité lagrangienne doit être invariante sous la transformation CPT où C désigne la conjugaison de charge qui consiste à échanger chaque particule en son anti-particule. P est la parité et T le renversement du temps, ces deux dernières transformations agissent sur les coordonnées d'espace-temps de la manière suivante :

$$P : x^\mu = (t, \vec{r}) \mapsto (t, -\vec{r}), \quad (2)$$

$$T : x^\mu = (t, \vec{r}) \mapsto (-t, \vec{r}). \quad (3)$$

Les motivations qui sous-tendent ces deux propriétés seront explicitées dans la section suivante.

La théorie des perturbations permet de calculer les grandeurs physiques telles la section efficace et la largeur de désintégration à partir du lagrangien. La théorie des perturbations consiste à diviser le lagrangien en une partie libre décrivant la propagation du champ et une partie d'interaction. La partie d'interaction est alors traitée comme une perturbation de la partie libre. Toutefois, il n'est pas possible d'utiliser ce développement perturbatif au-delà de l'ordre le plus bas car des divergences apparaissent dans le calcul des grandeurs physiques. La renormalisation est une procédure qui permet de faire disparaître ces divergences. La première procédure systématique a été établie par Freeman Dyson en 1949. Elle fait le lien entre les paramètres de la théorie (qualifiée de grandeur nue) et les grandeurs physiques (masse, charge, etc...). Le principe est d'introduire un nombre fini de termes pour annuler les divergences à tous les ordres de la théorie des perturbations. Un lagrangien pour lequel cette procédure peut être menée à terme est qualifié de renormalisable.

Les physiciens ont également imposé des symétries supplémentaires sur la densité lagrangienne décrivant les différentes interactions du modèle standard. La section suivante discute des différents types de symétries et de leur implication pour les interactions mais également de la motivation à imposer de telle symétrie.

2.1.1 Théorème de Noether

Il existe deux familles de symétries : les symétries globales et les symétries locales. Les symétries globales sont des symétries qui ne dépendent pas des coordonnées spatio-temporelles à la différence des symétries locales qui en dépendent.

Lorsque la densité lagrangienne est invariante sous une symétrie, le *théorème de Noether* [138] stipule qu'il existe une quantité conservée au cours de l'interaction. Par exemple, l'invariance par translation spatiale et temporelle implique respectivement la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, l'invariance par rotation implique la conservation du moment cinétique. L'invariance sous le groupe de Poincaré de la densité lagrangienne permet donc de retrouver ces principes physiques fondamentaux. La ligne directrice utilisée pour construire le modèle standard a été de chercher, en se basant sur l'expérience, les symétries conservées par chaque interaction. La densité lagrangienne la plus générale possible respectant cette symétrie est alors écrite.

Avant de présenter la densité lagrangienne du modèle standard, un modèle simplifié va illustrer comment l'existence d'un champ de matière et d'un lagrangien invariant par un groupe de symétries permet d'aboutir à une théorie où les champs de matière interagissent.

2.1.2 Modèle simplifié

Dans ce modèle simplifié, il existe un champ de matière représenté par un spineur de Dirac à quatre composantes Ψ . Le *spineur de Dirac* est défini à partir de spineurs à deux composantes ψ et χ pour lesquels les transformation de Lorentz représentée par une matrice A du groupe $SL(2, \mathbb{C})$ agissent de la manière suivante :

$$\begin{cases} \psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \end{pmatrix} \mapsto \psi'(x') = A\psi(x) \\ \chi(x) = \begin{pmatrix} \chi_1(x) \\ \chi_2(x) \end{pmatrix} \mapsto \chi'(x') = A^*\chi(x) \end{cases}, \quad (4)$$

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1(x) \\ \Psi_2(x) \\ \Psi_3(x) \\ \Psi_4(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \chi_2(x) \\ -\chi_1(x) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Le spineur est un champ permettant de décrire les particules de spin demi-entier. Le lagrangien modélisant la propagation libre (sans interaction) du champ est donné par :

$$\mathcal{L}_{Libre} = \bar{\Psi}(i\partial - m)\Psi, \quad (6)$$

où m est la masse de la particule. Considérons une symétrie local du groupe $U(1)$ définie par :

$$U(x) = e^{iq_e\Lambda(x)} \quad (7)$$

La symétrie transforme le champ $\Psi(x)$ en $U(x)\Psi(x)$. Le lagrangien donné par l'équation (6) devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Libre,transforme}} = \bar{\Psi}(i\cancel{D} - m)\Psi + \bar{\Psi}i q_e \gamma^\mu \cancel{A}_\mu \Psi, \quad (8)$$

il n'est donc pas invariant sous cette transformation. Pour restaurer la symétrie du lagrangien ou de manière équivalente pour que le *groupe de jauge* de notre modèle soit $U(1)$, il est nécessaire de modifier la dérivée par :

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - i q_e A_\mu \quad (9)$$

où q_e est une constante et A_μ est un champ vectoriel se transformant sous cette symétrie par :

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{q_e} \partial_\mu U(x) \quad (10)$$

Le nombre de champ de jauge qu'il est nécessaire d'introduire pour restaurer la symétrie est égal au nombre de générateurs du groupe de jauge. Le nouveau lagrangien a la forme suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{invariant}} = \bar{\Psi}(i\cancel{D} - m)\Psi = \bar{\Psi}(i\cancel{D} - m)\Psi + q_e \bar{\Psi} \gamma^\mu A_\mu \Psi = \mathcal{L}_{\text{Libre}} + \mathcal{L}_{\text{Interaction}} \quad (11)$$

Ce modèle permet d'illustrer la nécessité d'une interaction pour obtenir un lagrangien invariant de jauge lorsqu'un champ de matière existe. Le champ introduit pour restaurer l'invariance est qualifié de *champs de jauge*. Pour que le modèle soit complet, il manque la partie du lagrangien caractérisant la dynamique du champ de jauge. Ce terme a la forme suivante :

$$\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \text{ avec } F_{\mu\nu} = \frac{i}{q_e} [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (12)$$

La construction de toutes les interactions du modèle standard obéit à la même logique. Par exemple, le modèle présenté dans cette partie permet de décrire l'interaction électromagnétique. q_e est la charge de la particule et A_μ le champ électromagnétique. La section suivante va présenter la densité lagrangienne du modèle standard.

2.2 Le modèle standard

Le modèle standard permet de décrire les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Il est composé de 12 *fermions* et de 12 *bosons de jauge* et d'un *boson scalaire*.

2.2.1 Contenu en particules

Les 5 bosons de jauge sont associés à 3 *interactions fondamentales*, chacune de ces interactions est caractérisée par une constante de couplage qui indique son intensité. Le *gluon* est la particule médiatrice associée à l'interaction forte, sa première observation a été réalisée en 1979 à DESY par les collaborations travaillant sur l'accélérateur PETRA [142]. Comme son nom l'indique, elle est l'interaction qui possède la plus grande constante de couplage à basse énergie et est responsable de la cohésion du noyau. La seconde interaction en terme d'intensité est l'électromagnétisme, sa particule médiatrice est *le photon*. Elle est associée à des phénomènes tels que l'électricité, l'aimantation. La dernière interaction décrite par le modèle standard est l'interaction faible, elle possède 3 bosons médiateurs : les bosons W^+, W^-, Z^0 , ils furent observés pour la première fois par les expériences UA1 et UA2 au CERN. Cette interaction mise

en évidence dans les années 1930 est responsable de la désintégration du noyau. Elle est environ 10^5 fois moins intense que l'interaction forte et 1000 fois moins que l'électromagnétisme. La gravitation est la quatrième force fondamentale, elle est environ 10^{40} fois plus faible que l'interaction forte. Une théorie quantique pour décrire cette force n'est pas encore disponible, bien qu'il existe plusieurs théories candidates, les deux plus notables étant la théorie des cordes et la gravitation quantique à boucle. La particule médiatrice (hypothétique) associée serait le graviton, une particule de spin 2.

Les 12 fermions se décomposent en 3 familles, chacune d'elle est composée de 2 *quarks* (up et down, charm et strange ou top et bottom), d'un *lepton* chargé et d'un *lepton* neutre (neutrino). Les quarks sont les constituants des hadrons, leur première mise en évidence a lieu en 1968 à SLAC (Stanford Linear Accelerator Center). Le modèle des quarks fut proposé indépendamment par Gell-Mann [118] et Zweig [148] pour classifier les hadrons mis en évidence par les premiers accélérateurs et l'étude des rayons cosmiques. Les leptons à la différence des quarks ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Il existe trois leptons chargés : *l'électron*, *le muon* et *le tau*. L'électron, dont la masse est 511 keV, a été observé pour la première par Joseph John Thomson en 1897 grâce à ses travaux sur les rayons cathodiques. Le muon, environ 200 fois plus lourd que l'électron a été observé pour la première fois par Carl David Anderson en 1936 dans les rayons cosmiques. Le dernier lepton chargé est le tau, environ 3500 fois plus lourd que l'électron, il a été observé pour la première fois dans les années 1970 à SLAC par les collaborations travaillant sur le collisionneur circulaire SPEAR. Les *neutrinos* sont des particules dont l'existence a été postulée en 1930 par Wolfgang Pauli, leur première confirmation expérimentale a lieu en 1956. Il en existe trois saveurs associées à chaque lepton chargé. L'observation du flux de neutrinos émis par le soleil a permis de mettre en évidence l'oscillation entre les différentes saveurs. Cette observation implique qu'ils aient une masse non nulle, les observations cosmologiques ont également permis de mettre une borne supérieure sur la somme des masses des trois saveurs de l'ordre de l'électron-volt. L'ensemble des particules élémentaires composant le modèle standard est résumé dans la figure 1.

Les sections suivantes vont présenter le formalisme théorique permettant de décrire chaque interaction du modèle standard. Pour complètement spécifier ce formalisme, il suffit de donner le groupe de jauge de chaque interaction ainsi que la représentation des champs de matière pour ce groupe.

2.2.2 L'interaction électrofaible et le secteur scalaire

L'interaction faible et, par extension, la théorie électrofaible sont des théories chirales, les spineurs de chiralité gauche Ψ_L interagissent différemment des spineurs de chiralité droite Ψ_R . Les spineurs de chiralités droites et gauches sont définis à partir d'un spineur Ψ par :

$$\Psi_L = \frac{\mathbb{I} + \gamma_5}{2}\Psi \text{ et } \Psi_R = \frac{\mathbb{I} - \gamma_5}{2}\Psi \quad (13)$$

où $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ avec γ_i , pour $i \in \{0; 3\}$, les matrices de Dirac.

Weinberg, Salam et Glashow [119, 140, 145] ont postulé que le groupe de jauge de l'interaction électrofaible qui unit l'interaction faible et l'interaction électromagnétique est $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les termes de masse $m\bar{\Psi}\Psi$ ne sont pas invariants sous ce groupe de jauge, il est donc nécessaire d'introduire un mécanisme supplémentaire permettant d'introduire ces termes dans le lagrangien. Ce mécanisme sera détaillé ultérieurement, il consiste à postuler l'existence d'un

| Particules de matière (fermions) | | | Particules d'interactions | boson de masse |
|--|--|---|---|---|
| I | II | III | | |
| 2.4 MeV +2/3 1/2 u up | 1.27 GeV +2/3 1/2 c charm | 171.2 GeV +2/3 1/2 t top | 0 γ photon | 125 GeV 0 0 H boson de Higgs |
| 4.8 MeV -1/3 1/2 d down | 104 GeV -1/3 1/2 s strange | 4.2 GeV -1/3 1/2 b bottom | 0 g gluon | |
| <2.2 eV 0 1/2 ν_e neutrino électronique | <0.17 MeV 0 1/2 ν_μ neutrino muonique | <15.5 MeV 0 1/2 ν_τ neutrino tauique | 91.2 GeV 0 1 Z⁰ boson Z | |
| 511 KeV -1 1/2 e électron | 105.7 MeV -1 1/2 μ muon | 1.777 GeV -1 1/2 τ tau | 80.4 GeV ±1 1 W[±] bosons W | |
| | | | BOSONS DE JAUGE | |

nom: spin, charge électrique, masse

symbole: H (125 GeV)

FIGURE 1 – Liste des particules composant le modèle standard

champ scalaire Φ : le champ de Higgs. Pour chaque transformation du groupe de jauge, il faut définir la manière dont se transforment les champs de matière. L'équation 7 montre la manière dont les champs se transforment sous le groupe $U(1)_Y$, il suffit de remplacer q_e par l'hypercharge $g'Y$. Pour complètement spécifier la transformation il est nécessaire de donner la valeur de l'hypercharge pour chaque champ de matière. Pour le groupe $SU(2)_L$, deux transformations sont utilisées dans le lagrangien du modèle standard, la première consiste à former un doublet de spineurs ou de scalaires, la seconde un singulet. La forme explicite de ces transformations est donnée pour le cas d'un spineur par les équations 14 et 15.

$$\begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \longrightarrow U(x) \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} \text{ avec } U(x) \in SU(2) \quad (14)$$

$$\Psi \longrightarrow \Psi \quad (15)$$

où Ψ_1 , Ψ_2 et Ψ sont des spineurs ou des champs scalaires. Le singulet correspond à un champ de matière n'interagissant pas avec les champs de jauge du groupe $SU(2)_L$. La représentation de chaque champ de particules est résumée dans les tables 1, 2 et 3. Le lagrangien électrofaible $\mathcal{L}_{e.f.}$ peut maintenant être écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{e.f.} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} && \text{termes de jauge} \\ & + (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - m^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 && \text{secteur scalaire} \\ & + \sum_i i \bar{L}_i \gamma^\mu D_\mu L_i + \sum_i i \bar{E}_i \gamma^\mu D_\mu E_i && \text{secteur leptonique} \\ & + \sum_i i \bar{Q}_i \gamma^\mu D_\mu Q_i + \sum_i i \bar{U}_i \gamma^\mu D_\mu U_i + \sum_i i \bar{D}_i \gamma^\mu D_\mu D_i && \text{secteur des quarks} \\ & + \sum_{i,j} [f_{ij} \bar{L}_i E_j \Phi + h.c.] && \text{Yukawa (lepton)} \\ & + \sum_{ij} [b_{ij} \bar{Q}_i D_j \Phi + h.c.] + \sum_{ij} [a_{ij} \bar{Q}_i U_j \mathcal{E} \Phi + h.c.] && \text{Yukawa (quark)} . \end{aligned} \quad (16)$$

| Secteur vectoriel et scalaire | | |
|----------------------------------|---|-------------|
| | Représentation sous $SU(2)$ | Hypercharge |
| Champs de jauge : | A_μ^a | B_μ |
| Constante de couplage : | g | g' |
| Doublet de scalaires complexes : | $\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix}$ | +1 |

TABLE 1 – Constantes de couplage, champs de jauge et représentation du secteur scalaire sous le groupe $SU(2) \times U(1)_Y$

| Secteur spinoriel : Lepton | | |
|----------------------------------|--|-------------|
| Champs | Représentation sous $SU(2)$ | Hypercharge |
| Trois doublets gauchers : | | |
| Neutrino électronique / Electron | $L_1 = \begin{pmatrix} \nu_1 = \nu_e \\ e_1 = e \end{pmatrix}_L$ | -1 |
| Neutrino muonique / Muon | $L_2 = \begin{pmatrix} \nu_2 = \nu_\mu \\ e_2 = \mu \end{pmatrix}_L$ | -1 |
| Neutrino tauique / Tau | $L_3 = \begin{pmatrix} \nu_3 = \nu_\tau \\ e_3 = \tau \end{pmatrix}_L$ | -1 |
| Trois singulets droitiers : | | |
| Electron | $E_1 = e_1 = e_R$ | -2 |
| Muon | $E_2 = e_2 = \mu_R$ | -2 |
| Tau | $E_3 = e_3 = \tau_R$ | -2 |

TABLE 2 – Représentation des champs leptoniques sous le groupe $SU(2) \times U(1)_Y$

où $m^2 < 0$ et ϕ est un doublet de champs scalaires, son rôle sera explicité ultérieurement. Les sommes sur i et j portent sur les différentes familles de quarks et de leptons. Les matrices f , a et b sont des matrices 3×3 . La matrice \mathcal{E} , la dérivée covariante et les tenseurs $F_{\mu\nu}$ et $F_{\mu\nu}^a$ ont les expressions suivantes :

$$\mathcal{E} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \quad (18)$$

où les matrices τ^a avec $a \in \{1, 2, 3\}$ sont les matrices de Pauli.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (19)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (20)$$

où ϵ^{abc} est le tenseur totalement anti-symétrique.

Le lagrangien écrit sous cette forme est manifestement invariant sous le groupe de jauge, toutefois cette expression ne permet pas une interprétation du contenu en particules du modèle. L'interprétation est plus aisée en exprimant le lagrangien en fonction des états propres de masse et en brisant spontanément la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ en $U(1)_{e.m.}$. La *brisure spontanée* de

| Secteur spinoriel : Quark | | |
|-------------------------------|--|----------------|
| Champs | Représentation sous $SU(2)$ | Hypercharge |
| Trois doublets gauchers : | | |
| 1er famille : up/down | $Q_1 = \begin{pmatrix} u_1 = u \\ d_1 = d \end{pmatrix}_L$ | $\frac{1}{3}$ |
| 2nd famille : charm / strange | $Q_2 = \begin{pmatrix} u_2 = c \\ d_2 = s \end{pmatrix}_L$ | $\frac{1}{3}$ |
| 3ème famille : top/bottom | $Q_3 = \begin{pmatrix} u_3 = t \\ d_3 = b \end{pmatrix}_L$ | $\frac{1}{3}$ |
| Six singulets droitiers : | | |
| Quark up | $U_1 = u_{1,R} = u_R$ | $\frac{4}{3}$ |
| Quark down | $D_1 = d_{1,R} = d_R$ | $-\frac{2}{3}$ |
| Quark charm | $U_2 = u_{2,R} = c_R$ | $\frac{4}{3}$ |
| Quark strange | $D_2 = d_{2,R} = s_R$ | $-\frac{2}{3}$ |
| Quark top | $U_3 = u_{3,R} = t_R$ | $\frac{4}{3}$ |
| Quark bottom | $D_3 = d_{3,R} = b_R$ | $-\frac{2}{3}$ |

TABLE 3 – Représentation des champs relatifs aux quarks sous le groupe $SU(2) \times U(1)_Y$

symétrie [110, 123] consiste à développer le champ scalaire autour d'un des minima du potentiel du champ arbitrairement choisi. L'invariance du champ ϕ sous $SU(2)$ permet de choisir un champ ϕ réel sans aucune perte de généralité en appliquant la transformation suivante :

$$\phi'(x) = \frac{1}{\sqrt{\phi^\dagger \phi}} \begin{pmatrix} \phi_2 & -\phi_1 \\ \phi_1^* & \phi_2^* \end{pmatrix} \phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\rho(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

En réécrivant le secteur scalaire dans cette jauge, le minimum du potentiel est obtenu pour :

$$\langle \phi' \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (22)$$

avec v tel que $\lambda v^2 = -m^2$. La symétrie du lagrangien peut alors être brisée en écrivant $\rho(x) = v + h(x)$ et en réexprimant le lagrangien en fonction du champ de Higgs $h(x)$ et v est la valeur moyenne de ϕ' dans le vide. Le carré de la masse de la particule associée à ce champ, le boson de Higgs, est alors $-2m^2$, c'est un paramètre libre de la théorie. Après la brisure spontanée de symétrie, la seconde étape pour obtenir un lagrangien dépendant des champs physiques est d'exprimer la partie libre du lagrangien contenant les champs de jauge :

$$-\frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 - \frac{1}{4} \sum_{a=1}^3 (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)^2 + \frac{1}{8} g^2 v^2 |A_\mu^1 - iA_\mu^2|^2 - \frac{1}{8} g^2 v^2 (gA_\mu^3 - g'B_\mu)^2 \quad (23)$$

puis de redéfinir les champs de jauge pour que le lagrangien ne contienne que des termes quadratiques ne faisant intervenir qu'un unique champ. Pour cela, il suffit de définir les champs suivants :

$$W_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 + iA_\mu^2), \quad (24)$$

$$W_\mu^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 - iA_\mu^2), \quad (25)$$

$$Z_\mu = \cos \Theta_W A_\mu^3 - \sin \Theta_W B_\mu, \quad (26)$$

$$A_\mu = \sin \Theta_W A_\mu^3 + \cos \Theta_W B_\mu. \quad (27)$$

où Θ_W est l'angle de Weinberg. L'équation 23 devient alors :

$$-\frac{1}{2}W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}A^{\mu\nu} - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu}Z^{\mu\nu} + m_W^2 W_\mu W^{\mu*} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \quad (28)$$

$$\text{avec } m_Z^2 = \frac{v^2}{4}(g^2 + g'^2) \text{ et } m_W^2 = \frac{1}{4}g^2 v^2.$$

Cette expression contient trois champs massifs W_μ^* , W_μ et Z_μ qui correspondent respectivement aux bosons W^\pm et Z^0 . Un champ reste sans masse, il est associé au photon. Le mécanisme de Higgs par l'intermédiaire de la brisure spontanée de symétrie a permis aux bosons de jauge de l'interaction faible d'acquérir une masse sans introduire explicitement les termes de masse dans le lagrangien qui briserait la symétrie de jauge. À l'ordre des arbres, les masses des bosons W^\pm et Z^0 sont liées par la relation suivante :

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \Theta_W} = 1. \quad (29)$$

Cette relation est une conséquence de la symétrie custodiale. Après brisure spontanée de symétrie, lorsque $g' \rightarrow 0$, le secteur scalaire du lagrangien possède une symétrie globale supplémentaire sous $SU(2)$ notée $SU(2)_{R+L}$. Dans cette approximation, les bosons W^\pm et Z forment un triplet sous cette symétrie globale. La relation 29 est la conséquence de cette symétrie, néanmoins elle reste vraie pour $g' \neq 0$. Cette symétrie aura également une conséquence sur les couplages entre le boson de Higgs et le boson W et le boson de Higgs et le boson Z , elle sera présentée en détails dans la section 6.

La dernière étape permettant d'obtenir le contenu physique complet du lagrangien consiste à écrire le lagrangien avec les états propres de masse des leptons et des quarks. Les termes de Yukawa dans l'équation 16 permettent aux fermions d'acquérir une masse une fois la symétrie spontanément brisée. La partie du lagrangien contenant les interactions de Yukawa devient alors :

$$\sum_{i,j} f_{ij} \bar{e}_{L,i} e_{R,i}(v + h(x)) + \sum_{i,j} b_{ij} \bar{d}_{L,i} d_{R,j}(v + h(x)) + \sum_{i,j} a_{ij} \bar{u}_{L,i} u_{R,j}(v + h(x)) + h.c.. \quad (30)$$

Dans le cas des leptons, la matrice de passage P^L utilisée pour diagonaliser f est définie par :

$$\lambda^L = (P^L)^t f P^L \quad (31)$$

où λ^L est une matrice diagonale. La matrice de passage permet de redéfinir de nouveaux spineurs qui seront les états propres de masse des leptons. De plus, cette définition ne modifie pas les termes cinétiques du lagrangien, elle n'est donc pas interdite. Le lagrangien faisant intervenir les leptons devient alors :

$$\sum_i \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^L v \bar{\tilde{e}}_{L,i} \tilde{e}_{R,i}(v + h(x)) + h.c. \right] + \sum_i i \tilde{L}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{L}_i + \sum_i i \tilde{E}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{E}_i. \quad (32)$$

où les grandeurs notées avec un tilde sont les nouveaux spineurs définis par :

$$\tilde{E}_i = P^L E_i, \quad \tilde{L}_i = P^L L_i, \quad \tilde{e}_{R,i} = P^L e_{R,i}, \quad \tilde{e}_{L,i} = P^L e_{L,i} \quad (33)$$

À la différence des leptons, les états propres de masses et les états propres d'interaction des quarks ne sont pas les mêmes. Cette différence vient du fait que, dans le cas des leptons un seul des deux leptons possède une masse. Dans le cas des quarks, les deux composantes du doublet doivent acquérir une masse à la différence des leptons où un seul des deux leptons du doublet est massif. Les matrices a et b ne se diagonalisent pas simultanément car les matrices de passage ne se simplifient donc pas dans les termes du lagrangien décrivant l'interaction entre les familles up et down. L'interaction faible autorise donc pour les états propres de masse, le passage d'une génération de quarks à une autre. La fréquence de ce passage lors d'une interaction faible est contenue dans la matrice de Cabibo-Kobayashi-Maskawa [127]. Le lagrangien décrivant les termes de Yukawa devient alors :

$$\sum_i \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^D v \bar{d}_{L,i} \tilde{d}_{R,j} (v + h(x)) + h.c. \right] + \sum_i \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^U v \bar{u}_{L,i} \tilde{u}_{R,j} (v + h(x)) + h.c. \right], \quad (34)$$

où les champs notés avec un tilde sont définis par :

$$\tilde{d}_{R,i} = P^D d_{R,i}, \quad \tilde{d}_{L,i} = P^D d_{L,i}, \quad \tilde{u}_{R,i} = P^U u_{R,i}, \quad \tilde{u}_{L,i} = P^U u_{L,i} \quad (35)$$

avec P^D la matrice de passage diagonalisant b et P^U la matrice de passage diagonalisant a . Elles sont définis par :

$$\lambda^U = (P^U)^t a P^U \quad \text{et} \quad \lambda^D = (P^D)^t a P^D \quad (36)$$

Le secteur des quarks devient :

$$\sum_{i=1}^3 [\bar{Q}_i (i\cancel{\partial}) \tilde{Q}_i + \bar{u}_{R,i} (i\cancel{\partial}) \tilde{u}_{R,i} + \bar{d}_{R,i} (i\cancel{\partial}) \tilde{d}_{R,i}] + g(W_\mu^* J_W^{\mu+} + W_\mu J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^{\mu+}) + e A_\mu J_{e.m}^\mu \quad (37)$$

avec

$$J_W^{\mu+} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{u}_{L,i} \gamma^\mu V_{ij} \tilde{d}_{L,j}, \quad (38)$$

$$J_W^{\mu-} = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{d}_{L,i} \gamma^\mu (V^\dagger)_{ij} \tilde{u}_{L,j}, \quad (39)$$

$$J_Z^\mu = \frac{1}{\cos \Theta_W} \sum_{i=1}^3 [\bar{u}_{L,i} \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \tilde{u}_{L,i} + \bar{u}_{R,i} \gamma^\mu \left(-\frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \tilde{u}_{R,i} \\ + \bar{d}_{L,i} \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \tilde{d}_{L,i} + \bar{d}_{R,i} \gamma^\mu \left(-\frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \tilde{d}_{R,i}], \quad (40)$$

$$J_{e.m.}^\mu = \sum_{i=1}^3 [\bar{u}_i \gamma^\mu \left(\frac{T^3}{2} + \frac{Y}{2} \right) \tilde{u}_i + \bar{d}_i \gamma^\mu \left(\frac{T^3}{2} + \frac{Y}{2} \right) \tilde{d}_i]. \quad (41)$$

où T^3 est la valeur propre de la matrice τ^3 . La matrice $V = P^U (P^D)^{-1}$ est la matrice Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM), elle traduit le fait que les matrices de masses des quarks up et down ne peuvent pas être diagonalisées simultanément, et $e = g \sin \Theta_W$. L'expression de la charge électrique Q est donc un multiple de e , elle vaut :

$$\frac{Q}{e} = \frac{T^3}{2} + \frac{Y}{2} \quad (42)$$

Finalemment le lagrangien électro-faible exprimé en fonction des champs physiques possède la forme suivante :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{e.f.} = & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\
& + \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2}m_h^2 h^2 - \sqrt{\frac{\lambda}{2}}m_h h^3 - \frac{1}{4}\lambda h^4 + [m_W^2 W_\mu W^{\mu*} + \frac{1}{2}m_Z^2 Z_\mu Z^\mu](1 + \frac{h}{v})^2 \\
& + \sum_i i\tilde{L}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{L}_i + \sum_i i\tilde{E}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{E}_i \\
& + \sum_{i=1}^3 [\bar{Q}_i(i\cancel{\partial})\tilde{Q}_i + \bar{u}_{R,i}(i\cancel{\partial})\tilde{u}_{R,i} + \bar{d}_{R,i}(i\cancel{\partial})\tilde{d}_{R,i}] + g(W_\mu^* J_W^{\mu+} + W_\mu J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^{\mu+}) + eA_\mu J_{e.m}^\mu \\
& + \sum_i [-\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_i^L \bar{e}_{L,i} \tilde{e}_{R,i}(v + h(x)) + h.c.] \\
& + \sum_i [-\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_i^D \bar{d}_{L,i} \tilde{d}_{R,i}(v + h(x)) + h.c.] + \sum_i [-\frac{1}{\sqrt{2}}\lambda_i^U \bar{u}_{L,i} \tilde{u}_{R,i}(v + h(x)) + h.c.]. \quad (43)
\end{aligned}$$

Cette forme du lagrangien permet de mettre en évidence le couplage entre le boson de Higgs et les différents fermions. La masse des fermions est définie par :

$$m_{e_i} = \frac{1}{\sqrt{2}}v\lambda_i^L, \quad m_{u_i} = \frac{1}{\sqrt{2}}v\lambda_i^U, \quad m_{d_i} = \frac{1}{\sqrt{2}}v\lambda_i^D. \quad (44)$$

Le couplage entre le boson de Higgs et les fermions est alors proportionnel à leur masse :

$$\frac{m_f}{v} \bar{f} f h. \quad (45)$$

De la même manière, la constante de couplage entre le boson de Higgs et les bosons de jauge massifs est donnée par :

$$\frac{2m_Z^2}{v} \text{ et } \frac{2m_W^2}{v} \quad (46)$$

À l'ordre des arbres, le boson de Higgs ne se couple pas aux photons et aux gluons, ceux-ci étant sans masse, ils peuvent toutefois interagir *via* des boucles. Dans le cas des gluons, une autre justification de l'absence de couplage est le fait que le champ ϕ est un singulet de $SU(3)$, le groupe de jauge de l'interaction forte.

La figure 2 donne les sections efficaces de production et les rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les modes dominants dans les collisionneurs de protons tel que le LHC [105] sont par ordre décroissant d'importance : la fusion de gluons, la production par fusion de bosons de jauge (VBF), la production associée à un boson de jauge W ou Z et la production associée à une paire de quarks top ou bottom. La figure 3 montre les diagrammes de Feynman des différents modes de production. La découverte du boson de Higgs à une masse de $125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.})\text{GeV}/c^2$ permet de voir que le boson de Higgs se désintègre préférentiellement en paire de quarks b . L'observation de ce mode de désintégration est difficile dans un collisionneur hadronique tel que le LHC à cause du bruit de fond irréductible, il n'a donc pas contribué à sa découverte. Des modes de désintégration ayant des rapports d'embranchement plus faibles mais ayant une signature facilement identifiable dans un environnement hadronique ont été utilisés pour sa découverte : $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$, $h \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$ ($l = e, \mu$ pour les deux canaux) et $h \rightarrow \gamma\gamma$. L'interaction dominante au LHC va maintenant être présentée, il s'agit de l'interaction forte.

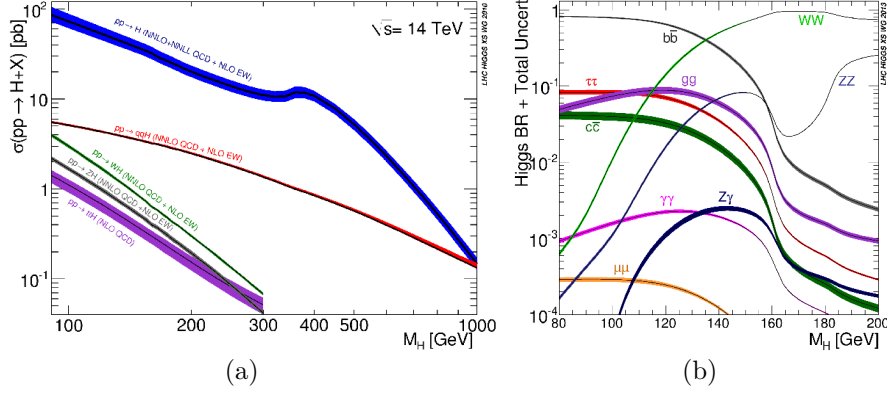


FIGURE 2 – (a) Sections efficaces de production du boson de Higgs pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV en fonction de sa masse (b) Rapports d'embranchement des désintégrations du boson de Higgs en fonction de sa masse [105]

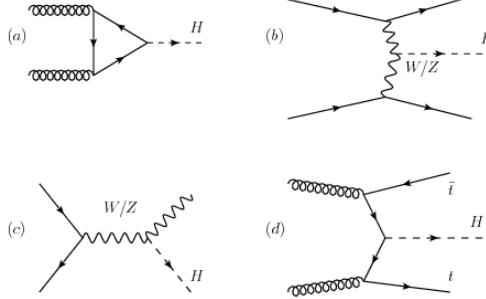


FIGURE 3 – Diagrammes de Feynman des modes de production du boson de Higgs : (a) la fusion de gluons (b) la production par fusion de bosons de jauge faibles (c) la production associée à un boson W ou Z et (d) ou (b) la production associée à une paire de quarks top.

2.2.3 L'interaction forte

Le groupe de jauge de l'interaction forte est $SU(3)$. Ce groupe possède 8 champs de jauge A_μ^a associés aux huit générateurs du groupe, les matrices de Gell-Mann λ^a avec $a \in \{1, \dots, 8\}$.

Les quarks sont les seules particules de matière à être sensibles à l'interaction forte. Chaque quark forme un triplet de $SU(3)$, il existe donc dans trois états différents que l'on qualifie de couleur : rouge, vert et bleu. La notation suivante est introduite, où i représente la saveur des quarks :

$$u_i = \begin{pmatrix} u_i^1 \\ u_i^2 \\ u_i^3 \end{pmatrix} \text{ et } d_i = \begin{pmatrix} d_i^1 \\ d_i^2 \\ d_i^3 \end{pmatrix} \quad (47)$$

Les leptons n'étant pas sensibles à l'interaction forte, ils forment donc des singulets de $SU(3)$. L'interaction forte est décrite par le lagrangien suivant :

$$-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} + \sum_{i=1}^3 \bar{u}_i \gamma^\mu D_\mu u_i + \sum_{i=1}^3 \bar{d}_i \gamma^\mu D_\mu d_i - \sum_{i=1}^3 m_i \bar{u}_i u_i - \sum_{i=1}^3 m_i \bar{d}_i d_i, \quad (48)$$

avec la dérivée covariante et le tenseur $G_{\mu\nu}^a$ définis par :

$$G_{\mu\nu}^a = (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) + g_S f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \text{ avec } \left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = i f^{abc} \frac{\lambda^c}{2}, \quad (49)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_S A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2}. \quad (50)$$

À la différence de l'interaction électrofaible, les termes de masse ne brisent pas la symétrie de jauge. Dans le cadre d'une théorie de l'interaction forte, il n'est donc pas nécessaire d'introduire le mécanisme de Higgs pour générer la masse des particules.

Un terme supplémentaire respectant la symétrie $SU(3)$ peut être inclus dans le lagrangien de l'interaction forte :

$$\frac{\theta_{QCD}}{32\pi^2} g_s^2 G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{\mu\nu a}, \text{ avec } \tilde{G}^{\mu\nu a} = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G^{a\rho\sigma}.$$

Ce terme invariant sous $SU(3)$ permet à l'interaction forte de briser la symétrie CP. La brisure de la symétrie CP par l'interaction forte n'ayant pas été observée, le coefficient θ_{QCD} doit être très faible. Les bornes actuelles sont $|\theta_{QCD}| < 10^{-11}$, ce qui implique un ajustement fin de la théorie, ce problème est connu sous le nom de problème CP fort.

2.2.4 Lagrangien du modèle standard

Le lagrangien complet du modèle invariant sous $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ brisé en $SU(3) \times U(1)_{e.m.}$ peut être écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{m.s.} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^b F^{\mu\nu b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu h)^2 - \frac{1}{2} m_h^2 h^2 - \sqrt{\frac{\lambda}{2}} m_h h^3 - \frac{1}{4} \lambda h^4 + [m_W^2 W_\mu W^{\mu*} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu] (1 + \frac{h}{v})^2 \\ & + \sum_i i \tilde{L}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{L}_i + \sum_i i \tilde{E}_i \gamma^\mu D_\mu \tilde{E}_i \\ & + \sum_a \sum_{i=1}^3 [\bar{Q}_i^a (i\cancel{\partial}) \tilde{Q}_i^a + \bar{u}_{R,i}^a (i\cancel{\partial}) \tilde{u}_{R,i}^a + \bar{d}_{R,i}^a (i\cancel{\partial}) \tilde{d}_{R,i}^a] + g(W_\mu^* J_W^{\mu+} + W_\mu J_W^{\mu-} + Z_\mu^0 J_Z^{\mu+}) + e A_\mu J_{e.m.}^\mu \\ & + \sum_i [-\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^L v \bar{e}_{L,i} \tilde{e}_{R,i} (v + h(x)) + h.c.] \\ & + \sum_a [\sum_i -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^D v \bar{d}_{L,i}^a \tilde{d}_{R,i}^a (v + h(x)) + \sum_i -\frac{1}{\sqrt{2}} \lambda_i^U v \bar{u}_{L,i}^a \tilde{u}_{R,i}^a (v + h(x)) + h.c.]. \quad (51) \end{aligned}$$

La définition des différents courants dans le secteur des quarks contient désormais une somme sur les couleurs. La définition de la dérivée covariante est la suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_S T_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} - i g \frac{\tau^b}{2} A_\mu^b - i g' \frac{Y}{2} B_\mu. \quad (52)$$

2.2.5 Les incomplétudes du modèle standard

Le modèle standard est un modèle cohérent, néanmoins il n'explique pas tous les phénomènes observés. Cette partie présente certaines questions ou observations auxquelles le modèle standard ne parvient pas à répondre.

Gravitation

Le modèle standard ne décrit pas l'interaction gravitationnelle. Différents modèles ont été proposés pour inclure cette force dans le modèle standard comme il a été présenté à la section 2.2.1. Néanmoins, les effets de cette interaction au niveau des particules commencent à ne plus être négligeables à des énergies de l'ordre de 10^{18} GeV. Cet ordre de grandeur d'énergie correspond à l'échelle de Planck, inaccessible à l'heure actuelle avec les accélérateurs, ce qui rend les prédictions des modèles difficiles à tester.

Hiérarchie de masse des fermions

Le modèle standard n'explique pas la répartition des fermions en trois familles composées de deux quarks, un lepton chargé et un lepton neutre ni leur hiérarchie de masse. Cette décomposition permet toutefois d'annuler des anomalies qui entraînerait une incohérence du modèle standard. En effet, le mécanisme de Higgs permet de donner une masse aux fermions, la question de la masse des neutrinos étant ouverte à l'heure actuelle. Toutefois à chaque masse correspond un couplage de Yukawa, un paramètre libre du modèle standard. Dans le secteur fermionique, il n'existe aucune relation entre les différents couplages de Yukawa à la différence du secteur des bosons de jauge où à l'ordre des arbres, la symétrie custodiale impose une contrainte sur la masse des bosons W^\pm et Z .

Absence d'antimatière

Une autre difficulté du modèle standard est de rendre compte de l'absence d'antimatière dans l'univers. Au moment de la baryogénèse, si le modèle standard ne contient aucun terme violant la symétrie CP, la matière et l'anti-matière sont produites en quantité égale qui vont s'annihiler et laisser un univers vide de matière. L'interaction faible par l'intermédiaire de la matrice CKM possède une source de violation de la symétrie CP permettant de produire plus de matière que d'antimatière. Néanmoins, cette asymétrie est faible et ne permet pas d'expliquer la quantité de matière actuellement observée dans l'univers.

Naturalité

Une question ouverte à propos du modèle standard concerne sa naturalité. La naturalité est l'ajustement fin de paramètres du modèle pour être en accord avec l'expérience. Dans la section 2.2.3, un exemple d'ajustement fin du paramètre θ_{QCD} a été présenté dans le cadre de l'interaction forte. Un autre exemple existe dans le cadre de l'interaction faible et concerne la masse du boson de Higgs. Ce problème est en lien avec la renormalisation. En effet, dans le cadre de la renormalisation, les paramètres du lagrangien ne sont plus des paramètres physiques. Par exemple, la masse du boson de Higgs intervenant dans le lagrangien qualifiée de masse nue et notée m_0 ne correspond plus à la masse physique (celle qui est mesurée) du boson de Higgs. La masse nue doit être corrigée pour obtenir la masse physique, ces corrections sont obtenues en appliquant la renormalisation. La renormalisation introduit une échelle d'énergie Λ_{UV} , celle-ci peut être interprétée comme l'échelle d'énergie à partir de laquelle la théorie n'est plus prédictive, il est alors nécessaire d'introduire une nouvelle physique. Supposons un cas simplifié où le boson de Higgs n'interagit qu'avec un fermion dont l'interaction est décrite par le terme suivant :

$$- \lambda_f H \bar{f} f \tag{53}$$

Alors la correction appliquée à la masse carrée nue est :

$$\Delta m_H^2 = -\frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda_{UV}^2 \quad (54)$$

Si le modèle standard est exact jusqu'à l'échelle de Planck, il est nécessaire d'ajuster la masse nue du lagrangien sur 14 ordres de grandeur pour annuler les corrections données par l'équation 54 et obtenir une masse physique du boson de Higgs de l'ordre de 100 GeV. Plusieurs solutions ont été envisagées pour résoudre ce problème, les deux plus notables sont la supersymétrie et les modèles où le boson de Higgs est une particule composite. Il convient toutefois de noter que le problème de naturalité du modèle standard n'est pas réellement un problème, il ne signifie pas que le modèle standard est faux ou incomplet. Il ne permet pas de justifier, à lui seul, l'existence ou la nécessité d'une théorie au-delà du modèle standard.

Stabilité du vide

Pour que le modèle standard soit cohérent, il est nécessaire que l'état du vide soit stable ou que sa durée de vie soit supérieure à la durée de vie de l'univers, l'univers est alors dans un *état métastable* [104]. Un état du vide est stable s'il est un minimum global du potentiel, pour cela il est nécessaire que le paramètre λ du lagrangien donné par l'équation 16 soit positif, son expression étant donnée par :

$$\lambda = \frac{G_F M_H^2}{\sqrt{2}}. \quad (55)$$

Néanmoins, comme pour tout couplage intervenant dans un lagrangien, le couplage quartique du boson de Higgs évolue avec l'énergie des processus mis en jeu. Pour obtenir un vide stable, il est donc nécessaire que le couplage quartique du boson de Higgs reste positif jusqu'à l'échelle d'énergie d'une physique au-delà du modèle standard. La figure 4a montre l'évolution du couplage quartique du boson de Higgs en fonction de l'échelle de renormalisation. Pour des échelles d'énergies suffisamment élevées, le couplage quartique devient négatif, le vide n'est donc pas stable. Néanmoins, comme le montre la figure 4b, la durée de vie de cet état est assez longue pour que le vide soit métastable. Ce résultat fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de nouvelle physique avant l'échelle de Planck. L'apparition d'une nouvelle physique à une échelle d'énergie plus faible modifierait l'évolution du couplage quartique du boson de Higgs et pourrait ainsi stabiliser le vide.

La partie suivante va présenter certains modèles au-delà du modèle standard étudiés lors de la thèse.

2.3 Les théories au-delà du modèle standard

Après avoir présenté le modèle standard, cette partie discute de différents modèles visant à étendre le contenu en particules du modèle standard. Les modèles à deux doublets de Higgs sont d'abord présentés. Puis, dans une seconde partie, un modèle particulier à deux doublets de Higgs est présenté : la supersymétrie qui consiste à associer à chaque fermion un boson et réciproquement.

2.3.1 Les modèles à deux doublets de Higgs

La solution la plus simple permettant aux particules d'acquérir une masse consiste à considérer un doublet de scalaires complexes qui brise spontanément la symétrie du modèle standard

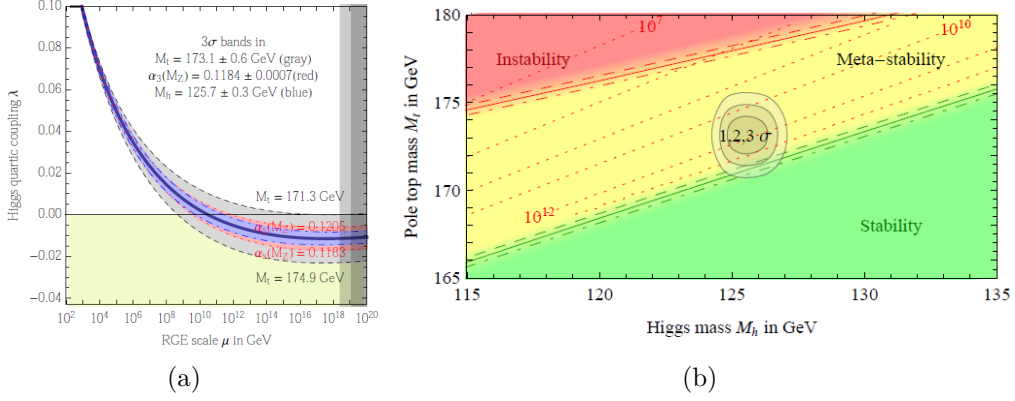


FIGURE 4 – (a) Evolution du couplage quartique du boson de Higgs en fonction de l'échelle de renormalisation pour le schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}$ [104]. Les bandes d'erreur sont calculées pour une variation de 3σ de la masse du quark top, du boson de Higgs et de la constante de couplage de l'interaction forte. (b) Région de stabilité, métastabilité, et d'instabilité pour l'état du vide du modèle standard dans le plan (M_h, M_t) , la région grisée correspond à la région autorisée par les mesures de la masse du Higgs et du quark top. Les courbes à la frontière de chaque région indique la taille des incertitudes théoriques. Les courbes en pointillé donne l'échelle d'instabilité en GeV.

[79, 132, 121, 88]. Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie peut être également introduit dans des modèles où plusieurs doublets scalaires sont considérés. Ces modèles présentent deux intérêts majeurs, ils fournissent des sources additionnelles de violation de symétrie CP et ils sont un préalable nécessaire à plusieurs théories telles que la supersymétrie et les modèles de grande unification. De plus, à la différence des modèles à trois doublets de Higgs, ils permettent d'obtenir $\rho = 1$ sans un ajustement fin des valeurs moyennes des triplets.

Dans ces modèles, le secteur scalaire et le secteur de Yukawa des quarks et leptons sont donnés respectivement par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{scalaire}} = & D_\mu \Phi_1 D^\mu \Phi_1 + D_\mu \Phi_2 D^\mu \Phi_2 \\
& + m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - (m_{12}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + h.c.) \\
& + \frac{1}{2} \lambda_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \frac{1}{2} \lambda_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + \lambda_3 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + \lambda_4 (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \\
& + [\frac{1}{2} \lambda_5 (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + \frac{1}{2} \lambda_6 (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + \frac{1}{2} \lambda_7 (\Phi_2^\dagger \Phi_2) (\Phi_1^\dagger \Phi_2) + h.c.] \quad (56)
\end{aligned}$$

et

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa}} = - \sum_{j=1}^2 [(\bar{Q}_L \Phi_j Y_j^d n_R + \bar{Q}_L \tilde{\Phi}_j Y_j^u p_R) + \bar{L}_L \Phi_j Y_j^e l_R] + h.c. \text{ avec } \tilde{\Phi}_j = i\tau_2 \Phi_j^* \quad (57)$$

où D_μ est la dérivée covariante définie par l'équation 52. Φ_1 et Φ_2 sont les deux doublets de scalaires complexes, les paramètres m_{11}^2 , m_{22}^2 et $\lambda_{1,2,3,4}$ sont réels et les paramètres m_{12}^2 et $\lambda_{5,6,7}$ sont complexes. Les champs Q_L , L_L , n_R , p_R et l_R sont des vecteurs à trois composantes dans l'espace des saveurs. Les champs Q_L et L_L sont des doublets de SU(2) alors que n_R , p_R et l_R sont des singulets. n_R (resp. p_R) correspond aux quarks à charge négative (resp. positive) dont

les états propres de masse sont les quarks "down" (resp. "up"). Les matrices Y_j^d , Y_j^u et Y_j^e sont des matrices 3×3 complexes qui contiennent respectivement les couplages de Yukawa pour les quarks down, up et les leptons. Les deux doublets possèdent huit degrés de liberté, 3 d'entre eux vont être utilisés pour donner une masse aux bosons W^\pm et Z^0 . Il reste donc 5 degrés de liberté qui seront chacun associés à un boson de Higgs. Le modèle contient donc 5 bosons de Higgs : 2 bosons de Higgs neutres pairs (h et H), 1 boson de Higgs neutre CP-impair (A) et 2 bosons de Higgs chargés (H^\pm).

Stabilité du vide

Comme dans le cas du modèle standard, afin que l'état du vide soit stable il est nécessaire que le potentiel possède un minimum global. Pour cette étude, V_2 désigne la partie quadratique du potentiel scalaire et V_4 la partie quartique. La manière la plus simple d'assurer l'existence d'un minimum est de demander que V_4 soit strictement positif pour tout $\Phi_i \rightarrow \infty$ où Φ_i est une combinaison linéaire de Φ_1 et Φ_2 , on a alors une condition forte de stabilité du vide. Cette condition est très contraignante, elle rejette des modèles physiquement intéressants telle que la supersymétrie. Il est possible d'assouplir la condition en autorisant V_4 à s'annuler à condition que $V_2 \geq 0$, une stabilité marginale du vide est alors obtenue.

Etat du vide

Les modèles à deux doublets de Higgs présentent une particularité supplémentaire par rapport au modèle standard. Il s'agit de l'existence de différents types d'état du vide non équivalents. L'état du vide possédant les mêmes propriétés que le vide du modèle standard s'écrit de la manière suivante, il sera qualifié de *normal* :

$$\langle \Phi_1 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ et } \langle \Phi_2 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } v^2 = v_1^2 + v_2^2, \quad (58)$$

Le quantité v est la valeur moyenne de l'état du vide dans le cas du modèle standard. Ce vide préserve les symétries $U(1)_{e.m.}$ et CP. Un cas particulier correspond au cas où une des deux valeurs moyennes est nulle, ces modèles sont qualifiés de *modèle inerte*. Ce sont des modèles particuliers où un des deux bosons de Higgs scalaires et neutres n'interagit pas avec la matière, il fournit donc un candidat possible pour la matière noire. S'il est suffisamment léger, il peut être produit au LHC par la désintégration des autres bosons de Higgs, il apparaîtrait alors comme de l'énergie manquante.

Dans un modèle à deux doublets de Higgs, il est possible de définir des états du vide violant la symétrie CP. Ils sont définis de la manière suivante :

$$\langle \Phi_1 \rangle_{CP} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\bar{v}_1}{\sqrt{2}} e^{i\theta} \end{pmatrix} \text{ et } \langle \Phi_2 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\bar{v}_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (59)$$

Ce type de modèle est caractérisé par une phase relative entre les deux états du vide. L'appellation "état du vide violant la symétrie CP" est abusive car la présence de la phase relative n'est pas une garantie de violation de symétrie CP.

Le dernier type d'état du vide qu'il est possible de construire dans un modèle à deux doublets de Higgs est un état du vide avec une charge définie de la manière suivante :

$$\langle \Phi_1 \rangle_{CB(\text{Charge Breaking})} = \begin{pmatrix} \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \\ \frac{v'_1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ et } \langle \Phi_2 \rangle_N = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v'_2}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (60)$$

Un état du vide chargé implique que la charge n'est pas conservée et l'existence d'un photon massif ce qui est en contradiction avec l'expérience. Les modèles possédant ce type de minimum global doivent donc être évités. Les expressions des valeurs moyennes des états du vide dans le cas où ils ont une charge ou violent la symétrie CP peuvent être trouvées de manière analytique, par respectivement les équations suivantes :

$$\begin{pmatrix} v_1'^2 + \alpha^2 \\ v_2'^2 \\ v_1'v_2' \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 & 2\text{Re}(\lambda_6) \\ \lambda_3 & \lambda_2 & 2\text{Re}(\lambda_7) \\ 2\text{Re}(\lambda_6) & 2\text{Re}(\lambda_7) & 2(\lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5)) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} m_{11}^2 \\ m_{22}^2 \\ -2\text{Re}(m_{12}^2) \end{pmatrix}, \quad (61)$$

$$\begin{pmatrix} v_1'^2 + \alpha^2 \\ v_2'^2 \\ v_1'v_2' \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \lambda_1 & \lambda_3 + \lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5) & 2\text{Re}(\lambda_6) \\ \lambda_3 + \lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5) & \lambda_2 & 2\text{Re}(\lambda_7) \\ 2\text{Re}(\lambda_6) & 2\text{Re}(\lambda_7) & 4\text{Re}(\lambda_5) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} m_{11}^2 \\ m_{22}^2 \\ -2\text{Re}(m_{12}^2) \end{pmatrix}. \quad (62)$$

où $\alpha = 0$ dans le cas des états du vide violant la symétrie CP.

Dans le cas des états normaux du vide, l'expression des valeurs moyenne ne peut pas être trouvé analytiquement. Les équations vérifiées par les valeurs moyennes sont :

$$m_{11}^2 v_1 - \text{Re}(m_{12}^2) v_2 + \frac{\lambda_1}{2} v_1^3 + \frac{(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5))}{2} v_1 v_2^2 + \frac{1}{2} [3\text{Re}(\lambda_6) v_1^2 v_2 + \text{Re}(\lambda_7) v_2^3] = 0 \quad (63)$$

$$m_{22}^2 v_2 - \text{Re}(m_{12}^2) v_1 + \frac{\lambda_2}{2} v_2^3 + \frac{(\lambda_3 + \lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5))}{2} v_2 v_1^2 + \frac{1}{2} [3\text{Re}(\lambda_6) v_1^3 + \text{Re}(\lambda_7) v_2 v_1^2] = 0 \quad (64)$$

En général, le potentiel scalaire ne possède pas un unique minimum, la possibilité d'un effet tunnel entre deux états du vide est alors possible. Par une étude détaillée du potentiel scalaire, il est possible de montrer que des états du vide de nature différente ne peuvent pas co-exister. Notre univers se trouvant dans un minimum normal, il ne pourra pas par effet tunnel, passer dans un état du vide chargé ou violant la symétrie CP. La seule transition possible est la transition entre deux états du vide de même nature.

Ètude du spectre de masse pour le vide normal

Les deux doublets s'expriment de la manière suivante :

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \varphi_1^+ \\ \frac{v_1 + \varphi_1^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ et } \Phi_2 = \begin{pmatrix} \varphi_2^+ \\ \frac{v_2 + \varphi_2^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}. \quad (65)$$

En injectant ces expressions dans le potentiel scalaire, les matrices de masse des différents scalaires peuvent être obtenues. Elles sont données par les relations suivantes :

$$[M_{H^\pm}^2]_{ij} = \frac{\partial^2 V_H}{\partial \varphi_i^+ \partial \varphi_j^-}, [M_A^2]_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \text{Im}(\varphi_i^0) \partial \text{Im}(\varphi_j^0)} \text{ et } [M_h^2]_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_H}{\partial \text{Re}(\varphi_i^0) \partial \text{Re}(\varphi_j^0)}. \quad (66)$$

Les valeurs propres de $M_{H^\pm}^2$ sont zéro et le carré de la masse des bosons de Higgs chargés. La valeur propre zéro correspond au boson de Goldstone qui va donner la masse au boson W . La masse des bosons de Higgs chargés vaut :

$$M_{H^\pm}^2 = -\frac{v^2}{2v_1 v_2} (-2\text{Re}(m_{12}^2) + [\lambda_4 + \text{Re}(\lambda_5)] v_1 v_2 + \text{Re}(\lambda_6) v_1^2 + \text{Re}(\lambda_7) v_2^2). \quad (67)$$

Les valeurs propres de $M_{A^\pm}^2$ sont zéro et le carré de la masse des bosons de Higgs pseudo-scalaires. La valeur propre zéro correspond au boson de Goldstone qui donnera la masse au boson Z^0 . La masse du boson de Higgs pseudo-scalaire est donnée par :

$$M_A^2 = M_{H^\pm}^2 + \frac{1}{2}[\lambda_4 - \text{Re}(\lambda_5)]v^2. \quad (68)$$

Les valeurs propres de M_h^2 sont le carré des masses des deux bosons de Higgs scalaires pairs. Cette matrice est donnée par :

$$\begin{pmatrix} A & C \\ C & B \end{pmatrix} \quad (69)$$

avec

$$A = m_{11}^2 + \frac{3\lambda_1}{2}v_1^2 + \frac{\lambda_{345}}{2}v_2^2 + 3\text{Re}(\lambda_6)v_1v_2 \quad (70)$$

$$B = m_{22}^2 + \frac{3\lambda_2}{2}v_2^2 + \frac{\lambda_{345}}{2}v_1^2 + 3\text{Re}(\lambda_7)v_1v_2 \quad (71)$$

$$C = -\text{Re}(m_{12}^2) + \frac{3}{2}[\text{Re}(\lambda_6)v_1^2 + \text{Re}(\lambda_7)v_2^2] + \lambda_{345}v_1v_2 \quad (72)$$

Les états propres de masse sont notés h et H , ils sont respectivement le plus léger et le plus lourd état. Ils sont obtenus par la rotation des états $\text{Re}(\varphi_1^0)$ et $\text{Re}(\varphi_2^0)$ d'un angle α :

$$\tan 2\alpha = \frac{2C}{A - B}, \quad (73)$$

$$h = \sin \alpha \text{Re}(\varphi_1^0) - \cos \alpha \text{Re}(\varphi_2^0), \quad (74)$$

$$H = -\cos \alpha \text{Re}(\varphi_1^0) - \sin \alpha \text{Re}(\varphi_2^0). \quad (75)$$

Secteur de Yukawa

Du fait de l'existence de plusieurs bosons de Higgs auxquels les fermions peuvent se coupler, le secteur de Yukawa présente une structure différente de celle du modèle standard. Pour étudier le secteur de Yukawa, il est plus pratique d'utiliser une base (H_1, H_2) particulière des champs scalaires, dans laquelle un champ scalaire possède une valeur moyenne nulle et le second une valeur moyenne non nulle égale à v . Les champs Φ_1 et Φ_2 s'exprime en fonction de H_1 et H_2 de la manière suivante :

$$\Phi_1 = \frac{1}{v}(v_1H_1 + v_2H_2) \text{ et } \Phi_2 = \frac{1}{v}(v_2H_1 - v_1H_2). \quad (76)$$

Dans cette base, le lagrangien décrivant l'interaction de Yukawa des quarks s'écrit de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{yukawa,quarks}} = -\frac{\sqrt{2}}{v}(\bar{n}_L(M_nH_1 + N_nH_2)n_R + p_L(M_p(i\tau_2H_1^*) + N_p(i\tau_2H_2^*))p_R) + h.c., \quad (77)$$

où les matrices M_n , M_p , N_n , N_p sont définies par :

$$M_{n(p)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_1Y_1^{d(u)} + v_2Y_2^{d(u)}) \text{ et } N_{n(p)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v_2Y_1^{d(u)} - v_1Y_2^{d(u)}). \quad (78)$$

| Classe | m_{11}^2 | m_{22}^2 | m_{12}^2 | λ_1 | λ_2 | λ_3 | λ_4 | λ_5 | λ_6 | λ_7 |
|-----------|------------|------------|------------|-------------|-------------|-------------|-------------------------|-------------------------------------|-------------|--------------|
| I (HF) | | m_{11}^2 | 0 | | λ_1 | | $\lambda_1 - \lambda_3$ | 0 | 0 | 0 |
| II (CP3) | | m_{11}^2 | 0 | | λ_1 | | | $\lambda_1 - \lambda_3 - \lambda_4$ | 0 | 0 |
| III (CP2) | | m_{11}^2 | 0 | | | | | | | $-\lambda_6$ |
| IV (HF) | | | 0 | | | | | 0 | 0 | 0 |
| V (HF) | | | 0 | | | | | | 0 | 0 |
| VI (CP1) | | | réel | | | | | réel | réel | réel |

TABLE 4 – Table récapitulant la structure du lagrangien pour chacune des 6 classes permettant d’empêcher l’apparition de FCNC, une case vide signifie que le paramètre n’a aucune contrainte

Comme le doublet H_1 est le seul doublet à posséder une valeur moyenne non nulle, M_n et M_p sont les matrices de masse des quarks. Les matrices de masse peuvent être diagonalisées par la rotation simultanée des champs droitiers et gauchers des quarks. Les nouvelles matrices sont données par

$$U_L^\dagger M_n U_R^n = M_d \text{ et } U_L^\dagger N_n U_R^n = N_d \quad (79)$$

pour les quarks chargés négativement et par

$$U_L^\dagger M_p U_R^p = M_u \text{ et } U_L^\dagger N_p U_R^p = N_u \quad (80)$$

pour les quarks chargés positivement. Les matrices M_d et M_u sont alors diagonales. Les matrices N_d et N_u ne sont pas nécessairement diagonalisées en même temps que les matrices M_d et M_u . Si ces matrices ne sont pas diagonales, il est possible d’obtenir un couplage entre des quarks de saveurs différentes et de même charge électrique (FCNC pour flavor-changing neutral current) au niveau des arbres. Dans le modèle standard, ce type d’interaction est interdit à l’échelle des arbres, or, un couplage au niveau des arbres entre les quarks de différentes saveurs implique un phénomène non réduit sans ajustement fin. Pour obtenir des modèles à deux doublets de Higgs physiquement réalistes, il est donc nécessaire de choisir les paramètres du potentiel tels que les matrices $M_{n(p)}$ et $N_{n(p)}$ se diagonalisent simultanément ou qu’après diagonalisation, les éléments hors diagonales de la matrice N soit assez faible pour rendre compte de l’expérience.

Une manière naturelle d’introduire cette contrainte est d’imposer une symétrie supplémentaire sur le lagrangien. Il a été montré qu’il n’existe que six classes de lagrangien permettant d’empêcher l’apparition de FCNC, chacune de ces classes possède des relations particulières liant les paramètres du potentiel scalaire. Les différentes classes sont obtenues en imposant une ou plusieurs symétries au lagrangien. Ces symétries appartiennent à deux familles distinctes : les symétries de la famille du Higgs (HF) et les symétries GCP (pour Generalized CP). Soit S une matrice unitaire, alors une symétrie de la famille du Higgs transforme les doublets scalaires de la manière suivante :

$$\Phi_a \rightarrow \Phi_a^S = \sum_{b=1}^2 S_{ab} \Phi_b \quad (81)$$

et si X est une autre matrice unitaire alors une symétrie de la famille GCP transforme les doublets de Higgs par :

$$\Phi_a \rightarrow \Phi_a^X = \sum_{b=1}^2 X_{ab} \Phi_b^* \quad (82)$$

La table 4 résume la structure de chaque classe de lagrangien.

Ces symétries ont été imposées sur la partie scalaire du potentiel, il est nécessaire de les étendre à la partie du potentiel décrivant les interactions de Yukawa. Pour cela il faut préciser comment les champs relatifs aux quarks se transforment lorsque les deux familles de symétries sont appliquées. Dans le cas des symétries GCP, les champs fermioniques se transforment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} q_L &\rightarrow q_L^S = X_L \gamma_0 C q_L^* \\ n_R &\rightarrow n_R^S = X_{nR} \gamma_0 C n_R^* \\ p_R &\rightarrow p_R^S = X_{pR} \gamma_0 C p_R^* \end{aligned} \quad (83)$$

où X_L , X_{nR} et X_{pR} sont des matrices de $U(3)$ et C est la conjugaison de charge. Il est possible d'étendre les symétries GCP aux secteurs de Yukawa. Néanmoins, les contraintes sur les paramètres du lagrangien qui résultent de ces symétries entraînent des modèles non physiquement réalistes, par exemple avec des quarks sans masse. Dans le cas des symétries de la famille du Higgs, les champs fermioniques se transforment de la manière suivante :

$$\begin{aligned} q_L &\rightarrow q_L^S = S_L q_L \\ n_R &\rightarrow n_R^S = S_{nR} n_R \\ p_R &\rightarrow p_R^S = S_{pR} p_R \end{aligned} \quad (84)$$

où S_L , S_{nR} et S_{pR} sont des matrices de $U(3)$. Ces symétries peuvent être étendues au secteur de Yukawa et elles aboutissent à des modèles physiquement réalistes. Une même symétrie peut être étendue de différentes manières, celles-ci conduisant à autant de modèles différents. Par exemple, les différentes extensions au secteur des quarks de la symétrie Z_2 définie par

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (85)$$

aboutissent à la définition de quatre types de modèle à deux doublets de Higgs dans lesquels les FCNC sont absents. Dans chacun des quatre types de modèle, les interactions entre les bosons de Higgs et les fermions sont différentes. Le lagrangien décrivant les interactions de Yukawa peut être écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = & - \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{v} (\xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - i \xi_A^f \bar{f} \gamma_5 f A \\ & - [\frac{\sqrt{2} V_{ud}}{v} \bar{u} (m_u \xi_A^u d_L + m_d \xi_A^d d_R) H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \xi_A^l}{v} \bar{\nu}_L l_R H^+ + h.c.] \end{aligned} \quad (86)$$

Les valeurs des différents ξ sont données dans la table 5, ces facteurs correspondent à la déviation du couplage par rapport à la valeur prévue par le modèle standard. Ils dépendent de $\tan \beta = \frac{v_1}{v_2}$, β est l'angle qui diagonalise le carré de la matrice de masse des bosons de Higgs chargés et pseudo-scalaires et de α (Eq 73). Le couplage entre les bosons de jauge et les bosons de Higgs est le même dans les quatre types de modèle à deux doublets. Le couplage entre le boson h et les bosons W et Z est le couplage du modèle standard corrigé d'un facteur $\sin(\beta - \alpha)$; pour le boson H , le couplage est le même corrigé d'un facteur $\cos(\beta - \alpha)$ alors que le boson CP-impair ne se couple pas aux bosons W et Z .

Les variations de α et $\tan \beta$ pour obtenir des modèles réalistes doivent être précisées. Sans perte de généralité, il est possible de considérer $0 \leq \beta \leq \frac{\pi}{2}$, c'est à dire des valeurs moyennes positives. Dans les quatre types de modèle à deux doublets, lorsque $\tan \beta < 0.3$, le couplage de Yukawa du quark top devient non perturbatif. La borne supérieure est obtenue par un

| | Type I | Type II | Type III | Type IV |
|-----------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| ξ_h^u | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ |
| ξ_h^d | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ |
| ξ_h^l | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ |
| ξ_H^u | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\sin \alpha / \cos \beta$ |
| ξ_H^d | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ |
| ξ_H^l | $\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\sin \alpha / \cos \beta$ |
| ξ_A^u | $\cot \beta$ | $\cot \beta$ | $\cot \beta$ | $\cot \beta$ |
| ξ_A^d | $-\cot \beta$ | $\tan \beta$ | $-\cot \beta$ | $\tan \beta$ |
| ξ_A^l | $-\cot \beta$ | $\tan \beta$ | $\tan \beta$ | $-\cot \beta$ |

TABLE 5 – Table définissant les couplages entre les fermions et les bosons de Higgs neutres pour les quatre types de modèle obtenus par l’extension de la symétrie Z_2 au secteur de Yukawa. Les couplages pour les bosons de Higgs chargés sont donnés par l’équation 86. Les définitions de α et β sont données dans le texte.

raisonnement analogue mais sur le quark b , pour $\tan \beta > 30$, dans la majorité de l’espace des paramètres, l’unitarité est violée. Si $\tan \beta > 100$, le couplage de Yukawa du quark b devient alors non perturbatif. Un changement de signe global des champs h et H n’affecte pas la physique du modèle, il est donc possible de considérer α variant de $-\frac{\pi}{2}$ à $\frac{\pi}{2}$.

Le principal intérêt des modèles à deux doublets de Higgs est d’être un pré-requis nécessaire à la construction de modèle plus élaboré permettant de résoudre différents problèmes du modèle standard. Un de ces modèles va maintenant être présenté, il s’agit de la supersymétrie.

2.3.2 La supersymétrie

La supersymétrie consiste à associer à chaque particule de spin demi-entier une particule de spin entier et inversement, les particules sont alors qualifiées de super-partenaires. La supersymétrie a d’abord été introduite entre les mésons, particules de spin entier composées d’un quark et d’un anti-quark, et les baryons, particules de spin demi-entier composées de trois quarks par Hironari Miyazawa. Puis, dans les années 1971-72, la supersymétrie a été appliquée dans le contexte de la théorie quantique des champs. La première version supersymétrique du modèle standard a été proposé en 1977 par Pierre Fayet, il s’agit du MSSM pour Minimal Supersymmetric Standard Model [85, 106, 137, 113].

De manière générale, les modèles supersymétriques permettent de résoudre le problème de naturalité grâce à l’ajout de particules supplémentaires. Dans le cas où une particule scalaire (de spin zéro) est associée au fermion dont l’interaction de Yukawa est décrite par l’équation 53, les corrections à la masse du boson de Higgs sont données par :

$$\Delta m_H^2 = \frac{1}{8\pi^2} (\lambda_S - |\lambda_f|^2) \Lambda_{UV}^2 + \text{termes d'ordres supérieurs} \quad (87)$$

où λ_S est le couplage de Yukawa entre la particule scalaire et le boson de Higgs. Pour que les corrections s’annulent, il est nécessaire d’imposer $\lambda_S = |\lambda_f|^2$, cette condition est obtenue naturellement pour un lagrangien invariant par supersymétrie, si le lagrangien est invariant par supersymétrie sans qu’elle soit spontanément brisée alors les super-partenaires doivent posséder la même masse. Les super-partenaires auraient donc dû être mis en évidence depuis longtemps.

La solution à cette incompatibilité est de supposer que le lagrangien peut être mis sous la forme effective suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (88)$$

Le terme $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ contient les termes de jauge et le secteur de Yukawa invariant par supersymétrie, ce terme sera responsable des divergences quadratiques dans les corrections de la masse du boson de Higgs. Le terme $\mathcal{L}_{\text{soft}}$ contient les termes de masse et les paramètres de couplage avec une dimension positive et sera responsable des divergences logarithmiques apparaissant dans les corrections de la masse du boson de Higgs. Cette solution peut sembler arbitraire, néanmoins il existe des mécanismes de brisure spontanée de symétrie conduisant à cette structure. La brisure de supersymétrie est alors qualifiée de légère car seule une partie du lagrangien ne respecte plus cette symétrie. Une difficulté supplémentaire apparaît lorsque la supersymétrie est légèrement brisée, en effet les corrections à la masse du boson de Higgs provenant de la partie du lagrangien légèrement brisée s'écrivent alors sous la forme :

$$\Delta m_H^2 = m_{\text{soft}}^2 \frac{\lambda}{16\pi^2} \ln\left(\frac{\Lambda_{UV}}{m_{\text{soft}}}\right) \quad (89)$$

m_{soft} est l'échelle de masse des termes brisant la supersymétrie. Pour régler le problème d'ajustement fin, l'équation 89 impose que m_{soft} ne soit pas trop grand.

MSSM

Dans un modèle supersymétrique, les champs de particules sont représentés par des supermultiplets. Les supermultiplets contiennent une particule et son super-partenaire. Le supermultiplet le plus simple est constitué de deux objets : un spineur et un champ scalaire complexe, il est qualifié de chiral. Le second type de supermultiplet qualifié de supermultiplet de jauge est composé d'une particule de spin 1 avec deux états d'hélicité et d'un spineur.

La construction d'une version supersymétrique du modèle standard ne peut pas être obtenue en utilisant uniquement les champs de particules qu'il contient. Il est nécessaire de doubler le nombre de particules. Dans les modèles supersymétriques, le cas du boson de Higgs est particulier. Pour construire un lagrangien supersymétrique, il est nécessaire d'associer au boson de Higgs son super-partenaire : le Higgsino. Néanmoins, le secteur électrofaible des modèles supersymétriques ne comportant qu'un supermultiplet de boson de Higgs souffre d'anomalie de jauge qui rend la théorie incohérente. Pour annuler ces anomalies, il est nécessaire d'ajouter un second doublet de Higgs. La supersymétrie est donc un modèle à deux doublets de Higgs particulier. Les tables 6 et 7 résument le contenu en particules du MSSM.

Le potentiel du MSSM ou superpotentiel possède la forme suivante :

$$W_{\text{MSSM}} = \bar{u}_i^{\alpha,a} \mathbf{y}_u^{ij} Q_{j,\alpha} \epsilon^{\alpha\beta} H_{u\beta} - \bar{d}_i^{\alpha,a} \mathbf{y}_d^{ij} Q_{j,\alpha} \epsilon^{\alpha\beta} H_{d\beta} - \bar{e}_i^{\alpha} \mathbf{y}_e^{ij} Q_{j,\alpha} \epsilon^{\alpha\beta} H_{e\beta} + \mu (H_u)_\alpha (H_d)_\beta \epsilon^{\alpha\beta} \quad (90)$$

où α et β sont les indices de $SU(2)$ variant dans $\{1, 2\}$, i et j sont les indices de familles appartenant à $\{1, 2, 3\}$ et a est l'indice de couleur variant dans $\{1, 2, 3\}$. \bar{u} , \bar{d} , Q , \bar{e} , L , H_u et H_d sont les supermultiplets définis dans les tables 6 et 7. \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d et \mathbf{y}_e sont des matrices 3×3 dans l'espace des saveurs décrivant les interactions de Yukawa. Le terme $\mu (H_u)_i (H_d)_j \epsilon^{ij}$ est la version supersymétrique du terme de masse du boson de Higgs.

D'autres termes sont autorisés dans le potentiel bien qu'ils ne soient pas inclus dans le potentiel du MSSM car ils violent la conservation du nombre leptonique L (équation 91) ou du

| Noms | | spin 0 | spin 1/2 |
|-------------------------------------|-----------|------------------------------|----------------------------------|
| squarks, quarks (x 3 familles) | Q | $(\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$ | (u_L, d_L) |
| | \bar{u} | \tilde{u}_R^* | u_L^\dagger |
| | \bar{d} | \tilde{d}_R^* | d_L^\dagger |
| sleptons, leptons (x 3 familles) | L | $(\tilde{\nu}, \tilde{e}_L)$ | (ν_L, e_L) |
| | \bar{e} | \tilde{e}_R^* | e_L^\dagger |
| Higgs, higgsinos | H_u | (H_u^+, H_u^0) | $(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$ |
| | H_d | (H_d^0, H_d^-) | $(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$ |

TABLE 6 – Multiplets chiraux dans le MSSM

| Noms | spin 0 | spin 1/2 |
|-----------------|------------------------------|--------------|
| gluino, gluon | \tilde{g} | g |
| winos, bosons W | $\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$ | W^\pm, W^0 |
| bino, boson B | \tilde{B}^0 | B^0 |

TABLE 7 – Multiplets de jauge dans le MSSM

nombre baryonique B (équation 92)

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu' L_i H_u \quad (91)$$

$$W_{\Delta B=1} = \frac{1}{2} \lambda''^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \quad (92)$$

Les champs \bar{u}_i et \bar{d}_i ont $B = -1/3$ et $L = 0$, Q_i a $B = 1/3$ et $L = 0$, le champ \bar{e}_i a $B = 0$ et $L = -1$ et le champ L_i a $B = 0$ et $L = 1$. La conservation du nombre leptonique est violée d'une unité dans l'équation 91 et le nombre baryonique de la même quantité dans l'équation 92.

Pour empêcher l'apparition de ces termes, qui autoriseraient par exemple la désintégration du proton, il faut postuler l'existence d'une symétrie supplémentaire, la R-parité. A chaque supermultiplet de la théorie, une grandeur multiplicative est associée, sa valeur est donnée par :

$$P_M = (-1)^{3(B-L)}, \quad (93)$$

Ainsi, les supermultiplets contenant les quarks et les leptons ont $P_M = -1$ tandis que les supermultiplets de jauge et de Higgs ont $P_M = 1$. Pour que le lagrangien respecte cette symétrie il est nécessaire que le produit des P_M des supermultiplets de chaque terme soit égal à 1. Les termes dans les équations 91 et 92 sont donc interdits.

Une conséquence de la conservation de la R-parité est que la sparticule la plus légère, LSP pour *lightest supersymmetric particle* doit être stable. Si cette particule est électriquement neutre et colorée alors son interaction avec la matière ordinaire est faible, un candidat pour la matière est ainsi obtenu.

Dans sa version la plus générale, le MSSM comporte une centaine de paramètres. Une étude complète du spectre de masse du MSSM ne sera donc pas présentée dans ce manuscrit. Néanmoins, plusieurs approches basées sur des approximations réalistes parviennent à réduire le nombre de paramètres pertinents, un de ces modèles a été particulièrement étudié lors de la thèse, il s'agit du hMSSM.

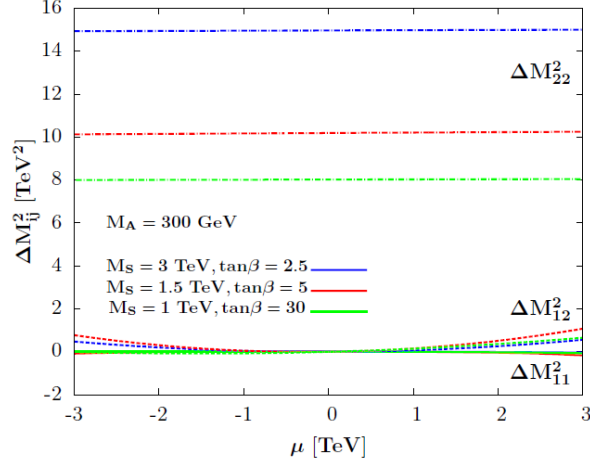


FIGURE 5 – Variation des éléments de la matrice des corrections radiatives en fonction de la masse des Higgsinos pour une masse du boson pseudo-scalaire de 300 GeV pour trois couples $(M_S, \tan \beta)$, le couplage trilineaire A_t est choisi pour que la masse du boson de Higgs le plus léger soit comprise entre 123 - 129 GeV

hMSSM

Le hMSSM [134, 108] se focalise sur le secteur du Higgs, il utilise les informations supplémentaires apportées par la découverte du boson de Higgs en particulier sa masse pour contraindre les paramètres du MSSM. Il suppose que le boson de Higgs observé au LHC est le plus léger des deux bosons de Higgs scalaires pairs. Dans le MSSM, la matrice de masse des bosons de Higgs scalaires CP-pairs s'écrit, dans la base (H_u, H_d) des états d'interaction :

$$M_H^2 = M_Z^2 \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & -\sin \beta \cos \beta \\ -\sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix} + M_A^2 \begin{pmatrix} \sin^2 \beta & -\sin \beta \cos \beta \\ -\sin \beta \cos \beta & \cos^2 \beta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \Delta M_{11}^2 & \Delta M_{12}^2 \\ \Delta M_{12}^2 & \Delta M_{22}^2 \end{pmatrix} \quad (94)$$

où ΔM_{11}^2 , ΔM_{22}^2 and ΔM_{12}^2 sont les corrections radiatives. Dans le MSSM, la masse du boson de Higgs vérifie la relation suivante à l'échelle des arbres :

$$m_h < m_Z |\cos(2\beta)| \quad (95)$$

La masse mesurée du boson de Higgs à 125 GeV implique donc des corrections radiatives grandes. Dans une grande partie de l'espace des paramètres, il est possible de montrer qu'une seule de ces corrections radiatives est dominante :

$$\Delta M_{22}^2 \gg \Delta M_{11}^2, \Delta M_{12}^2 \quad (96)$$

En effet, un balayage de l'espace des paramètres pertinents en imposant $123 < m_h < 129$ GeV montre que $\Delta M_{11}^2 < \Delta M_{12}^2 < O(\Delta M_{22}^2)$ comme l'illustre la figure 5. De plus, négliger ΔM_{11}^2 et ΔM_{12}^2 devant ΔM_{22}^2 entraîne des variations inférieures à 5% pour m_h et α par rapport au calcul complet, comme le montre la figure 6. Le hMSSM utilise ces observations pour inclure de façon effective les corrections radiatives dans le potentiel du boson de Higgs en échangeant ΔM_{22}^2 par m_h .

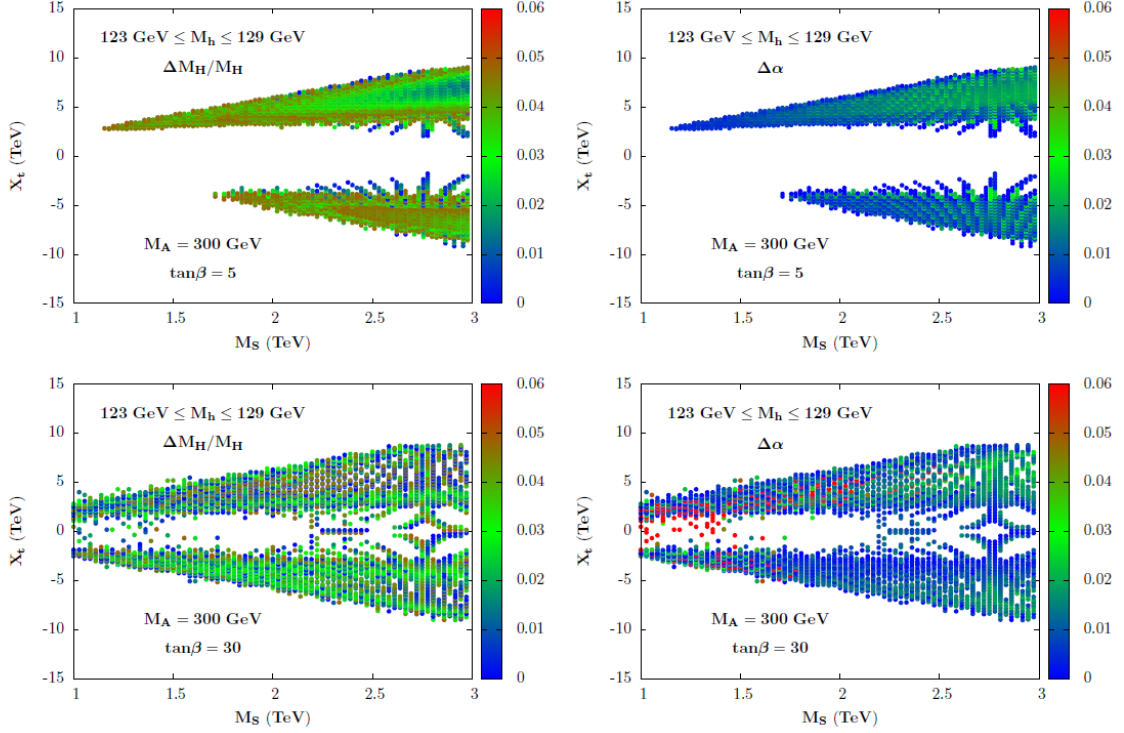


FIGURE 6 – Variation maximale de m_H (à gauche) et de α (à droite) lorsque les éléments de matrice ΔM_{11}^2 et ΔM_{12}^2 sont négligés ou non pour $M_A = 300$ GeV avec $\tan\beta = 5$ (haut) et $\tan\beta = 30$ (bas). X_t est défini par $X_t = A_t - \mu \cot\beta$. Pour chaque point, les grandeurs sont calculées pour $|\mu| < 3TeV$, $|A_t, A_b| < 3M_S$, $0.5TeV < M_S < 3TeV$

Dans le cadre de cette approximation, il est possible de remplacer le paramètre ΔM_{22}^2 par la masse du Higgs scalaire le plus léger pour étudier le reste du secteur du Higgs. Après diagonalisation de la matrice m_H^2 , l'expression de ΔM_{22}^2 est donnée par :

$$\Delta M_{22}^2 = \frac{m_h^2(m_A^2 + m_Z^2 - m_h^2) - m_A^2 m_Z^2 \cos^2 2\beta}{m_Z^2 \cos^2 \beta + m_A^2 \sin^2 \beta - m_h^2} \quad (97)$$

Une expression de α peut également être obtenue :

$$\alpha = -\arctan\left(\frac{(M_Z^2 + M_A^2) \cos\beta \sin\beta}{m_Z^2 \cos^2 \beta + m_A^2 \sin^2 \beta - m_h^2}\right) \quad (98)$$

Le MSSM étant un modèle à deux doublets de type II, les couplages donnés dans la table 5 peuvent être exprimés en fonction de deux paramètres m_A et $\tan\beta$. Une mesure des couplages du boson de Higgs du modèle standard peut donc être utilisée pour contraindre les paramètres du MSSM. Des approximations supplémentaires liées aux corrections radiatives des couplages sont toutefois nécessaires. Le couplage entre le boson de Higgs h et le quark b reçoit des corrections radiatives provenant des boucles de sbotton et de gluino. Le couplage à l'ordre des arbres c_b^0 est alors modifié de la manière suivante :

$$c_b \approx c_b^0 \left[1 - \frac{\Delta_b}{1 + \Delta_b} (1 + \cot\alpha \cot\beta)\right] \text{ avec } \Delta_b \simeq \frac{2\alpha_S \mu m_{\tilde{g}} \tan\beta}{3\pi \max(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{b}_2})} \quad (99)$$

Ces corrections peuvent être négligées si $m_A \gg m_Z$. De la même manière, le couplage entre le boson de Higgs du modèle standard et le quark top reçoit des corrections radiatives de la part des stops :

$$c_t \approx c_t^0 \left[1 + \frac{m_t^2}{4m_{\tilde{t}_1}^2 m_{\tilde{t}_2}^2} (m_{\tilde{t}_1}^2 + m_{\tilde{t}_2}^2 - (A_t - \mu \cot \alpha)(A_t - \mu \tan \alpha)) \right] \quad (100)$$

Les contraintes provenant du LHC sur ce couplage à travers la production associée du boson de Higgs au quark top étant faible, ces corrections peuvent être négligées. Les corrections brisant l'universalité des couplages entre les quarks charm et top d'une part et le quark b et le lepton τ d'autre part sont ignorées. L'impossibilité de mesurer le rapport d'embranchement du boson de Higgs se désintégrant en une paire de quarks charm $BR(h \rightarrow cc)$ au LHC et la précision actuelle de 40 % sur la mesure du rapport d'embranchement du boson de Higgs se désintégrant en paire de leptons tau justifie ce choix.

3 Dispositifs expérimentaux

Cette partie présente les dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés pour enregistrer les données traitées lors de la thèse. Elle se décompose en deux sections : la première section présente le dispositif qui permet d'accélérer les particules à une vitesse proche de la lumière et ensuite de les faire entrer en collision. La seconde section est dédiée au dispositif permettant de détecter les particules produites lors de ces collisions.

3.1 LHC : large hadron collider

Le Large Hadron Collider (LHC) [112] est un collisionneur circulaire de 27 km de circonférence. Les collisions sont principalement des collisions de protons, toutefois des collisions de noyaux plus lourds comme le plomb sont réalisées. Cet accélérateur se trouve au CERN à la frontière franco-suisse. Après l'approbation du projet en 1994, sa construction débute en 2000 à la place du LEP (Large Electron Positron Collider), néanmoins les premières études du projet remontent aux années 1980. Après l'arrêt du Tevatron en septembre 2011, il est le seul accélérateur de particules à pouvoir explorer les phénomènes physiques à l'échelle du TeV.

Le LHC étant un collisionneur hadronique, il est avant tout une machine d'exploration, un de ces objectifs était de mettre en évidence l'existence du boson de Higgs. Cet objectif a été atteint, néanmoins, comme il a été abordé dans la partie 2, certaines questions n'ont toujours pas de réponse et la recherche de nouvelle physique demeure un de ces objectifs principaux. Le LHC peut également réaliser des mesures de précisions comme par exemple fournir une mesure plus précise de la masse du top.

3.1.1 Présentation générale

Les protons ne sont pas injectés directement dans le LHC pour y être accélérés. Comme le montre la figure 7, le complexe du LHC est composé d'une série d'accélérateurs linéaires et circulaires, qui vont accélérer les protons jusqu'à une énergie de 450 GeV, puis le LHC les accélère jusqu'à une énergie de 7-8 TeV lors de la première prise de données (Run 1) ou 13 TeV lors de la seconde prise de données (Run 2). Les protons sont produits par ionisation d'un gaz d'hydrogène, puis ils sont alors accélérés par le Linac2, un accélérateur linéaire de 80 m de long jusqu'à une énergie de 50 MeV. Les protons sont ensuite injectés dans un accélérateur de 157 mètres de circonférence : le PSB pour Proton Synchrotron Booster, ils atteignent une énergie de 1.4 GeV. Ils sont accélérés finalement par le PS (Proton Synchrotron), un accélérateur circulaire de 628 mètres de circonférence et par le SPS (Super Proton Synchrotron), un accélérateur circulaire de 6.9 kilomètres de circonférence. A la sortie de ces accélérateurs, ils ont respectivement une énergie de 26 GeV et 450 GeV. Les protons sont alors injectés dans le LHC.

Le LHC est utilisé par 6 expériences :

- ATLAS (A Toroidal LHC AparatuS) [33] et CMS (Compact Muon Solenoid) [96] sont deux expériences généralistes ayant comme programme de recherche : la mise en évidence de nouvelle physique, les mesures de précisions, l'étude des collisions d'ions lourds, etc. . .
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) [77] est une expérience se focalisant sur l'étude de la physique du quark b. Sa luminosité est plus faible que celle d'ATLAS et CMS.
- ALICE [64] est une expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds, en particulier, elle étudie un état particulier de la matière : le plasma de quarks-gluons.

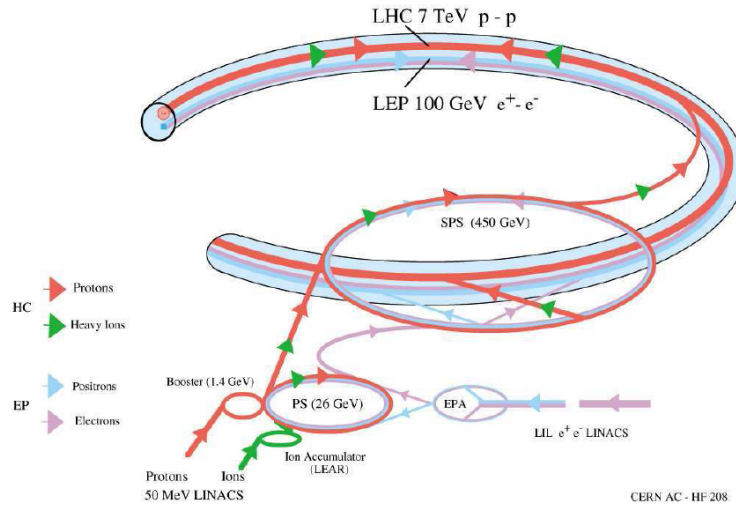


FIGURE 7 – Complexe du LHC

- LHCf (Large Hadron Collider forward) [99] est une expérience de détection de particules à des angles faibles, c'est à dire très proche du faisceau du LHC. L'objectif est de pouvoir simuler les rayons cosmiques.
- TOTEM (TOTAl cross section , Elastic scattering and diffraction Measurement at the LHC) [100] est une expérience pour mesurer la section efficace totale des collisions proton-proton et étudier les processus diffractifs.

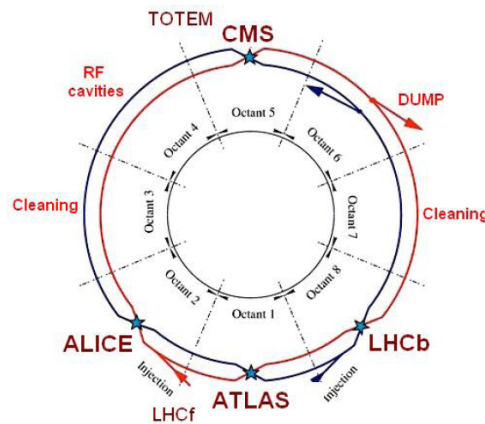


FIGURE 8 – Emplacement des différentes expériences sur l'anneau du LHC

La figure 8 montre la localisation des différentes expériences sur l'anneau du LHC. Le LHC est divisé en 8 secteurs, 4 d'entre eux contiennent les 6 expériences décrites précédemment. Un secteur contient les cavités radio-fréquence servant à accélérer les protons et un autre est utilisé pour extraire le faisceau de protons de l'anneau, à la fin d'une prise de données ou lorsqu'un problème est détecté.

3.1.2 Fonctionnement et performances

Le LHC est composé d'un total de 9593 aimants. La plupart des aimants sont refroidis par de l'hélium superfluide à une température 1,9 K, à cette température les aimants sont supraconducteurs. Tous les aimants ne remplissent pas les mêmes fonctions. Le rôle des 1232 dipôles est de courber la trajectoire des protons à l'aide d'un champ magnétique de 8,33 Teslas. Les 392 aimants quadripolaires contrôlent la largeur du faisceau. Les aimants restants ont pour but de corriger différents effets liés à la trajectoire ou à la forme des faisceaux, ils servent également à focaliser les faisceaux aux points d'interactions.

Au sein des faisceaux la densité de protons n'est pas uniforme, les protons sont regroupés en paquets. Chaque faisceau est composé de 2808 paquets de protons qui eux-même ne sont pas régulièrement espacés mais forme 72 trains de paquets séparés de 25 ns dans le fonctionnement nominal de la machine. Les espaces entre les paquets sont liés à des contraintes au moment du remplissage du faisceau mais aussi de son extraction.

Les premières collisions dans le LHC ont eu lieu le 10 septembre 2008. Quelques jours plus tard, un incident majeur s'est produit au niveau d'une connexion entre deux aimants qui ont perdu leur état supraconducteur, une zone résistive est apparue et a créée un arc électrique qui a endommagé la machine. Une année a été nécessaire pour réparer les dommages et ajouter de nouvelles protections. A partir de novembre 2009, le LHC a été remis en fonctionnement avec une augmentation progressive de l'énergie des collisions. Les premières collisions à 7 TeV ont eu lieu le 30 mars 2010. Puis en 2012, les premières collisions avec une énergie dans le centre de masse à 8 TeV se sont produites jusqu'en 2013, ces trois années forment le Run 1. En mai 2015, le LHC a redémarré avec des collisions à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV, le LHC fonctionnera pendant 3 années dans ces conditions formant le Run 2 du LHC. Puis, un nouvel arrêt technique aura lieu, il aura pour objectif d'améliorer les dispositifs qui injectent les faisceaux dans le tunnel du LHC. Pendant 3 ans, il fonctionnera au double de la luminosité actuelle. Puis, deux années d'arrêt technique auront lieu à nouveau, pour permettre l'amélioration de l'accélérateur et des expériences avec pour objectif de collecter environ 3000 fb^{-1} de données.

3.1.3 Energie dans le centre de masse et luminosité

Du point de vue des expériences de physique, deux grandeurs caractéristiques des accélérateurs sont importantes. La première est l'énergie dans le centre de masse. Comme le montre la figure 9, les sections efficaces des processus physiques présentant un intérêt majeur augmentent avec l'énergie dans le centre de masse des collisions, elles augmentent plus rapidement que les sections efficaces d'interactions élastiques $p\bar{p}$ ou pp .

La seconde grandeur importante du point de vue de l'expérience est la luminosité. La luminosité intervient dans le calcul du nombre d'événements de la manière suivante :

$$N = \sigma \mathcal{L} \quad (101)$$

La luminosité peut être calculée en fonction des paramètres du faisceau :

$$\mathcal{L} = \frac{n_1 n_2 f N_b F}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (102)$$

où n_1 et n_2 sont les nombres de protons par paquet dans les deux faisceaux, f est la fréquence de révolution, au LHC, elle vaut 11245 Hz. La grandeur N_b est le nombre de paquets de protons

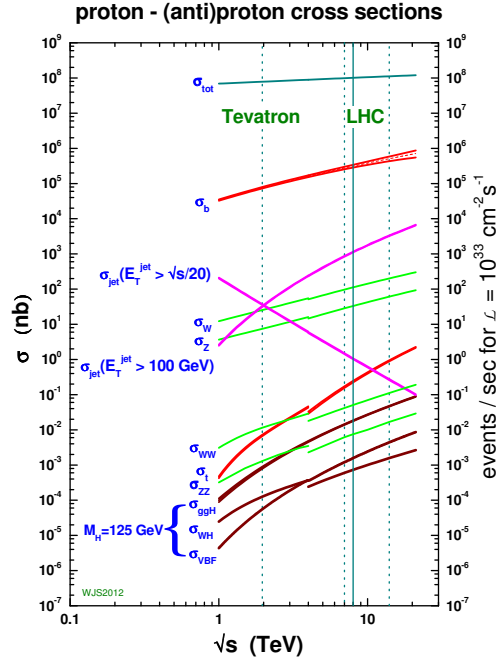


FIGURE 9 – Evolution de la section efficace en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour certains processus physiques. La cassure à 4 TeV correspond au changement $p\bar{p}$ vers pp

(pour un faisceau), F est un facteur géométrique qui tient compte de l'angle avec lequel les faisceaux se croisent. Les quantités σ_x et σ_y sont des grandeurs transverses caractéristiques du faisceau au point de collision, elles peuvent être considérées, en première approximation, comme l'extension spatiale du faisceau. La détermination de la taille du faisceau est réalisée par un scan dit de Van der Meer [143]. Il consiste à décaler de $\delta_{x,y}$ l'un des faisceau dans l'une des directions transverses, la luminosité en fonction de ce décalage est alors donnée par :

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_0} = \exp\left(-\frac{\delta_{x,y}^2}{4\sigma_{x,y}^2}\right) \quad (103)$$

Ainsi, un ajustement de la fonction $\mathcal{L} = f(\delta)$ permet d'accéder aux paramètres du faisceau. Les scans de Van der Meer sont réalisés lors de prises de données spéciales, ils ne peuvent donc pas être utilisés directement pour déterminer la luminosité enregistrée par le détecteur. Chaque détecteur possède un dispositif particulier permettant de mesurer la luminosité, il consiste à compter le nombre moyen d'interactions μ_{vis} à chaque croisement de paquets. La luminosité est alors donnée par cette formule :

$$\mathcal{L} = \frac{\mu_{\text{vis}} N_b f}{\sigma_{\text{vis}}} \quad (104)$$

La quantité σ_{vis} est définie par :

$$\sigma_{\text{vis}} = \mu_{\text{vis}}^{\text{max}} \frac{2\pi\sigma_x\sigma_y}{n_{1,\text{max}}n_{2,\text{max}}} \quad (105)$$

La formule 101 rappelle qu'une luminosité élevée est importante pour obtenir un nombre d'événements importants. Néanmoins, un problème relatif à une luminosité élevée est le nombre

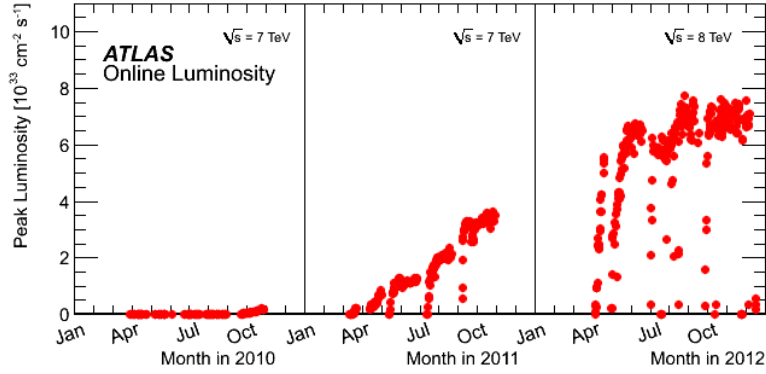


FIGURE 10 – Luminosité au début de chaque prise de données en fonction du temps pour l’ensemble du Run 1

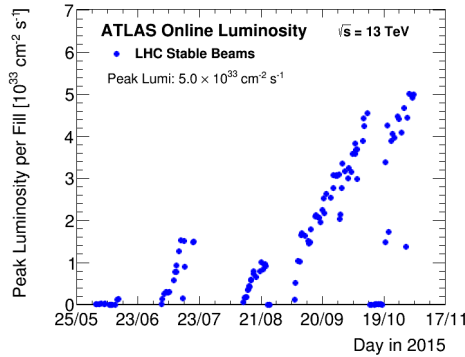


FIGURE 11 – Luminosité au début de chaque prise de données en fonction du temps pour le début du Run 2

croissant d’interactions proton-proton dont la section efficace de l’ordre de 100 mb est bien plus élevée que celle des processus physiques d’intérêt, comme le montre la figure 9. Par exemple, la section efficace de production du boson de Higgs est environ 10^{12} fois plus faible que la section efficace de diffusion inélastique du proton.

Les figures 10 et 11 montrent l’évolution de la luminosité enregistrée au début de chaque prise de données par le détecteur ATLAS pour respectivement le Run 1 et le début du Run 2. En effet, la formule 102 montre que la luminosité dépend du nombre de protons au sein du paquet, ce nombre décroît au cours du temps à cause des collisions.

La quantité totale de données enregistrées par ATLAS et CMS est de $5 fb^{-1}$ pour une énergie dans le centre de masse 7 TeV, de $20 fb^{-1}$ pour une énergie de 8 TeV et de $3.2 fb^{-1}$ pour une énergie de 13 TeV comme le montre la figure 12. On constate également que sur toutes les données enregistrées par le détecteur, seule une partie, environ 90%, est utilisée pour réaliser des analyses de physique car un problème matériel survient par exemple un bruit élevé dans une partie du détecteur.

La table 8 montre l’évolution des caractéristiques importantes du faisceau au cours du temps.

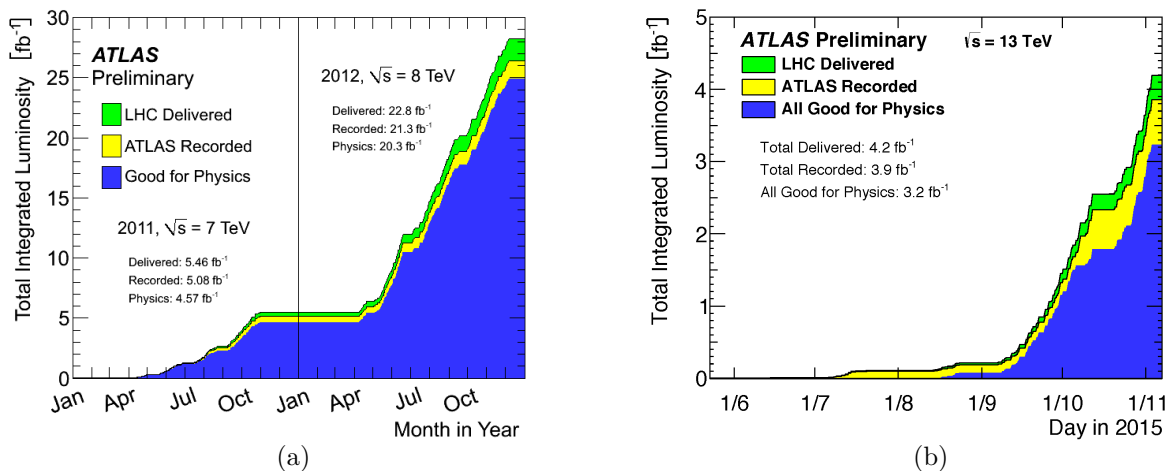


FIGURE 12 – Evolution de la luminosité intégrée pour (a) le Run 1 et (b) le début du Run 2

| | fin du Run 1 | fin 2015 | 2016 | Nominal |
|---|-----------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|
| E_{cm} (TeV) | 8 | 13 | 13 | 14 |
| n_1, n_2 | 1376 | 2244 | 2748 | 2808 |
| N_b (TeV) | $1,6 \times 10^{11}$ | $1,2 \times 10^{11}$ | $1,2 \times 10^{11}$ | $1,15 \times 10^{11}$ |
| $\Delta t_{\text{paquets}}$ (ns) | 50 | 25 | 25 | 25 |
| β^* (cm) | 60 | 80 | 40 | 55 |
| ϵ ($\mu\text{m rad}$) | 2.5 | 3.5 | 3.5 | 3,75 |
| \mathcal{L} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) | 0.76×10^{34} | 0.51×10^{34} | 10^{34} | 10^{34} |
| $\langle \mu \rangle$ | 22 | 15 | | 23 |

TABLE 8 – Evolution de grandeurs caractéristiques du faisceaux et comparaison avec la valeur nominale. ϵ est l'émittance des faisceaux, cette grandeur caractérise leur largeur. La grandeur β^* est la valeur de la fonction bêatron au point de collision, elle représente le degré de focalisation du faisceau. $\langle \mu \rangle$ est le nombre moyen d'interactions proton-proton par croisement de faisceaux. En 2016, les caractéristiques des faisceaux devraient permettre d'atteindre la luminosité optimale.

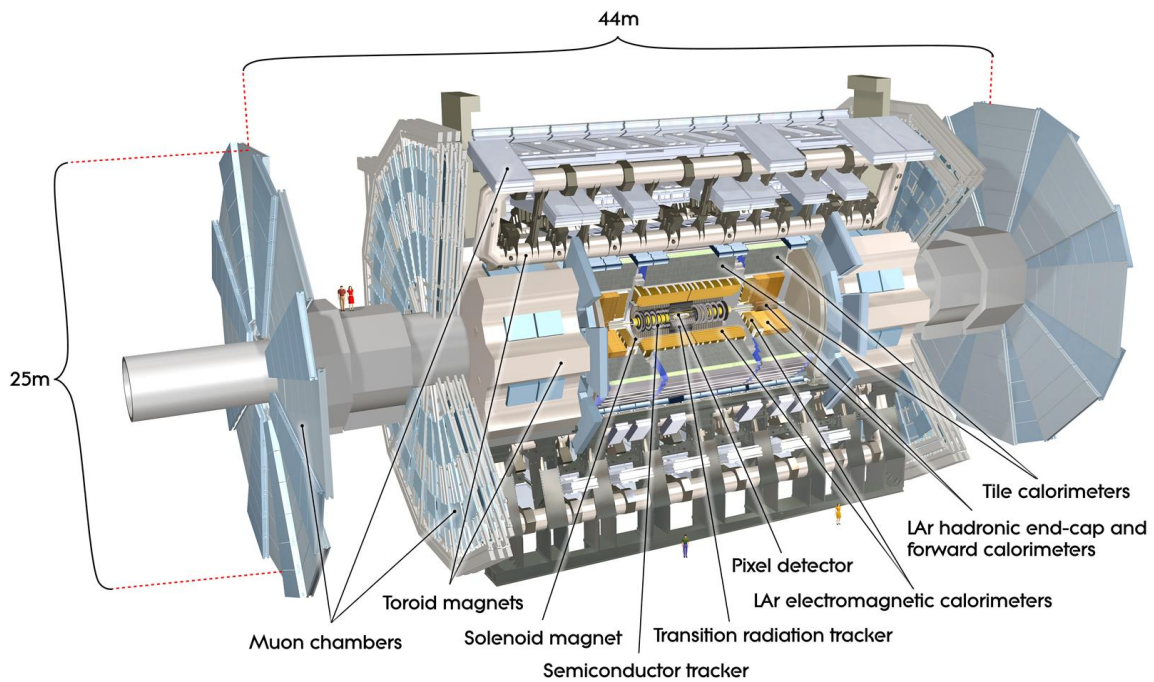


FIGURE 13 – Vue du détecteur ATLAS

3.2 Détecteur ATLAS

3.3 Vue générale

Le détecteur ATLAS [33] est l'un des deux détecteurs généralistes avec CMS. Il possède une longueur de 44 m, une hauteur de 25 m et il pèse 7000 tonnes. La figure 13 montre un schéma du détecteur. C'est un détecteur 4π de géométrie cylindrique. Il est composé de :

- un détecteur interne qui permet la reconstruction de la trajectoire des particules chargées ainsi que la mesure de leur impulsion.
- Un calorimètre hadronique dont les différentes parties sont composées de tuiles scintillantes ou d'argon liquide. Il permet une mesure de l'énergie des jets et de l'énergie manquante.
- Le spectromètre à muons qui permet de reconstruire l'impulsion des muons.

Chaque élément va être présenté en détails dans les parties suivantes. Le repère utilisé par l'expérience utilise les axes cartésiens définis de la manière suivante :

- L'origine O est le centre du détecteur
- L'axe x horizontal est dirigé vers le centre du LHC.
- L'axe y est orienté vers le haut.
- L'axe z correspond à l'axe du faisceau, le sens est choisi pour obtenir un repère direct.

Les analyses de physique n'utilisent pas les coordonnées cartésiennes, peu pratiques étant donné la géométrie du détecteur. Les coordonnées sphériques sont préférées, l'angle azimuthal Φ se trouve dans le plan xOy et a pour origine $y = 0$ et l'angle θ défini par rapport à l'axe z .

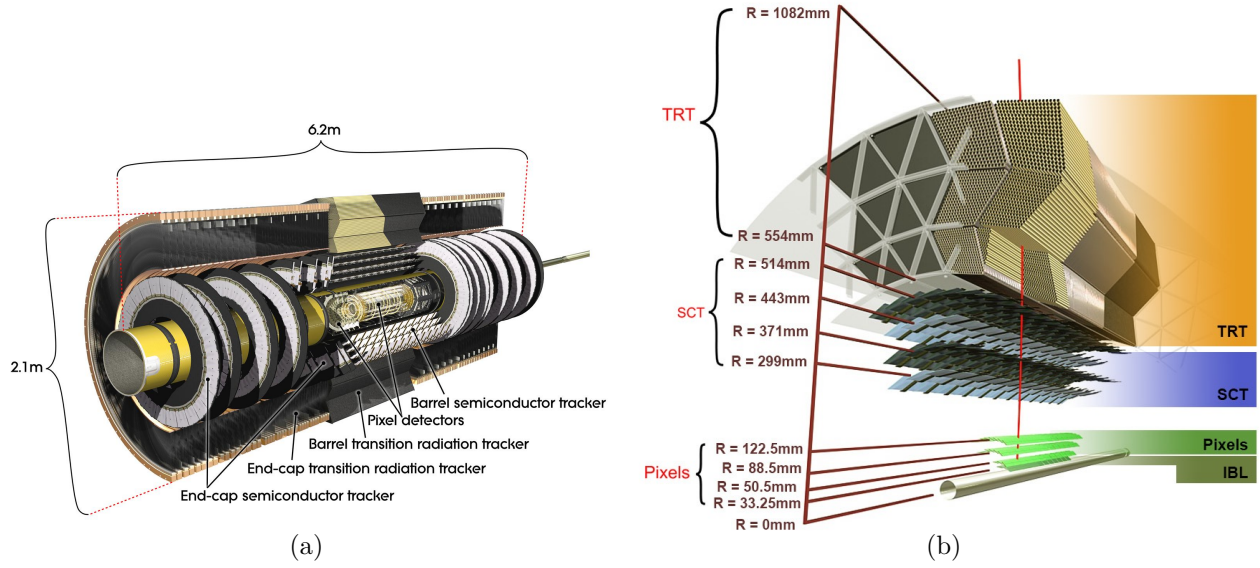


FIGURE 14 – (a) Schéma du détecteur, l'IBL n'est pas représenté (b) Agencement des différents sous-détecteurs

A la place de l'angle θ , la pseudo-rapacité η est en général utilisée, elle est définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (106)$$

Deux raisons permettent d'expliquer ce choix, la première est que la pseudo-rapacité est l'approximation de la rapidité y lorsqu'une particule à une masse nulle, elle est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (107)$$

La seconde raison est que la densité de particules provenant des collisions inélastiques est uniforme en pseudo-rapacité dans la partie centrale du détecteur.

3.3.1 Détecteur interne

Le détecteur interne représenté sur la figure 14 est composé de 3 sous-détecteurs. En s'éloignant de l'axe du faisceau, on trouve :

- le détecteur à pixels ;
- le détecteur silicium à micro-pistes ou SCT ;
- le détecteur à rayonnement de transition ou TRT.

Le détecteur possède une longueur de 6,2 m et un diamètre de 2,1 m. L'objectif premier du détecteur interne est de mesurer la trajectoire des particules dans la région $|\eta| < 2,5$. De plus, leur impulsion peut être déterminée en courbant leur trajectoire. La résolution attendue sur la mesure de l'impulsion transverse p_T des traces est donnée par :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,05\% p_T \oplus 1\% \quad (108)$$

où le facteur 0,05% est la résolution intrinsèque du détecteur interne et le terme 1% décrit l'effet des interactions multiples. Une trajectoire reconstruite sera qualifiée de trace, elle sera

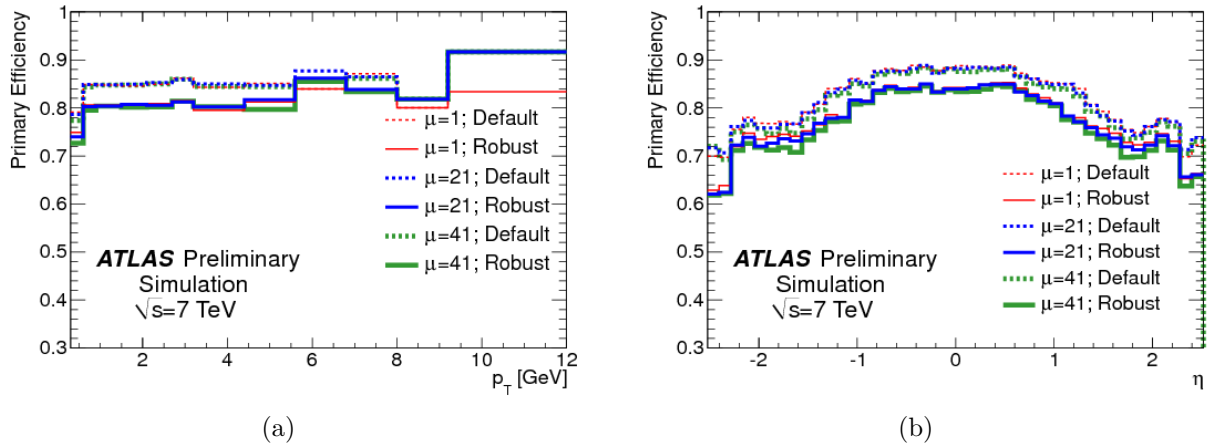


FIGURE 15 – Efficacité de reconstruction des traces provenant d’un vertex primaire (a) en fonction du p_T (b) en fonction du η

constituée en général dans le tonneau de 3 (4 pour le Run 2) coups dans le détecteur à pixels, de 8 bandes du SCT et de 30 tubes du TRT, ces nombres peuvent toutefois varier en fonction des critères de sélection des traces. La figure 15 montre l’efficacité de reconstruction pour deux critères de reconstruction avec différents niveaux d’empilement [9]. L’efficacité de reconstruction est de l’ordre 90 % dans le tonneau et de 70 % dans les bouchons. L’empilement a un effet réduit de l’ordre de 1 % sur l’efficacité de reconstruction des traces.

La reconstruction des trajectoires des particules possédant une impulsion de plus de 400 MeV permet :

- la reconstruction des points d’interaction (vertex) primaires et secondaires. Les vertex secondaires sont créés par des particules possédant un temps de vie assez long ($> 3 \times 10^{-11}$ s).
- l’identification des leptons τ et des quarks b
- la discrimination entre les électrons et les photons. En première approximation, les électrons laissent une trace dans le détecteur alors que les photons ne déposent aucune énergie.

Pour courber la trajectoire des particules chargées selon Φ et accéder à leur impulsion, un champ magnétique axial de 2 Teslas est généré par un solénoïde parcouru par un courant d’intensité 7,73 kA [147, 5].

Le détecteur interne [3, 4] est le détecteur le plus proche du faisceau, il doit donc être très résistant au radiation. Pour atténuer les effets des radiations, le détecteur à pixels et le SCT fonctionnent à -7°C . De plus, pour compenser les pertes de performance associées, une quatrième couche de pixels, l’IBL pour Insertable B-Layer [94], a été ajoutée entre le Run 1 et le Run 2. Afin d’obtenir une mesure précise de l’énergie par les détecteurs au-delà du détecteur interne, il est nécessaire de minimiser son influence sur les particules le traversant. Cet effet est quantifié à l’aide de deux longueurs chacune étant associée à un type d’interaction, la longueur de radiation quantifie l’effet par interaction électromagnétique et la longueur d’interaction quantifie l’effet par interaction hadronique, ces deux longueurs correspondent à la distance moyenne à partir de laquelle la particule ne possède plus qu’une fraction $\frac{1}{e}$ de son énergie, le reste de l’énergie étant perdu par l’interaction considérée. Les processus mis en jeu sont les

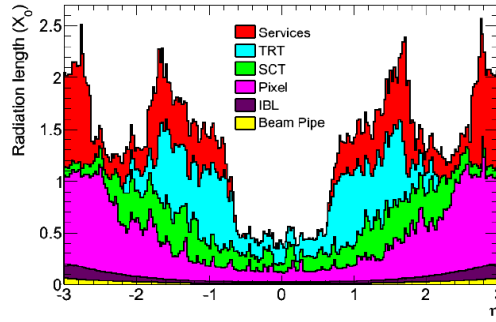


FIGURE 16 – Matière en amont du calorimètre

suivants :

- environ 40 % des photons sont convertis en paires d'électron-positron
- une partie de l'énergie des électrons est rayonnée par Bremsstrahlung
- une partie des pions chargés subit une interaction hadronique inélastique

La figure 16 montre la matière en amont du calorimètre. Le cryostat et le solénoïde sont inclus dans cette figure, le solénoïde représente $0,66 X_0$ en incidence normale. Chaque sous-détecteur va maintenant être présenté.

Détecteur à pixels

Au Run 1, le détecteur à pixels [74] était composé de 3 couches. Dans le tonneau, les couches sont de forme cylindrique et se trouvent à une distance de 50,5, 88,5 et 122,5 mm de l'axe du faisceau. Dans les bouchons, les couches de pixels ont la forme d'un disque, elles se trouvent à une distance de 49,5, 58 et 65 cm. Ces trois couches sont composées au total de 47732 pixels incluant 46080 canaux de lecture, chacun des pixels possède une taille $50 \times 400 \mu\text{m}^2$.

Le pixel est composé d'une zone active semi-conductrice dont la résistance aux radiations a été augmentée par un enrichissement en oxygène. Lorsqu'une particule traverse le milieu, elle crée des paires électron-trou et donc un courant est collecté par une électrode. Le signal est transmis par une bille d'indium à l'électronique de lecture frontale, si le courant est supérieur à une valeur seuil alors le passage de la particule est détecté.

Pour compenser les pertes de performance liées aux radiations une quatrième couche de pixels a été ajoutée entre le Run 1 et le Run 2. Pour cela, il a été nécessaire de réduire la taille du tube dans lequel circule le faisceau de protons. L'IBL se trouve à une distance de 25.7 mm de l'axe du faisceau.

Au Run 1, la résolution sur la coordonnée ϕ était de $10 \mu\text{m}$ et de $150 \mu\text{m}$ sur la coordonnée z dans le tonneau et R dans les bouchons. L'amélioration de la résolution pour les paramètres d'impact transverse et longitudinal est montrée sur la figure 17

Détecteur silicium à micro-pistes

Le principe de fonctionnement du détecteur silicium à micro-pistes est le même que le détecteur à pixels, il repose sur l'utilisation d'un semi-conducteur. La différence réside dans la segmentation en bandes au lieu de pixels ce qui permet de couvrir une surface plus grande en gardant un nombre de voies de lecture raisonnable de l'ordre de 6 millions.

Dans le tonneau, le détecteur est composé de 4 cylindres concentriques de rayons 299, 371,

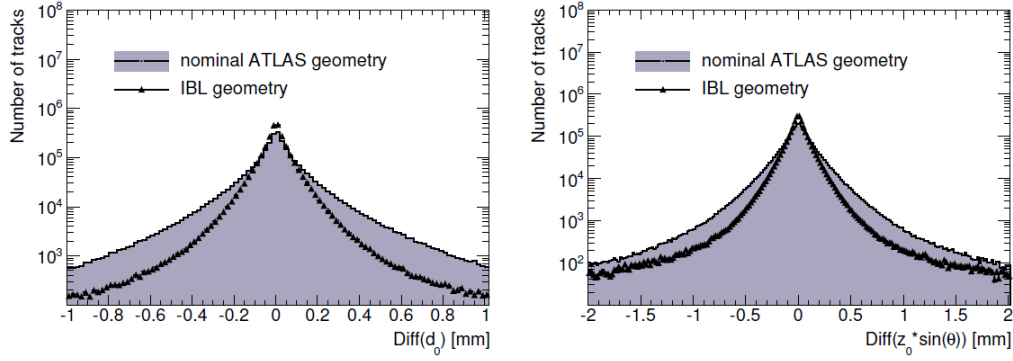


FIGURE 17 – Différence entre le vrai paramètre d’impact et le paramètre reconstruit avec et sans IBL, à droite il s’agit du paramètre d’impact transverse et à gauche le paramètre d’impact longitudinal.

443 et 514 mm couvrant la région $|\eta| < 1.1$. Dans les bouchons, le détecteur consiste en 9 disques de taille variable situés entre $z = \pm 854\text{mm}$ et $z = \pm 2720\text{mm}$. Chaque module du détecteur est composé de deux plans de détection formant un angle de 40 mrad. Chaque plan de détection est segmenté en 770 pistes de 12 cm de long et de $80\ \mu\text{m}$ de large qui représente une surface de $6 \times 13\ \text{cm}^2$. La résolution du SCT est de $17\ \mu\text{m}$ en Φ et de $580\ \mu\text{m}$ selon z pour le tonneau et R pour les bouchons.

Détecteur à rayonnement de transition

Le dernier sous-système du détecteur interne est le détecteur à rayonnement de transition, sa couverture angulaire est $|\eta| < 2,0$. La technologie utilisée par ce sous-détecteur est différente des deux sous-détecteurs présentés précédemment, elle ne repose plus sur un semi-conducteur solide mais sur un mélange gazeux. Le TRT est composé de tubes à dérive en polyamide de 4 mm de diamètre, chaque tube possède une anode en tungstène plaquée or de $31\ \mu\text{m}$ de diamètre reliée à l’électronique de lecture. La paroi portée à une tension de - 1530 V sert de cathode. Les tubes sont remplis d’un mélange de Xenon (70 %), de dioxyde de carbone (27 %) et de dioxygène (3 %) porté à une surpression de 5-10 mbar. Dans le tonneau, les tubes ont une longueur de 144 cm et sont parallèles à l’axe du faisceau. Dans les bouchons, les tubes orientés radialement ont une longueur de 37 cm, ils sont regroupés en 20 disques, chacun composé de 8 couches de tubes. Le nombre total de voies de lecture est d’environ 351000. L’information fournie par le TRT est essentiellement unidimensionnelle, il possède une résolution suivant ϕ de $130\ \mu\text{m}$. La faible résolution spatiale comparée aux détecteurs en silicium est compensée par un nombre plus important de points de mesure. Il permet par exemple la détection des vertex de désintégration des particules à grande durée de vie (K_S^0).

Du polypropylène permettant d’augmenter le rayonnement de transition est placé entre les tubes. En effet, le TRT collecte deux types d’électron : les électrons provenant de l’ionisation du gaz dû au passage des particules dans le milieu et les électrons provenant de l’ionisation du milieu par des photons de transition émis lors de la traversée de milieux d’indices optiques différents. Une propriété intéressante de ce rayonnement de transition est qu’il dépend du facteur de Lorentz γ de la particule chargée émettant le rayonnement, le TRT fonctionne donc avec deux seuils : le seuil bas (0,2 keV) permet de mesurer le passage de toutes particules

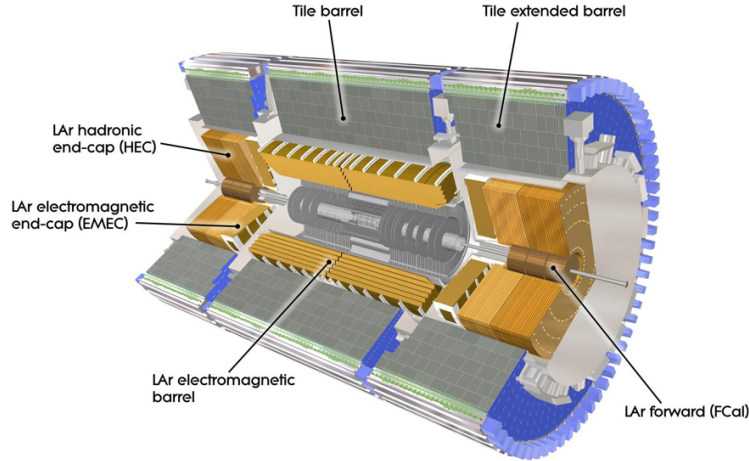


FIGURE 18 – Schéma du système calorimétrique d'ATLAS

chargées alors que le seuil haut (5,5 keV) indique le passage d'une particule ayant un facteur de Lorentz élevé. Le TRT peut donc servir à identifier les électrons et à rejeter les pions. En effet, ces deux types de particules possèdent des gammes de facteurs de Lorentz différents [7].

3.3.2 Calorimètres

Les calorimètres ont pour objectif de mesurer l'énergie des électrons, photons et hadrons neutres ou chargés. Ils doivent être suffisamment profond pour contenir l'ensemble de la gerbe. Grâce à sa couverture jusqu'à $|\eta| < 4.9$, ils permettent également de mesurer l'énergie transverse manquante emportée par les neutrinos ou toute nouvelle particule n'interagissant pas avec le détecteur. Ils jouent un rôle dans le système de déclenchement d'ATLAS. Les calorimètres sont des calorimètres à échantillonnage, ils sont composés d'une alternance de matériaux absorbeurs dans lesquels la gerbe va se développer et de matériaux sensibles utilisés pour mesurer le signal.

Le système calorimétrique d'ATLAS présenté sur la figure 18 est composé de trois sous-détecteurs :

- un calorimètre électromagnétique à argon liquide composé d'une partie tonneau couvrant $|\eta| < 1,475$ et de deux bouchons situés à $1,375 < |\eta| < 3,2$.
- un calorimètre hadronique composé de tuiles scintillantes dans le tonneau d'acceptance $|\eta| < 1,7$ et d'un calorimètre à argon liquide dans les bouchons d'acceptance $1,5 < |\eta| < 3,2$.
- un calorimètre vers l'avant couvrant la région $3,2 < |\eta| < 4,9$ dont le milieu absorbeur est du cuivre ou du tungstène et le milieu actif de l'argon liquide.

Calorimètre électromagnétique

Le milieu absorbeur du calorimètre électromagnétique [1] est le plomb. Pour $|\eta| < 0.8$ ($|\eta| > 0.8$), l'épaisseur des couches de plomb dans le tonneau est de 1,53 mm (1,13) alors que dans les bouchons, l'épaisseur est de 1.7 (2.2) mm pour $|\eta| < 2.5$ ($|\eta| > 2.5$). Le milieu actif du calorimètre est de l'argon liquide dans lequel se trouve des électrodes en kapton portées à un potentiel de 2 kV. La distance de dérive de chaque côté de l'électrode est 2.1 mm. Lorsqu'un

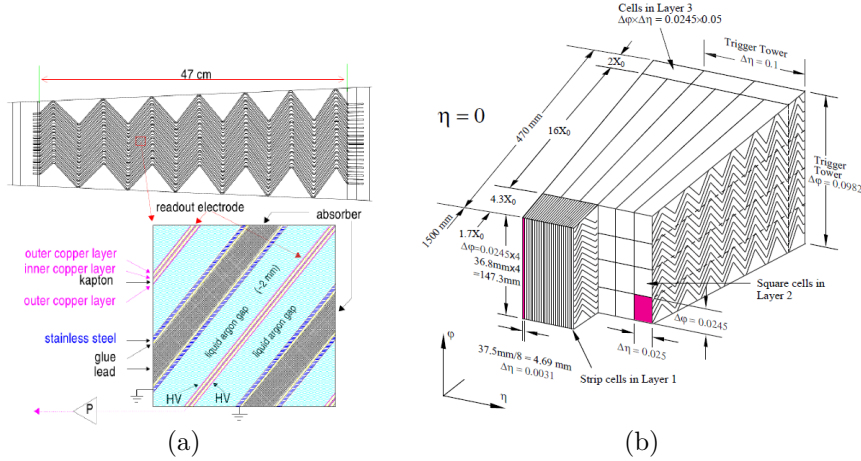


FIGURE 19 – (a) En haut, l’amplitude des plis dans le tonneau varie avec la profondeur pour obtenir des modules projectifs. L’angle des plis est choisi pour maintenir la largeur des gaps d’argon liquide constante. En bas, agencement des différents milieux (b) Segmentation d’un module du calorimètre

électron ou un photon traverse le milieu absorbeur, il crée une cascade d’émission de Bremsstrahlung et de conversion en paire e^+e^- . Les électrons de basses énergies ainsi générés vont ioniser l’argon liquide. Les électrons d’ionisation dérivent alors jusqu’à l’électrode. Le temps de dérive est de l’ordre de 400 ns, ce temps est relativement long par rapport à l’intervalle de temps entre 2 collisions (25 ns). Une géométrie en accordéon visible sur la figure 19a ainsi qu’une intégration de la charge totale sur un temps de 40 - 50 ns permet une extraction rapide du signal.

La segmentation longitudinale du calorimètre est composée de trois couches, chacune possédant sa propre segmentation transverse comme le montre la figure 19b.

La première couche du calorimètre possède la segmentation la plus fine en η , sa granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025/8 \times 0,1$ dans la région $|\eta| < 1.4$. Dans les bouchons, la segmentation varie en fonction de η :

- pour $1,5 < |\eta| < 1,8$: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025/8 \times 0,1$
- pour $1,8 < |\eta| < 2,0$: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025/6 \times 0,1$
- pour $2,0 < |\eta| < 2,4$: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025/4 \times 0,1$

L’épaisseur de la couche est d’environ $4.4 X_0$. Elle possède une très bonne résolution en η qui permet de distinguer les photons provenant des pions qui sont en général très proches comme le montre la figure 20.

La seconde couche est la couche où l’essentiel du développement de la gerbe se produit, sa profondeur est d’approximativement $18 X_0$ et sa granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$. La mesure de cette couche combinée avec celle de la première couche du calorimètre permet d’obtenir la direction incidente du photon et d’accéder à son vertex.

La dernière couche contient la fin de la gerbe électromagnétique, elle possède une épaisseur d’environ $2 X_0$ et une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,05 \times 0,025$.

En plus de ces trois couches, le calorimètre électromagnétique est précédé d’une quatrième couche couvrant la région $|\eta| < 1.8$, il s’agit du pré-échantillonneur possédant une épaisseur de 1,1 cm (0,5 cm) dans le tonneau (bouchons) et une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times$

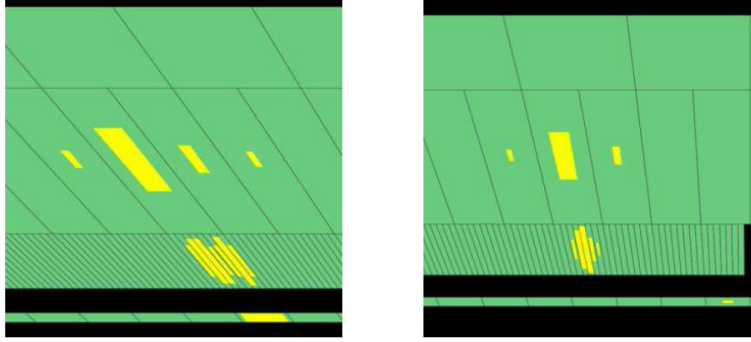


FIGURE 20 – L'événement de gauche montre la possible désintégration d'un pion Π_0 se désintégrant en deux photons, bien que très proches, les deux photons sont visibles dans la première couche. Dans le cas d'un photon parfaitement isolé, la forme dans la première couche est très différente comme le montre l'événement de droite.

0,01. Il permet de corriger les pertes d'énergie induites par les matériaux se trouvant avant le calorimètre. La particule incidente va ioniser le milieu produisant un signal proportionnel aux pertes d'énergie avant le calorimètre.

Le calorimètre possède 170 000 canaux de lecture. Des cartes mères situées à l'avant ou à l'arrière du calorimètre somment le signal et l'envoient vers des cartes électroniques frontales (Front en board ou FEB). Dans les FEB, le courant est amplifié par différents gains (1, 10 et 100). De plus, afin d'annuler en moyenne l'effet de l'empilement, le signal de sortie est bipolaire, c'est à dire qu'il possède des valeurs à la fois positives et négatives dont le temps de montée de 5% à 100% est choisi à 45 ns pour minimiser le bruit total. Si un signal de déclenchement est reçu, le gain le plus adapté est choisi pour être transmis à des cartes de lecture (ROD) qui déterminent l'énergie et si celle-ci est supérieure à cinq fois le bruit total, la position du maximum d'énergie est déterminée. L'électronique du calorimètre comporte également une partie dédiée au système de déclenchement. Un schéma de l'électronique est montré sur la figure 21.

La résolution du calorimètre [72] est donnée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (109)$$

où E est l'énergie reconstruite, a est le terme d'échantillonnage ou terme stochastique qui décrit les fluctuations statistiques associées au développement de la gerbe électromagnétique. Sa valeur est de 10% pour $\eta = 0$. Le facteur b est le terme de bruit décrivant les fluctuations provenant du bruit électronique et du pile-up, la dépendance en $1/E$ montre que ce terme est particulièrement important à basse énergie. Sa valeur est d'environ 300 MeV. La grandeur c est le terme constant qui indique la non-uniformité de la réponse du calorimètre à cause des gradients de température, des non-uniformités et des impuretés du matériau, des imperfections mécaniques et des dommages liés aux radiations. Sa valeur nominal est de l'ordre de 0.7% dans le tonneau. Ce terme est important dans les études à hautes énergies.

Après le calorimètre électromagnétique se trouve le calorimètre hadronique.

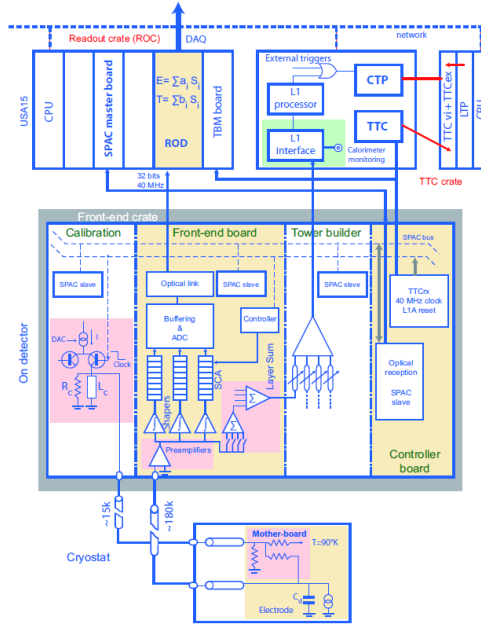


FIGURE 21 – Schéma de l'électronique du calorimètre électromagnétique. La lecture des signaux repose principalement sur les Front-end-boards et les ROD.

Calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique reconstruit l'énergie et la position des jets issus des quarks et gluons. En effet, lorsqu'un quark ou un gluon est produit par un processus physique, le quark se propage en émettant d'autres quarks et gluons, la gerbe de partons (ou parton shower) est ainsi créée. De plus, la liberté asymptotique, propriété de l'interaction forte implique que seules les particules de couleur blanche peuvent se propager librement, les quarks se regroupent donc en hadrons, c'est la hadronisation.

Le calorimètre hadronique possède une épaisseur d'au moins 8 longueurs d'interaction afin de contenir totalement les particules de plus hautes énergies et limiter les fuites vers le spectromètre à muons. Le calorimètre hadronique se compose de trois sous-détecteurs :

- Dans la région centrale $|\eta| < 1$, un tonneau à tuiles scintillantes et en acier est placé au dessus du tonneau du calorimètre électromagnétique.
- Le tonneau est prolongé par 2 extensions couvrant la région $0,8 < |\eta| < 1,7$. Elles se composent de tuiles scintillantes et d'acier placées au dessus des bouchons du calorimètre électromagnétique.
- Deux bouchons à argon liquide ferment le calorimètre dans la région $1,7 < |\eta| < 3,2$, ils sont situés derrière les bouchons du calorimètre électromagnétique.

La reconstruction des jets repose sur le regroupement d'amas de cellules (cluster), celle-ci sera détaillée dans une partie ultérieure. Sa résolution en énergie nominale est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (110)$$

Le tonneau possède une longueur de 5.8 m de long et les extensions mesurent 2.6 m chacune. Ils forment une couche cylindrique de rayon interne 2,28 m et de rayon externe 4,25 m divisée

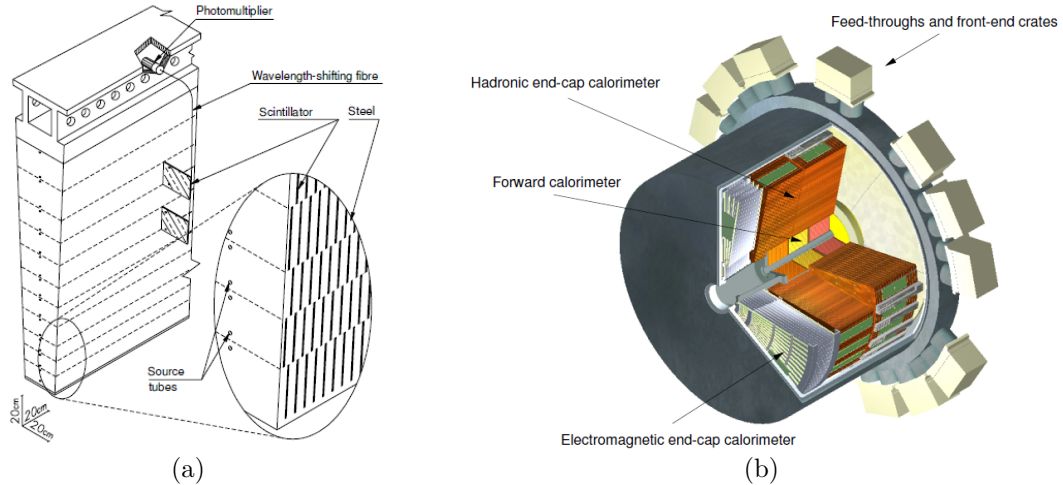


FIGURE 22 – (a) Schéma d'un module du calorimètre à tuiles (b) Cryostats des bouchons communs au calorimètre électromagnétique et hadronique

en trois couches de segmentations différentes. Les deux premières couches ont une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ alors que la troisième couche a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,2$, l'ensemble du calorimètre à tuiles [2] est composé de 64 modules dont le schéma est montré sur la figure 22a. Les tuiles scintillantes sont placées dans une matrice d'acier perpendiculairement à l'axe du faisceau. Les tuiles sont composées de polystyrène dopé au fluor qui lorsqu'une particule les traverse émettent une lumière de scintillation ultraviolette. Cette lumière est collectée des deux côtés des cellules par une fibre optique à décalage de longueur d'onde. Les fibres optiques provenant d'une même cellule sont regroupées puis le signal est mesuré par deux photo-multiplicateurs distincts.

Les bouchons utilisent le même matériau actif que le calorimètre électromagnétique : l'argon liquide mais le matériau passif est du cuivre. De plus, la géométrie n'est plus en accordéon mais une succession de plans parallèles entre eux perpendiculaires à l'axe du faisceau. Chaque bouchon est constitué de deux roues alignées longitudinalement épaisses de 82 et 96 cm avec un rayon de 2,03 m, ils sont composés de 32 modules. La lecture des signaux est similaire au calorimètre électromagnétique à l'exception du fait que les pré-amplificateurs sont dans l'argon liquide. Les bouchons électromagnétiques et hadroniques partagent les mêmes cryostats comme le montre la figure 22b.

Le calorimètre vers l'avant

Le calorimètre vers l'avant améliore l'hermiticité de l'ensemble des calorimètres d'ATLAS, il couvre la région $3,2 < |\eta| < 4,9$. Cette partie du détecteur est importante pour déterminer l'énergie transverse manquante et totale. Sa position implique qu'il est soumis à un flux intense de particules. Il est composé de trois modules de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ pour lesquels le milieu actif est l'argon liquide. Pour le premier module, le milieu passif est le cuivre afin d'obtenir une meilleure résolution. Les deux autres modules utilisent le tungstène comme milieu passif, la densité de ce matériau permet d'obtenir des gerbes étroites et courtes. Les électrodes sont composées de deux cylindres concentriques séparés pour chaque module de respectivement 269, 276, 508 μm . Le temps de dérive est plus court que celui du calorimètre 60 ns ce qui

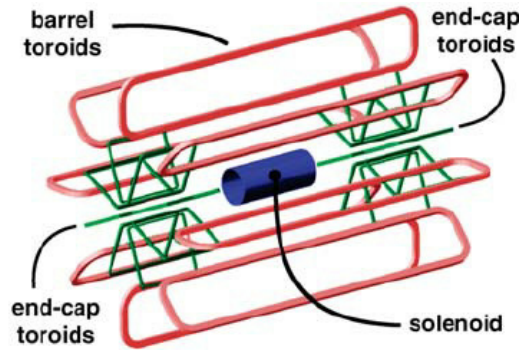


FIGURE 23 – Schéma des aimants du détecteur ATLAS. Le solénoïde est représenté en bleu, le toroïde générant le champ magnétique dans la partie centrale en rouge et dans les bouchons en vert.

minimise les effets dûs au flux intense de particules. Le calorimètre est composé de 3524 voies de lecture.

3.3.3 Spectromètre à Muons

Le spectromètre à muons permet de mesurer l'impulsion et la charge des muons, ce sont les seules particules à atteindre cette partie du détecteur à l'exception des neutrinos. Il a été conçu pour obtenir une résolution de 10% pour un muon de 1 TeV, il couvre la région $|\eta| < 2.7$. Le tonneau du spectromètre couvre la région $|\eta| < 1$, néanmoins une zone proche de $\eta \approx 0$ n'est pas instrumentée, il est composé de trois couches de rayons 5, 7,5 et 10 m. Les bouchons couvrent la région $1 < |\eta| < 2,7$, ils sont composés de quatre roues situées à $|z| = 7,4, 10,8, 14$ et 21,5 m.

Comme pour le détecteur interne, un champ magnétique doit être généré pour courber la trajectoire des muons selon η . Il possède une valeur de 1 Tesla dans le tonneau et 0.5 Tesla dans les bouchons et est produit par un toroïde à air parcouru par un courant d'intensité 22,3 kA et s'étend sur 26 m de long et possède un diamètre de 22 m [5]. Du fait des matériaux magnétiques se trouvant dans la zone où le champ est généré mais également du recouvrement entre les champs créés dans le tonneau et les bouchons (figure 23), le champ est inhomogène, néanmoins sa valeur est connue avec une précision de 5% grâce à un calcul de Biot et Savart et aux mesures des sondes à effets Halls réparties sur tout le spectromètre.

Quatre technologies de détection sont utilisées pour mesurer la trajectoire des muons, deux d'entre elles sont destinées à la mesure précise de la coordonnée η , les deux autres sont utilisées pour la mesure de ϕ et le système de déclenchement, les systèmes de mesures associés à ces technologies sont les suivants :

- Les chambres à tubes à dérivation (MDT)
- Les chambres proportionnelles multifils (CSC)
- Les chambres à plaques résistives (RPC)
- Les chambres à intervalle fin (TGC)

Elles vont maintenant être présentées, leur emplacement dans le spectromètre est montré sur la figure 24

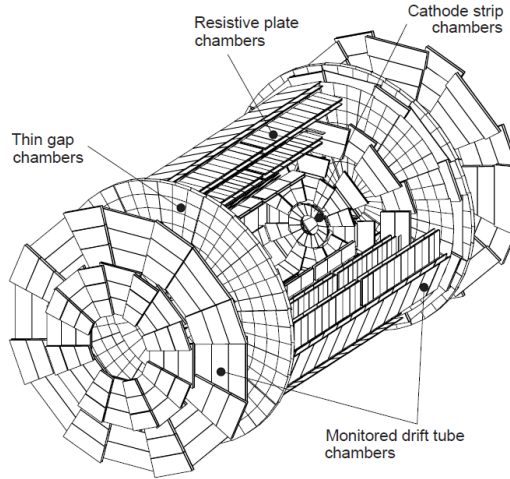


FIGURE 24 – Emplacement des différentes chambres.

Chambre de précision

Dans toutes les régions couvertes par le détecteur sauf la région $2 < |\eta| < 2.7$, des chambres à tubes à dérive sont utilisées pour mesurer la trajectoire. Elles consistent en des tubes en aluminium de 30 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux composé 93% d'argon et 7% de CO_2 à une pression de 3 bars. Le schéma d'un tube est montré sur la figure 25a. L'anode de diamètre 50 μm se trouve au centre du tube, elle est composée de tungstène-rhénium et est portée au potentiel 3080 V, la cathode est la paroi du tube. Les tubes collectent les électrons créés par le passage des muons. Les tubes sont regroupés en couches de 16 à 72 tubes dépendant de la tailles des chambres, ces couches sont regroupées par trois (chambres du milieu ou externes) ou quatre (chambres internes). La résolution sur la position en η est de 80 μm pour un tube et de 30 μm pour la chambre complète.

Pour la région $2 < |\eta| < 2,7$, le taux de comptage nominal de 150 Hz des chambres à tubes à dérive n'est pas suffisant. A la place, des chambres proportionnelles multifils sont utilisées avec un taux de comptage de 1 kHz. Le mélange gazeux utilisé est composé de 80% d'argon et de 20% de CO_2 . Les anodes sont également en tungstène-rhénium mais le diamètre est plus petit, il est de 30 μm , elles sont portées au potentiel de 1900 V. Les cathodes sont des plans éloignés de 2,5 mm des anodes et sont segmentées en pistes permettant une mesure en ϕ . La lecture des signaux se fait par un couplage capacitif induit sur les cathodes. La résolution d'un plan est de 60 μm en η et de 5 mm en ϕ . Une résolution de 40 μm est atteinte en combinant l'information des quatre couches de fils qui composent une chambre. Dans chaque bouchon huit grandes chambres et huit petites chambres sont utilisées pour former une roue comme le montre la figure 25b.

Chambre de déclenchement

L'objectif des chambres de déclenchement est de réagir rapidement lorsqu'un muon traverse la chambre, cette chambre peut donc être utilisée dans le système de déclenchement de premier niveau d'ATLAS. Elle peuvent également mesurer la coordonnée ϕ . Le tonneau du spectromètre est instrumenté par des chambres à plaques résistives, elles consistent en deux plaques résistives en matière plastique parallèles séparées de 2 mm. Un mélange de 94,7% de tétrafluoroéthane,

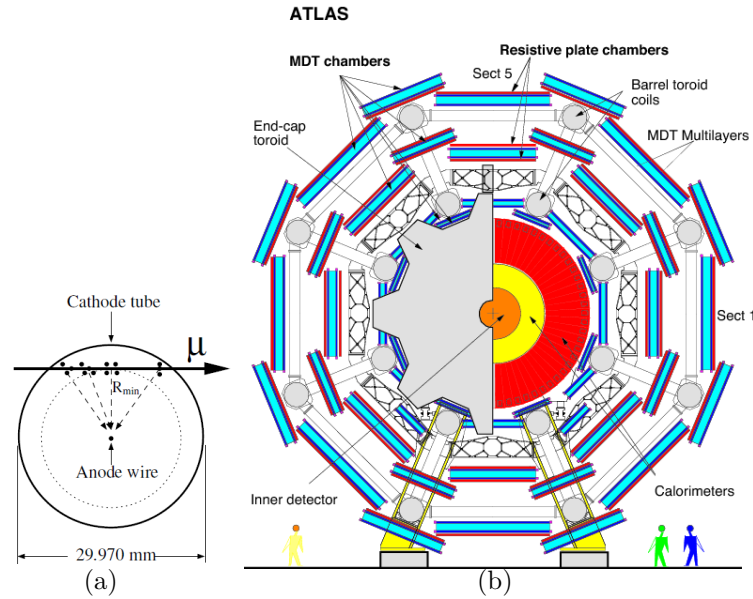


FIGURE 25 – (a) Fonctionnement des tubes à dérive (b) Vue transverse de la disposition des chambres du spectromètre à muons

de 5% d'isobutane et de 0,3% d'hexafluorure de soufre se trouve entre les plaques où un champ électrique de 4,9 kV/mm est appliqué. Le passage d'un muon dans une chambre entraîne une avalanche d'ionisation, deux pistes de lecture perpendiculaires permettent une reconstruction en deux dimensions de la trajectoire des muons avec une résolution de 10 mm.

Les bouchons sont composés de chambres à intervalle fin, ce sont des chambres avec une structure similaire à celle des chambres proportionnelles multifils. Les cathodes sont également segmentées en pistes orthogonales aux anodes permettant une mesure selon ϕ . Les anodes ont un diamètre de 50 μm et sont plaquées de cuivre. Les chambres sont remplies d'un mélange de 55% de CO_2 et 45 % de n-pentane. Un temps de réponse court (4 ns) est obtenu par une faible distance entre les anodes (1,8 mm) et entre les anodes/cathodes (1,4 mm) associées à une tension élevée 2900 V. Les chambres à intervalle fin qui consistent en trois couches de détecteurs ont une résolution selon η de 2 à 6 mm et de 3 à 7 mm pour la direction selon ϕ . Les chambres à intervalle fin sont associées aux chambres à tubes à dérive pour avoir deux couches de détecteurs. Pour atteindre l'objectif en résolution, il est également nécessaire d'aligner correctement toutes les chambres. Pour cela un système optique est installé sur le spectromètre, il est composé de caméras CCD qui enregistrent des images à des points clés du spectromètre éclairés par des LEDs infrarouge. L'alignement du spectromètre est connu avec une précision variant de 1 – 100 μm

3.3.4 Détecteurs vers l'avant

En plus, du détecteur proche du point d'interaction, trois détecteurs supplémentaires sont placés à plus grande distance du point d'interaction.

Le détecteur LUCID pour luminosity measurement using Cerenkov Detector. Il permet de mesurer la luminosité d'ATLAS. Il comporte deux modules situés à 17 m de chaque côté du point d'interaction. Chaque module est composé de 20 tubes en aluminium de 1,5 m de long

remplis de C_4F_{10} à 1,4 bar. Les particules chargées dépassant une impulsion seuil émettent un rayonnement Cerenkov enregistré par des photomultiplicateurs. LUCID enregistre donc le nombre de particules chargées dépassant une impulsion, ce nombre est proportionnel à la luminosité. La normalisation absolue est alors obtenue grâce au scan de Van der Meer.

Le second détecteur est le ZDC (Zero Degree Calorimeter) est situé à $\pm 140\text{m}$ du point de collision. Il mesure les neutrons émis à l'avant $|\eta| > 8,3$ lors des collisions d'ions lourds. ZDC est un calorimètre composé d'un compartiment électromagnétique et de trois compartiments hadroniques. L'énergie est mesurée grâce à la détection de la lumière Cerenkov émise par les particules dans les tubes de quartz. Le ZDC n'est opérationnel que lors des prises de données sur les ions lourds.

Le dernier détecteur est le détecteur ALFA (Absolute Luminosity for ATLAS) situé à $\pm 240\text{m}$ du point de collision. Son objectif est de mesurer la luminosité absolue grâce à une mesure de l'amplitude de diffusion élastique à petit angle. Les mesures d'ALFA ont lieu lors de prises de données spéciales car les angles mesurés sont plus petits que la divergence du faisceau lors de prise de données normales. ALFA mesure la trajectoire des particules à l'aide de fibres scintillantes avec une résolution de $30 \mu\text{m}$.

3.3.5 Système de déclenchement

Dans son fonctionnement nominal, la fréquence de croisement des paquets de protons est 40 MHz, cette fréquence est bien supérieure à la fréquence d'enregistrement du détecteur ATLAS qui dans son fonctionnement nominal peut atteindre 300 MHz. Les événements doivent donc être sélectionnés très rapidement après la prise de données pour ne conserver que ceux intéressants d'un point de vue physique. Cette sélection est réalisée par le système de déclenchement. Au Run 1, le système de déclenchement était composé de trois niveaux, pour le Run 2 le système de déclenchement a été simplifié, les deux derniers niveaux ont été fusionnés.

Run 1

Au premier niveau du système de déclenchement, le niveau L1, la décision de garder ou non l'événement doit être prise en $2,5 \mu\text{s}$ pour limiter la taille des mémoire tampon d'ATLAS. A ce niveau, les informations provenant du calorimètre et du spectromètre à muons sont utilisées. L'information provenant du calorimètre utilise une granularité réduite de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$ et aucune segmentation longitudinale, des conditions simples d'isolation peuvent être appliquées. Le système de déclenchement utilise également l'information des chambres de déclenchement pour prendre une décision. Si une des chambres détecte un coup alors une fenêtre en $\Delta\eta \times \Delta\phi \times \Delta t$ est ouverte sur les chambres adjacentes. Si assez de coups sont détectés alors la décision de garder ou non l'événement peut être prise en fonction de critères pré-établis. En attendant d'être traitées, les informations de tout le détecteur ATLAS sont stockées dans un pipeline. Le processeur du niveau L1 chargé d'envoyer ces informations au niveau suivant, le niveau L2, envoie également les régions d'intérêt où des objets ont été détectés. Les régions relatives aux muons ont une taille de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$, celles relatives aux objets électromagnétiques une taille de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$ et celles des jets une taille de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,4 \times 0,4$.

Le niveau L2 dispose de l'ensemble des informations provenant du détecteur ATLAS, il n'utilise néanmoins que les traces du détecteur interne et les régions d'intérêt identifiées par le niveau L1. Les algorithmes de reconstruction sont très proches des algorithmes finaux. La décision d'envoyer l'événement au dernier niveau du système de déclenchement doit être prise

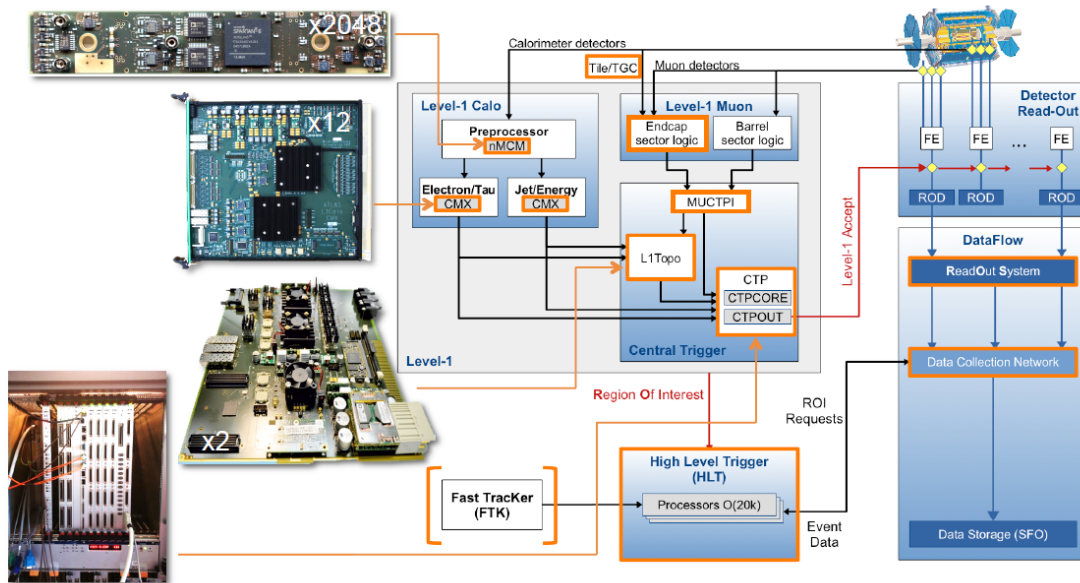


FIGURE 26 – Système de déclenchement d’ATLAS au Run 2. En orange, les évolutions par rapport au Run 1 sont indiquées.

en 40 ms.

Le dernier niveau du système de déclenchement est le filtre à événements. Il utilise les algorithmes de reconstruction standards, pour lesquels les constantes d’étalonnage sont mises à jour régulièrement. La différence avec la reconstruction hors-ligne réside dans les valeurs différentes de ces constantes d’étalonnage, dans le cas de la reconstruction hors-ligne, un délai de 36 h entre la prise de données et la reconstruction est utilisée pour calculer des constantes adaptées. La décision de prendre ou garder l’événement est prise en 4 s. Les événements acceptés sont envoyés dans le système d’acquisition d’ATLAS pour être enregistrés dans différents flux ce qui permet de réduire la quantité de données traitées par les différentes analyses. Suivant les critères qui ont été utilisés pour garder l’événement, il n’est pas envoyé dans tous les flux. Un événement peut se retrouver dans plusieurs flux.

Run 2

Le système de déclenchement d’ATLAS a évolué entre le Run 1 et le Run 2. L’électronique du niveau L1 a été modernisée permettant ainsi un meilleur traitement de l’information. De nouvelles chambres de déclenchement ont été installées afin d’améliorer de 4% la couverture du système de déclenchement. Les améliorations effectuées ont permis d’augmenter le taux d’acquisition des événements de 70 kHz à 100 kHz. L’amélioration majeure du système de déclenchement est la fusion du niveau L2 et du filtre à événements en un seul niveau le système de déclenchement à haut niveau, HLT pour Higher-level trigger. Cette fusion a permis de réduire la duplication du code et des algorithmes. De plus, les critères de déclenchement ont été réoptimisés, l’inefficacité du système de déclenchement a ainsi été réduite d’un facteur 2. Le taux d’événements enregistrés a ainsi été augmenté de 400 Hz à 1 kHz. L’ensemble des modifications et ajouts sur le système de déclenchement est montré sur la figure 26.

4 Statistiques

Des outils statistiques ont été développés pour quantifier l'accord entre une hypothèse ou un modèle et les données observées pour les phénomènes probabilistes.

La première section présente les deux approches statistiques permettant d'interpréter les données observées : l'approche fréquentiste et l'approche bayésienne. La seconde partie se concentre sur le formalisme permettant de tester différentes hypothèses et présente la méthode, sous certaines hypothèses, permettant d'obtenir la séparation maximale entre deux hypothèses : le rapport de fonction vraisemblance. Les troisième et quatrième parties présentent respectivement la construction de la fonction de vraisemblance utilisée et les tests statistiques définis pour mesurer les grandeurs physiques. La dernière partie présente une méthode alternative pour mettre une limite sur le paramètre : la méthode CL_s .

4.1 Introduction

Les incertitudes associées aux phénomènes de physique peuvent être interprétées en terme de probabilité. Ainsi, une mesure indiquera uniquement la probabilité qu'une hypothèse soit vraie. Si cette probabilité est plus faible qu'une valeur arbitrairement choisie alors l'hypothèse est rejetée. Les probabilités ont été définies par Kolmogorov [128] en utilisant la théorie des ensembles. Soit S un ensemble et A et B deux sous-ensembles de S , les trois axiomes qu'il a énoncés sont :

- Pour tout sous-ensemble A , une fonction réelle P à valeurs dans $[0; 1]$ peut être associée, il s'agit de la probabilité
- $P(S) = 1$
- Si $A \cap B = \emptyset$, alors $P(A \cup B) = P(A) + P(B)$

Deux approches existent pour interpréter une probabilité : l'approche fréquentiste et l'approche bayésienne.

4.1.1 Approche fréquentiste

Dans l'approche fréquentiste, les éléments d'un ensemble sont considérés comme le résultat d'une mesure. La probabilité $P(A)$ est alors la fraction du nombre de fois où le résultat de la mesure appartient au sous-ensemble A pour un nombre infini de mesures. La formulation peut prendre la forme suivante :

$$P(A) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\text{Nombre de fois où le résultat est dans } A}{n} \quad (111)$$

4.1.2 Approche bayésienne

Dans l'approche bayésienne, les probabilités quantifient le degré de confiance en une hypothèse, il s'agit d'une probabilité subjective. Indépendamment de l'interprétation qui est faite, il est possible de définir la probabilité conditionnelle qui correspond à la probabilité d'observer A sachant que B est vraie. Cette probabilité est donnée par :

$$P(A|B) = \frac{P(A \cap B)}{P(B)} \quad (112)$$

Du point de vue fréquentiste, cette probabilité s'interprète comme la fréquence où A sera observé quand B le sera également. Pour interpréter ce résultat du point de vue bayésien, le théorème de Bayes doit être utilisé. Il fournit une autre expression de la probabilité conditionnelle :

$$P(A|B) = \frac{P(B|A)P(A)}{\sum_i P(B|A_i)P(A_i)} \quad (113)$$

où les ensembles A_i forment une partition de S , c'est à dire qu'ils sont des ensembles disjoints dont l'union forme l'ensemble S . Le dénominateur dans l'équation 113 est un facteur de normalisation. La réécriture du théorème de Bayes dans le contexte de la physique des particules (ou plus généralement dans toute expérience de physique) est :

$$P(\text{théorie}|\text{données}) \propto P(\text{données}|\text{théorie})P(\text{théorie}) \quad (114)$$

Dans cette formule, $P(\text{théorie})$ représente la probabilité antérieure de la théorie qui reflète le degré de croyance en la véracité de la théorie avant de réaliser la mesure. La probabilité $P(\text{données}|\text{théorie})$ représente la probabilité d'observer les données sachant que la théorie est vraie, cette probabilité est *la vraisemblance*. La mesure réalisée va modifier notre croyance en la véracité de la théorie. Cette modification se base sur la valeur de $P(\text{théorie}|\text{données})$. L'approche bayésienne ne donne aucun moyen d'évaluer la probabilité antérieure qui est subjective et peut dépendre par exemple des mesures antérieures. En physique des particules, c'est l'approche fréquentiste qui est le plus souvent utilisée pour interpréter les résultats.

4.2 Test d'hypothèses

L'un des objectifs de la statistique en physique des particules est de quantifier la compatibilité entre un ensemble de n mesures noté $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ et la prédiction d'un modèle, qualifiée d'hypothèse et noté H_0 . Il existe deux catégories d'hypothèses, une hypothèse *simple* est une hypothèse où la densité de probabilité d'une variable aléatoire ne dépend d'aucun paramètre et si elle en dépend alors l'hypothèse est *composée*.

4.2.1 Test statistique et région critique

Dans l'approche fréquentiste, le rejet d'une hypothèse repose sur la définition d'une région critique w . Un test statistique $t(x)$ est d'abord défini, il s'agit d'une fonction à valeur dans \mathbb{R}^n avec $n \in \mathbb{N}$ qui quantifie l'accord entre les données observées et une hypothèse. L'exemple le plus évident consiste à prendre pour t la fonction identité. En général, une fonction à valeur dans \mathbb{R} est utilisée ce choix sera motivé dans la partie suivante. Dans la suite, seul ce cas sera envisagé. La densité de probabilité du test statistique dépendra de l'hypothèse considérée, elle sera notée $g(t, H_0)$, la probabilité de mesurer t entre $[t_1; t_1 + dt]$ sachant que l'hypothèse H_0 est vraie est donnée par $g(t_1, H_0)dt$.

La région critique est construite pour que la probabilité d'observer la valeur du test statistique dans cette région alors que l'hypothèse H_0 est vraie soit égale à une valeur arbitraire notée α . Formellement, cette condition s'écrit :

$$P(t \in w|H_0) = \alpha \quad (115)$$

Si les données observées appartiennent à la région critique alors l'hypothèse est rejetée. Une hypothèse rejetée par de faibles valeurs de α est fortement défavorisée. Le test d'une

hypothèse est donc entièrement déterminé par la donnée de la région critique. Néanmoins, avec cette définition, il est possible de définir une infinité de région critique, chacune d'entre elles pouvant exclure ou non l'hypothèse H_0 .

Pour lever cette ambiguïté, il est nécessaire de définir une hypothèse alternative H_1 . La région critique est toujours définie par l'équation 115 mais une condition est ajoutée : il faut que la probabilité que l'hypothèse H_1 soit vraie est maximale pour une valeur de α fixée. La figure 27 montre un exemple où deux régions critiques de même taille sont définies, elles aboutissent à des exclusions différentes. Il est important de noter que, même si le test de H_0 conclut que

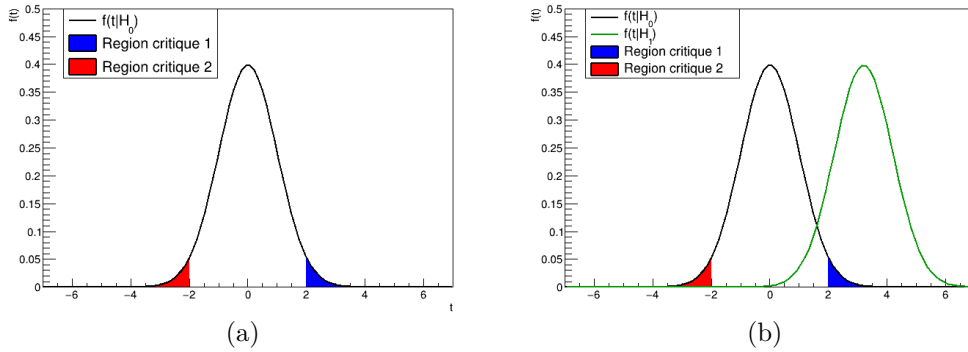


FIGURE 27 – (a) Exemple de définition de deux régions critiques pour tester l'hypothèse H_0 . (b) Dans le cas où une hypothèse alternative H_1 est ajoutée, la région critique bleue est préférée le pouvoir de discrimination pour H_1 est plus élevé.

l'hypothèse doit être rejetée cela ne signifie pas que l'hypothèse H_0 est fausse, la probabilité que ce type d'erreur, qualifiée d'*erreur de première espèce*, se produise est d'autant plus faible que α est faible, α est la signification du test. Il existe un second type d'erreur, qualifiée d'*erreur de seconde espèce*, correspondant au cas où H_0 est acceptée alors que l'hypothèse alternative est vraie. Pour un test donné, la probabilité qu'une erreur de seconde espère ait lieu est notée β , on définit alors la puissance de discrimination du test pour l'hypothèse H_1 par $1 - \beta$, plus ce nombre est élevé meilleure est la discrimination.

4.2.2 Lemme de Neyman-Person

Le choix exact de la région critique est caractérisé par deux nombres : la signification du test et le pouvoir de discrimination contre une hypothèse alternative. Néanmoins la manière optimale de choisir la valeur de ces paramètres n'a pas encore été explicitée. Une possibilité consiste à chercher la région qui maximise le pouvoir de discrimination pour une signification donnée. Dans le cas où les hypothèses sont simples, le lemme de Neyman-Person [32] permet de définir cette région par l'ensemble des valeurs de t vérifiant :

$$\frac{g(t|H_0)}{g(t|H_1)} < c \quad (116)$$

où c est une constante qui dépend de la signification du test considéré. Cette définition peut également être appliquée au cas où t est un vecteur. Etant donné que le test statistique dépend

des données x , il est possible par un changement de variable d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{f(x|H_0)}{f(x|H_1)} < c \quad (117)$$

où $f(x|H)$ est la densité de probabilité des données sachant qu'une hypothèse H est vraie. Un nouveau test statistique peut alors être défini :

$$t(x) = \frac{f(x|H_0)}{f(x|H_1)} \quad (118)$$

ce test est le rapport de vraisemblance pour les hypothèses H_0 et H_1 . La région critique est définie par :

$$t < c \quad (119)$$

Ce test statistique peut être utilisé en physique des particules pour tester le spin des particules, par exemple. Dans ce cas, la distribution de x ne dépend pas d'un paramètre continu mais a une forme différente pour chacun des spins. Dans le cas où on souhaite contraindre les paramètres d'un modèle, la distribution dépend de ces paramètres continus. Le lemme de Neyman-Person ne permet pas de justifier que le rapport de vraisemblance est le test statistique optimal. Dans ce cas, l'estimation des paramètres et leurs incertitudes reposent sur la fonction de vraisemblance et la définition de test statistique très similaire aux rapports de vraisemblance.

4.3 Estimation des paramètres d'un modèle

4.3.1 Fonction de vraisemblance et maximum de vraisemblance

Les expériences en physique des particules sont souvent des expériences de comptage dont la densité de probabilité est une loi de poisson. La probabilité d'observer n_{obs} événements dans une expérience où en moyenne $n_s + b$ sont attendues est donnée par une loi de poisson de paramètre $n_s + b$:

$$\mathcal{P}(n_{obs}) = \frac{(n_s + b)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(n_s + b)} \quad (120)$$

En général, le nombre d'événements de signal attendu est paramétré en fonction d'un vecteur $\vec{\mu}$, ce sont *les paramètres d'intérêt*. Ce vecteur peut par exemple représenter les paramètres d'un modèle.

On cherche le vecteur $\vec{\mu}$ permettant de décrire le mieux les données. Ce vecteur est celui qui donne une probabilité maximale d'observer n_{obs} événements. Il est donc nécessaire de maximiser la fonction suivante :

$$\mathcal{L}(\vec{\mu}) = \frac{(n_s(\vec{\mu}) + b)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(n_s(\vec{\mu}) + b)} \quad (121)$$

ce qui est équivalent à chercher le vecteur $\vec{\mu}$ vérifiant :

$$n_{obs} = n_s(\vec{\mu}) + b \quad (122)$$

La fonction \mathcal{L} est la fonction de vraisemblance, sous cette forme elle n'utilise que le nombre d'événements pour contraindre les paramètres de la théorie. Néanmoins, le nombre d'événements n'est pas la seule information mesurée lors d'une expérience de physique des particules,

des grandeurs telles que l'énergie et l'impulsion des particules sont également mesurées. Les distributions de ces grandeurs peuvent dépendre de $\vec{\mu}$ et aider à le contraindre. Pour utiliser cette information, il faut écrire la forme générale de la fonction de vraisemblance. Soit la variable aléatoire x mesurée n_{obs} fois dont la densité de probabilité en fonction de $\vec{\mu}$ est $f(x|\vec{\mu})$, la fonction de vraisemblance est alors définie par :

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^n f(x_i, \vec{\mu}) \quad (123)$$

La valeur de $\vec{\mu}$ qui décrit le mieux les données est toujours la valeur qui maximise \mathcal{L} . En effet, les valeurs de $\vec{\mu}$ préférées par la maximisation seront celles pour lesquelles la densité de probabilité est grande dans les régions où de nombreux événements ont été mesurés. Une illustration de ce comportement est présentée par la figure 28. L'équation 120 est un cas particulier de fonction de vraisemblance où la variable x est le nombre d'événements pour laquelle une seule mesure a été réalisée.

Les équations 120 et 123 utilisent deux types d'informations différentes pour contraindre $\vec{\mu}$: la normalisation et la forme des distributions. Une fonction de vraisemblance étendue combinant ces deux informations peut être définie :

$$\mathcal{L}(\vec{\mu}) = \frac{(n_s(\vec{\mu}) + b)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(n_s(\vec{\mu})+b)} \prod_{j=1}^{n_{obs}} f(\vec{x}_j|\vec{\mu}) \quad (124)$$

où \vec{x} est un vecteur de variable aléatoire. La densité de probabilité f peut être exprimée en fonction de la densité de probabilité du signal et du bruit de fond :

$$f(\vec{x}|\vec{\mu}) = \frac{n_s(\vec{\mu})}{n_s(\vec{\mu}) + b} f_s(\vec{x}|\vec{\mu}) + \frac{b}{n_s(\vec{\mu}) + b} f_b(\vec{x}) \quad (125)$$

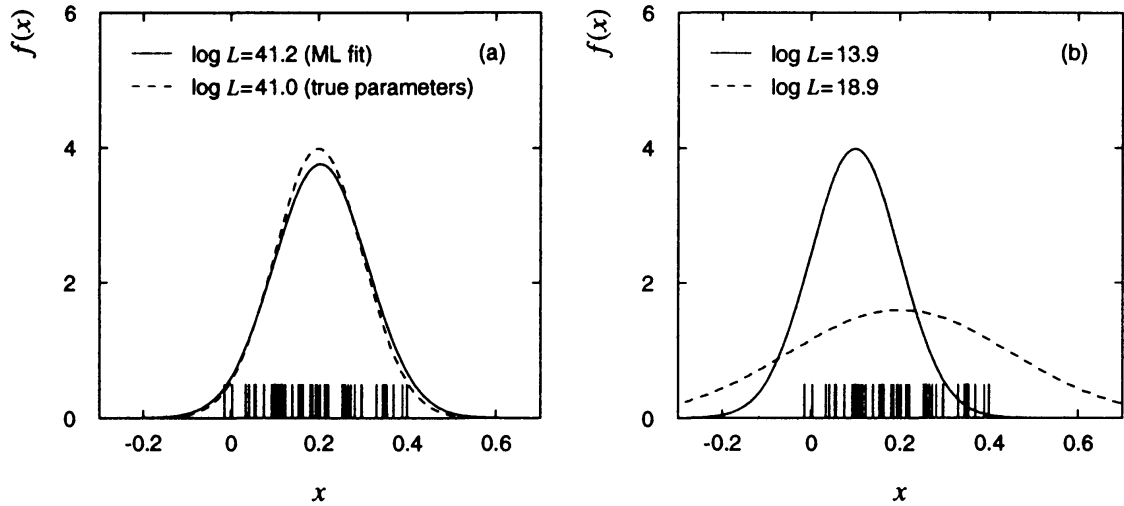


FIGURE 28 – 50 mesures de la variable x ont été générées par une gaussienne de valeur moyenne $\mu = 0.2$ et de déviation standard $\sigma = 0.1$. La figure de gauche compare les distributions obtenues avec les valeurs de μ et σ en maximisant la fonction de vraisemblance et les vraies valeurs. La figure droite montre deux distributions pour lesquelles la valeur de la fonction de vraisemblance est plus faible.

L'influence de $\vec{\mu}$ sur la densité de probabilité globale intervient de deux manières. La première caractérise la forme du signal grâce à la dépendance de la densité de probabilité du signal et la seconde quantifie la fraction relative du nombre d'événements de signal par rapport au nombre d'événements de bruit de fond. Ces densités de probabilité peuvent être déterminées à partir de simulation Monte-Carlo ou à partir des données. La fonction de vraisemblance étendue est alors donnée par :

$$\mathcal{L}(\vec{\mu}) = \frac{(n_s(\vec{\mu}) + b)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(n_s(\vec{\mu})+b)} \prod_{j=1}^{n_{obs}} \left(\frac{n_s(\vec{\mu})}{n_s(\vec{\mu}) + b} f_s(\vec{x}_j|\vec{\mu}) + \frac{b}{n_s(\vec{\mu}) + b} f_b(\vec{x}_j) \right) \quad (126)$$

Pour obtenir un résultat physiquement pertinent, il faut tenir compte d'une information supplémentaire : l'incertitude expérimentale sur la détermination du nombre d'événements. Pour cela, des paramètres dits de *nuisance* sont ajoutés à la fonction de vraisemblance.

4.3.2 Paramètres de nuisance

Le nombre d'événements attendu s'écrit :

$$n_s(\vec{\mu}) = \sigma(\vec{\mu}) \cdot L \cdot A \cdot \epsilon \quad (127)$$

où σ est la section efficace du processus considéré, L la luminosité, A est l'acceptance du détecteur et ϵ l'efficacité de reconstruction des événements.

L'impulsion transverse d'une particule n'étant pas déterminée avec une précision infinie, une coupure sur cette variable introduit une incertitude sur le nombre d'événements. Afin de tenir compte de cette incertitude dans la fonction de vraisemblance, un paramètre de nuisance θ_A est introduit et l'expression de $n_s(\vec{\mu})$ devient alors :

$$n_s(\vec{\mu}, \theta_A) = \sigma(\vec{\mu}) \cdot L \cdot A \cdot \epsilon \cdot (1 + \theta_A \cdot \delta A) \quad (128)$$

La valeur centrale (mesurée) de l'acceptance correspond à $\theta_A = 0$ et la variation d'acceptance pour une erreur de $\pm 1\delta_A$ est donnée par $\theta_A = \pm 1$. La première étape pour inclure l'incertitude relative à la détermination de l'acceptance dans la fonction de vraisemblance est d'utiliser l'expression de n_s donnée par l'équation 128. Néanmoins, il manque une information dont il faut tenir compte, toutes les valeurs de θ_A n'ont pas le même poids, en effet les valeurs de θ_A proche de la valeur centrale doivent être préférées à des valeurs éloignées. Pour inclure cette information dans la fonction de vraisemblance, une mesure auxiliaire est introduite $h(\theta)$, la forme de cette fonction est arbitraire. Il est uniquement nécessaire que la fonction possède une valeur élevée pour les valeurs de θ les plus probables. L'exemple le plus simple consiste à prendre une gaussienne :

$$h(\theta_A) = e^{-\theta_A^2/2} \quad (129)$$

Cette procédure est répétée pour chaque source d'incertitude qui sera associée à un paramètre de nuisance. L'expression la plus générale de la fonction de vraisemblance est :

$$\mathcal{L}(\vec{\mu}, \vec{\theta}) = \frac{(n_s(\vec{\mu}, \vec{\theta}) + b)^{n_{obs}}}{n_{obs}!} e^{-(n_s(\vec{\mu}, \vec{\theta})+b)} e^{-\frac{\vec{\theta}^2}{2}} \prod_{j=1}^{n_{obs}} f(\vec{x}_j|\vec{\mu}) \quad (130)$$

où $\vec{\theta}$ est un vecteur dont chaque composante est associée à un paramètre de nuisance. Pour obtenir, la valeur de μ permettant de décrire le mieux les données, la fonction de vraisemblance

doit être maximisée simultanément par rapport à $(\vec{\mu}, \vec{\theta})$. Dans la combinaison des analyses détaillée dans la section 6, la fonction de vraisemblance dépend de presque 800 paramètres de nuisance. La partie suivante va présenter différents tests statistiques utilisant la fonction de vraisemblance.

4.4 Test statistique

Les tests statistiques présentés dans cette partie sont utilisés pour donner soit un intervalle de confiance soit une limite. Ils sont décrits en détail dans [102].

4.4.1 Définition

Un intervalle de confiance $[a; b]$ à $1 - \alpha$ sur une variable aléatoire μ signifie qu'une mesure de μ à une probabilité de $1 - \alpha$ d'appartenir au segment $[a; b]$. Une autre manière équivalente d'interpréter l'intervalle de confiance est de le voir comme l'intervalle dans lequel $1 - \alpha$ des expériences mesureront μ .

Un intervalle de confiance peut être déterminé en utilisant un rapport de fonctions de vraisemblance défini par :

$$\lambda(\mu) = \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (131)$$

où $(\hat{\mu}, \hat{\theta})$ sont les valeurs maximisant la fonction de vraisemblance et $\hat{\theta}$ la valeur de θ qui maximise la fonction de vraisemblance lorsque μ est fixée, la valeur dépend donc de μ : $\hat{\theta}(\mu)$. La valeur de $\lambda(\mu)$ est comprise entre 0 et 1, elle quantifie l'accord entre les données et la valeur de μ testée. Une valeur proche de 1 signifie un très bon accord avec les données. En effet, $\hat{\mu}$ est la valeur maximisant la fonction de vraisemblance, elle est la valeur de μ donnant le meilleur accord avec les données et $\lambda(\hat{\mu}) = 1$. Il est en général plus pratique d'utiliser le test défini par :

$$t_\mu = -2 \ln \lambda(\mu) \quad (132)$$

Le meilleur accord obtenu avec les données correspond à $t_\mu = 0$. De plus, les grandes valeurs de t_μ correspondent à un désaccord important avec les données. Ce test ressemble au test optimal défini par le lemme de Neyman-Pearson, toutefois la présence des paramètres de nuisance implique que les hypothèses testées ne sont pas simples. Il n'est pas donc pas possible de démontrer le caractère optimal du test en utilisant ce lemme. Ce test présente toutefois un intérêt qui sera explicité dans la partie suivante, si le nombre d'événements est assez grand, la densité de probabilité du test statistique ne dépend pas des paramètres de nuisance.

Dans le test statistique défini par l'équation 132, aucune contrainte n'existe sur la valeur de μ . Néanmoins, pour certaines expériences, des valeurs de μ peuvent ne pas être physiquement réaliste. Par exemple, dans le cas où un nouveau signal est recherché en plus du bruit de fond, seule une différence positive entre le nombre d'événements mesurés et le nombre d'événements de bruit de fond prévu a un sens. Pour ces expériences, le nombre d'événements attendu est paramétré de la manière suivante :

$$n(\mu) = \mu s + b \quad (133)$$

où s est le nombre d'événements de signal attendu et b le nombre d'événements de bruit de fond. La variable μ caractérise alors la déviation du nombre d'événements de signal par rapport

au nombre attendu. Une valeur négative de μ est interprétée comme une fluctuation basse du nombre d'événements de bruit de fond. La valeur décrivant le mieux les données est alors $\mu = 0$. Pour tester les valeurs de μ dans un modèle dans lequel $\mu \geq 0$, un test statistique alternatif est donc défini par :

$$\tilde{\lambda}(\mu) = \begin{cases} \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \text{pour } \hat{\mu} < 0 \\ \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \text{pour } \hat{\mu} \geq 0 \end{cases} \quad (134)$$

ou de manière équivalente par :

$$\tilde{t}(\mu) = \begin{cases} -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(0, \hat{\theta}(0))} & \text{pour } \hat{\mu} < 0 \\ -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} & \text{pour } \hat{\mu} \geq 0 \end{cases} \quad (135)$$

Ce test est équivalent à la procédure décrite par Feldman et Cousins pour construire les intervalles de confiance [114]. Les tests statistiques présentés permettent de construire des intervalles en tenant compte ou non d'éventuelles frontières sur le paramètre étudié. Sur le même principe, deux tests statistiques vont maintenant être définis pour mettre une limite supérieure.

Si une expérience n'a observé aucun événement, alors le taux de production du processus physique doit être assez faible pour être compatible avec cette observation. Des taux de production trop élevés peuvent donc être exclus car ils auraient impliqué l'observation d'un signal. Dans ce contexte, seules les valeurs de μ supérieures à la valeur mesurée $\hat{\mu}$ sont considérées pour définir la région critique. Le test statistique permettant d'obtenir une limite est alors donné par :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \text{pour } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{pour } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (136)$$

Un test statistique peut également être défini dans le cas où le paramètre d'intérêt μ ne peut pas être négatif. Il possède la forme suivante :

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \tilde{\lambda}(\mu) & \text{pour } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{pour } \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (137)$$

4.4.2 Valeur p et signficance

La *valeur p* est définie pour quantifier le niveau de désaccord avec les données dans le cas d'une hypothèse μ :

$$p_\mu = \int_{t_{\mu, obs}}^{\infty} f(t_\mu | \mu) dt_\mu = 1 - F(t_\mu | \mu) \quad (138)$$

où $t_{\mu, obs}$ est la valeur du test statistique observée par l'expérience, $f(t_\mu | \mu)$ est la densité de probabilité du test statistique de la valeur μ dans le cas où l'hypothèse μ est vraie et $F(t_\mu, \mu)$ est la distribution cumulative de f . La valeur p donne la fraction d'expériences qui vont observer des données ayant un désaccord plus important que l'expérience ayant observé $t_{\mu, obs}$. Plus la valeur p est faible, plus la probabilité de commettre une erreur de première espèce c'est à dire de rejeter l'hypothèse μ alors que celle-ci est la vraie valeur est faible. Une manière de définir un intervalle de confiance est donc de rejeter toutes les valeurs de μ pour lesquelles la valeur p est inférieure à une valeur arbitraire α , une définition de la région critique est ainsi obtenue.

Cette définition de la valeur p peut être utilisée pour tout test statistique. En physique des particules, la valeur p est en générale convertie en signficance Z par la formule suivante :

$$Z = \Phi^{-1}(1 - p) \quad (139)$$

où p est la valeur p et Φ est la distribution cumulative de la gaussienne de valeur moyenne nulle et de déviation standard unité. Pour calculer la valeur p , il est nécessaire de connaître la densité de probabilité du test statistique.

4.4.3 Densité de probabilité

La détermination de la densité de probabilité des tests statistiques définis dans la partie précédente repose sur l'approximation de Wilks [146] et Wald [144], elle est détaillée dans [102]. Dans le cas d'un paramètre d'intérêt, le test statistique t_μ peut être approximé, dans la limite d'un grand nombre d'événements par :

$$-2 \ln \lambda(\mu) \approx \frac{(\mu - \hat{\mu})^2}{\sigma^2} \quad (140)$$

où la variable aléatoire $\hat{\mu}$ correspondant à la valeur maximisant la fonction de vraisemblance a une densité de probabilité gaussienne de valeur centrale μ' et de déviation standard σ . L'équation 140 fournit une relation entre $\hat{\mu}$ et t_μ . Par un changement de variable, la densité de probabilité de $\hat{\mu}$ permet d'obtenir la densité de probabilité des différents tests statistiques. La forme la plus générale qu'il est possible d'obtenir est $f(t_\mu|\mu')$, la distribution du test statistique de μ lorsque μ' est vraie. Seul le cas où $\mu = \mu'$ sera présenté dans le manuscrit, c'est le cas permettant le calcul des valeurs p . Pour le test statistique défini par l'équation 132, la densité de probabilité est donnée par :

$$f(t_\mu|\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{t_\mu}} e^{-t_\mu/2} \quad (141)$$

Il s'agit d'une distribution de χ^2 à un degré de liberté. Les intervalles de confiance à 68 % et 95 % sont donnés respectivement par $t_\mu < 1$ et $t_\mu < 3.84$. Le résultat se généralise dans le cas où la fonction de vraisemblance dépend de n variables, la densité de probabilité de t_μ est alors donnée par une distribution de χ^2 à n degrés de liberté. Dans le cas où $n = 2$, les intervalles de confiance à 68 % et 95 % sont donnés respectivement par $t_\mu < 2.3$ et $t_\mu < 5.99$.

La distribution du test statistique donné par l'équation 135 est :

$$f(\tilde{t}_\mu|\mu) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\tilde{t}_\mu}} e^{-\tilde{t}_\mu/2} & \text{pour } \tilde{t}_\mu \leq \frac{\mu^2}{\sigma^2} \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\tilde{t}_\mu}} e^{-\tilde{t}_\mu/2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}(2\mu/\sigma)} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(\tilde{t}_\mu + \mu^2/\sigma^2)^2}{(2\mu/\sigma)^2}\right] & \text{pour } \tilde{t}_\mu > \frac{\mu^2}{\sigma^2} \end{cases} \quad (142)$$

L'utilisation de cette formule nécessite la détermination de σ , cette détermination peut se faire par l'intermédiaire des données Asimov qui seront présentées dans la partie suivante. Il a été montré que l'utilisation des valeurs obtenues à partir du test statistique t_μ pour définir la région critique conduisait à une légère sur-estimation de l'intervalle de confiance. La procédure simplifiée consiste donc à considérer le maximum de la fonction de vraisemblance dans la région physique, par exemple $\mu > 0$ et de calculer la variation de la fonction de vraisemblance par rapport à ce maximum. La région critique est alors définie par le ou les valeurs de μ se

trouvant dans la région physique $\mu > 0$ et vérifiant respectivement pour 68 % et 95 % de degré de confiance $\tilde{t}_\mu = 1$ et $\tilde{t}_\mu = 3.84$. Si deux valeurs sont obtenues alors un intervalle de confiance est défini. Si une seule valeur est obtenue, une limite supérieure est définie.

La distribution du test statistique défini par l'équation 136 est donnée par :

$$f(q_\mu|\mu) = \frac{1}{2}\delta(q_\mu) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{q_\mu}} e^{-q_\mu/2} \quad (143)$$

La valeur p est alors définie par :

$$p_\mu = 1 - \Phi(\sqrt{q_\mu}) \quad (144)$$

De la même manière que t_μ , si une valeur de μ possède une valeur en dessous d'une valeur seuil α alors la valeur de μ sera exclue avec un niveau de confiance de $1 - \alpha$.

La distribution du test statistique donné par la relation 137 est la suivante :

$$f(q_\mu|\mu) = \frac{1}{2}\delta(\tilde{q}_\mu) + \begin{cases} -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\tilde{q}_\mu}} e^{-\tilde{q}_\mu/2} & \text{pour } 0 \leq \tilde{q}_\mu \leq \frac{\mu^2}{\sigma^2} \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}(2\mu/\sigma)} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(\tilde{q}_\mu + \mu^2/\sigma^2)^2}{(2\mu/\sigma)^2}\right] & \text{pour } \tilde{q}_\mu > \frac{\mu^2}{\sigma^2} \end{cases} \quad (145)$$

Bien que la densité de probabilité soit différente, les tests statistiques q_μ et \tilde{q}_μ aboutissent à la même limite supérieure. Les formules sont qualifiées d'asymptotique car elles sont valides uniquement dans le cas où le nombre d'événements est grand. Des études ont toutefois montrées que dès que le nombre d'événements de bruit de fond est de l'ordre de 10, l'approximation est raisonnable comme le montre la figure 29. Pour utiliser les formules asymptotiques, il est nécessaire de connaître la déviation standard de $\hat{\mu}$. Une manière approximée de déterminer cette grandeur est d'utiliser un jeu de données Asimov.

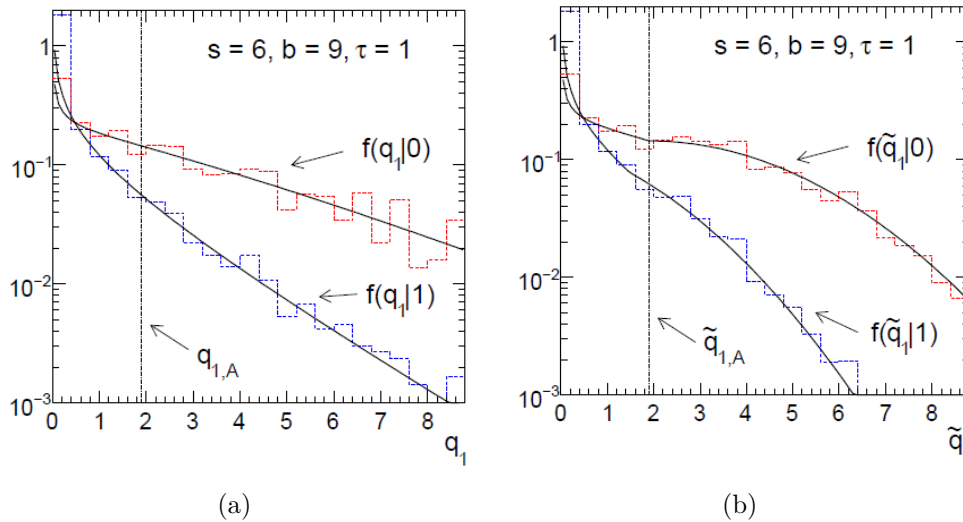


FIGURE 29 – Comparaison de la distribution donnée par la formule asymptotique (courbe noire) et par la simulation d'expérience pour (a) q_μ et (b) \tilde{q}_μ pour deux hypothèses différentes : $\mu = 0$ en rouge et $\mu = 1$ en bleu.

4.4.4 Données Asimov

Les données Asimov sont des données dans lesquelles il n'y a pas de fluctuations statistiques, cela implique que le nombre d'événements observé est le nombre d'événements attendu. Ces données peuvent servir à déterminer la déviation standard. Comme pour tout ensemble de données, une fonction de vraisemblance \mathcal{L}_A et un test statistique $\lambda_A(\mu)$ peuvent être définis. En appliquant l'approximation de Wilks et Wald, une expression du test statistique est obtenue :

$$t_{\mu,A} = -2 \ln \lambda_A(\mu) \approx \frac{(\mu - \mu')^2}{\sigma^2}. \quad (146)$$

Les données Asimov ne contenant aucune fluctuation statistique la variable $\hat{\mu}$ apparaissant dans l'équation 140 peut être remplacée par sa valeur moyenne μ' . Une expression de σ est alors donnée par :

$$\sigma^2 = \frac{(\mu - \mu')^2}{t_{\mu,A}} \quad (147)$$

Le second intérêt des données Asimov est de permettre la détermination des intervalles de confiance et limite attendus. Ces valeurs sont obtenues en appliquant exactement la même procédure que sur les données mesurées. De plus, en générant des données Asimov pour différentes valeurs de μ , les variations statistiques attendues peuvent être évaluées. La dernière partie aborde un test statistique particulier, la méthode CL_s .

4.5 CL_s

L'application de la procédure décrite dans la partie précédente pour mettre des limites peut conduire à l'exclusion de valeurs de μ pour lesquelles, l'expérience n'a pas de sensibilité. Un exemple de telle situation est montré par la figure 30.

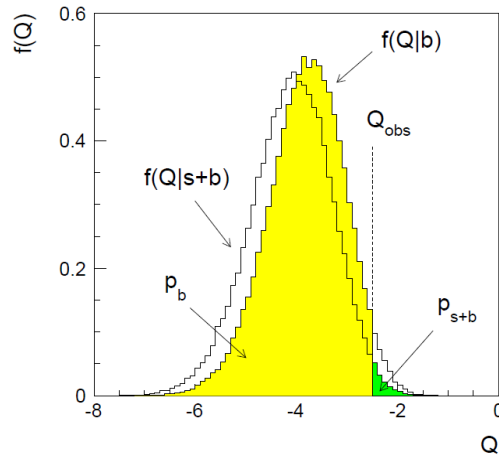


FIGURE 30 – Illustration d'une expérience où la sensibilité à l'hypothèse $s+b$ est faible car la densité de probabilité des deux hypothèses est très similaire.

La méthode CL_s [139] consiste à remplacer la valeur p utilisée pour définir la région critique par :

$$CL_s = \frac{p_{H_1}}{1 - p_{H_0}} = \frac{p_\mu}{p_{\mu=0}} = \frac{p_{s+b}}{1 - p_b} \quad (148)$$

où H_1 est l'hypothèse alternative, H_0 est l'hypothèse nulle. Toutes les formules données par l'équation 148 sont équivalentes. La méthode CL_s peut être définie pour n'importe quel test statistique, toutefois dans le contexte de mettre des limites, les tests statistiques q_μ et \tilde{q}_μ sont les plus appropriés. Si une valeur de μ possède une valeur de CL_s en dessous d'une valeur seuil α alors la valeur de μ sera exclue avec un niveau de confiance de $1 - \alpha$. Pour obtenir une valeur faible de CL_s et donc l'exclusion de la valeur μ , une faible valeur de p_μ n'est plus suffisante. Il faut également que $p_{\mu=0}$ soit très faible ce qui signifie que l'observation réalisée est fortement incompatible avec l'hypothèse de bruit de fond, l'expérience présente donc une certaine sensibilité pour exclure l'hypothèse de signal. Dans le cas d'une expérience infiniment sensible pour exclure l'hypothèse μ , l'exclusion par le test statistique standard est retrouvée. L'ensemble des procédures décrites dans cette partie est utilisé en physique des particules pour interpréter les données observées.

5 Reconstruction des jets

Les jets permettent de reconstruire les partons produits lors des interactions proton-proton. D'un point de vue physique, les jets sont composés des hadrons quasi colinéaires résultant de la fragmentation et de l'hadronisation du parton. Ces hadrons déposent leur énergie dans les cellules du calorimètre. Ces cellules sont les constituants élémentaires des jets calorimétriques. Deux autres types de jets peuvent être définis, les jets de traces et les jets de particules. Les jets de traces utilisent les traces mesurées par le détecteur interne pour reconstruire la composante chargée du parton c'est à dire l'ensemble des particules chargées produit par la fragmentation et l'hadronisation. Les jets de particules ne peuvent être utilisés que dans le Monte Carlo. En effet ces jets sont reconstruits en utilisant les particules stables (dans les algorithmes de reconstruction d'ATLAS il s'agit des particules vérifiant $c\tau < 10\mu\text{m}$) créées au niveau du générateur, ces jets de particules sont souvent considérés comme la référence optimale à atteindre dans les analyses. La première section se focalisera sur la reconstruction des jets calorimétriques. La deuxième section présentera un nouveau type d'objets permettant de reconstruire les jets. Ces objets utilisent à la fois l'information du calorimètre et du détecteur interne. La dernière partie est consacrée à l'étude de ces nouveaux objets pour un type de jets particuliers, les jets possédant un grand rayon.

5.1 Reconstruction standard

5.1.1 Clusters

Les objets utilisés par les algorithmes de reconstruction des jets décrits dans la partie suivante sont les *clusters* de cellules du calorimètre [131]. Les clusters sont construits en trois étapes. Idéalement, un cluster doit correspondre à une particule.

La première étape consiste à rassembler les cellules dans des proto-clusters. Les proto-clusters se forment autour de cellules germes définies comme les cellules pour lesquelles la valeur absolue du rapport de l'énergie mesurée sur le bruit attendu dans la cellule est supérieur à quatre. Chaque cellule germe peut donner un proto-cluster. Les cellules germes sont ensuite classées par énergie décroissante, la cellule de plus haute énergie est utilisée pour former le premier proto-cluster. Les cellules adjacentes possédant un rapport énergie mesurée sur le bruit attendu supérieur à deux sont incluses dans le proto-cluster. Avec la même condition sur ce rapport, l'opération est répétée pour les cellules adjacentes jusqu'au moment où il n'est plus possible d'agrandir le proto-cluster. La construction du proto-cluster est finalisée en ajoutant toutes les cellules adjacentes aux cellules du proto-cluster, ces cellules ajoutées ayant un rapport énergie mesurée sur bruit attendu inférieur à deux. Si une cellule germe est incluse dans le proto-cluster alors elle n'est plus considérée comme une cellule germe dans la suite de la procédure. L'opération est alors répétée avec la seconde cellule germe la plus énergétique.

Les proto-clusters ainsi obtenus peuvent couvrir une très grande région du détecteur ce qui peut nuire à la reconstruction des particules de l'événement. Ces grandes régions sont obtenues car aucune information n'est utilisée pour identifier les structures internes de ces proto-clusters, par exemple la présence de deux maxima locaux peut être interprétée comme le signe de deux particules constituant le proto-cluster. Une seconde étape est alors réalisée, elle consiste à diviser chaque proto-cluster en clusters. Pour chaque proto-cluster, les maxima locaux d'énergie sont cherchés, ce sont des cellules pour lesquelles l'énergie est supérieure à 500 MeV et aucune des cellules adjacentes ne possèdent une énergie supérieure. A chaque étape de

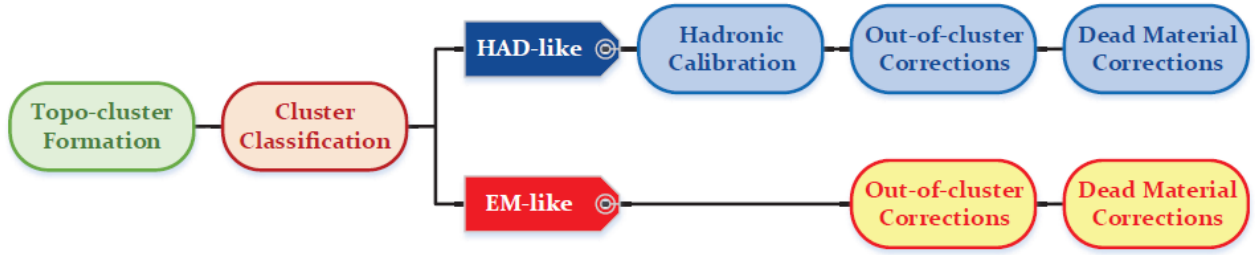


FIGURE 31 – Etapes de la calibration local des clusters.

l’algorithme, les cellules adjacentes à tous les clusters leur sont ajoutées à condition qu’elles appartiennent au même proto-cluster que le maximum local. Si une cellule peut être associée à plusieurs clusters alors elle est associée aux deux plus énergiques, le partage de l’énergie est pondéré par la distance au centre du cluster.

A la fin de la procédure, des clusters calibrés à l’échelle électromagnétique sont obtenus. C’est l’échelle d’énergie donnée par le calorimètre, elle a été calibrée à partir de faisceaux tests d’électrons [71, 66]. Elle permet de décrire correctement l’énergie des photons et des électrons mais ne tient pas compte des pertes d’énergies liées aux processus hadroniques [47]. Ces pertes d’énergies peuvent provenir de particules n’interagissant pas avec le détecteur, d’une énergie emportée par des processus différents de l’ionisation, par exemple la rupture de liaison entre les noyaux. Des pertes dues à la présence de zones non instrumentées dans le détecteur ou à la formation des clusters sont également possibles. Ces deux pertes s’appliquent également au processus électromagnétique. Une calibration qualifiée de locale a été conçue à partir de la simulation pour compenser ces pertes. La figure 31 résume les différentes étapes de la calibration locale ou LCW (local hadronic cell-weighting). Cette calibration commence par calculer la probabilité p qu’un cluster soit de type électromagnétique. Dans ce cas, $1 - p$ est la probabilité de type hadronique. La probabilité est déterminée en utilisant une fonction de vraisemblance qui dépend de la taille du cluster, de sa densité d’énergie mais également de son énergie et de sa pseudo-rapacité. En fonction de cette probabilité, différents poids sont appliqués pour corriger les effets présentés précédemment. La première correction permet à la composante hadronique du cluster d’être calibrée à la bonne échelle d’énergie. Le poids suivant est appliqué à toutes les cellules du clusters :

$$(1 - p)w_{had} + pw_{e.m} \quad (149)$$

où pour $w_{e.m} = 1$ par construction et w_{had} est calculé pour chaque cellule. Ce poids dépend de la couche du calorimètre, de la pseudo-rapacité de la cellule, de sa densité d’énergie et de l’énergie du cluster. Les valeurs sont déterminées par la simulation en calculant le rapport de l’énergie totale déposée par la particule au niveau de la cellule sur l’énergie électromagnétique mesurée.

Les algorithmes de reconstruction des clusters sont conçus pour supprimer le bruit, cette suppression peut entraîner une perte d’énergie. Par exemple, si un faible dépôt d’énergie à la périphérie d’un cluster est compatible avec du bruit, la cellule concernée ne sera pas incluse dans le cluster. La difficulté liée au calcul de cette correction est d’associer l’énergie perdue au bon cluster. Cette correction dépend de la nature du cluster (électromagnétique ou hadronique), de son énergie, de son extension transverse et de sa pseudo-rapacité. Le poids appliqué au cluster est donné par la formule 149 mais le poids $w_{e.m}$ n’est plus égal à un. Ce poids est multiplié par

un facteur qui tient compte de l'isolation du cluster et permet d'éviter un double comptage de l'énergie perdue entre les clusters.

La dernière correction appliquée tient compte de l'énergie perdue dans les parties non instrumentées du détecteur dont l'emplacement est montré par la figure 32, par exemple la région 1 correspond à une région en face du calorimètre électromagnétique ou la région 5, à une région entre le calorimètre électromagnétique et hadronique.

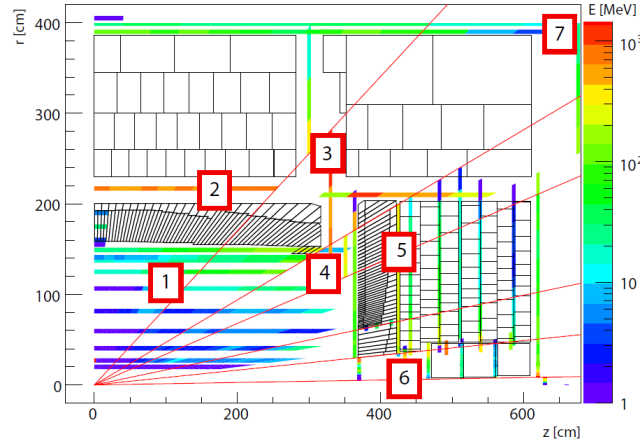


FIGURE 32 – Les zones colorées montrent l'énergie perdue par les particules dans les zones mortes du détecteur indiquées par des numéros.

La correction calculée dépend de la taille transverse du cluster, de sa pseudo-rapacité et de son énergie. Elle dépend également de la nature du cluster. Le poids appliqué est donné par la formule 149. A la fin de la procédure, les clusters obtenus sont calibrés à l'échelle LCW. Pour les analyses réalisées, il est possible d'utiliser les deux familles de clusters. Les algorithmes permettant de construire les jets à partir des clusters vont maintenant être présentés.

5.1.2 Algorithmes de reconstruction

Les algorithmes de reconstruction s'appliquent à une famille de clusters, ils consistent à regrouper les clusters pour former les jets [92]. Pour chaque algorithme, deux distances sont définies, la distance relative d_{ij} entre deux clusters i et j et la distance absolue par rapport à une référence $d_{B,i}$ pour chaque cluster i . L'algorithme fonctionne de la manière suivante. Pour chaque paire de clusters et chaque cluster, les distances d_{ij} et $d_{B,i}$ sont évaluées. Parmi toutes ces distances la plus petite est considérée. Si la distance d_{ij} est la plus petite alors les clusters i et j sont fusionnés et remplacés par un objet appelé pseudo-jet. Si la distance $d_{B,i}$ est la plus petite alors le cluster ou pseudo-jet est retiré de la liste. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'il ne reste plus d'objet dans la liste.

Différents algorithmes sont utilisés dans la reconstruction des objets d'ATLAS. Les algorithmes utilisés appartiennent tous à une même famille d'algorithme pour laquelle les distances d_{ij} et d_i sont définies de la manière suivante :

$$d_{ij} = \min(p_{t,i}^{2k}, p_{t,j}^{2k}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (150)$$

$$d_{Bi} = p_{t,i}^{2k} \quad (151)$$

où k est un entier, R est un paramètre de l'algorithme caractérisant le rayon des jets reconstruits, $p_{t,i}$ est l'impulsion transverse du jet i et $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$ avec y_i la rapidité du jet i et ϕ_i l'angle azimutale du jet i . Les valeurs utilisées pour le paramètre R définissent deux types de jets, les jets standards ou petits jets correspondent à des valeurs de R variant de 0.2 à 0.6, les gros jets correspondent à des rayons supérieurs à 0.8. Dans les analyses d'ATLAS, en particulier celles qui seront présentées dans la suite, l'algorithme est utilisé avec $R=0.4$ pour les jets standards et $R = 1$ pour les gros jets. L'algorithme le plus utilisé dans ATLAS correspond au cas $k = -1$, il s'agit de l'algorithme anti- k_t , le cas $k = 1$ qui correspond à l'algorithme k_t et $k = 0$ qui correspond à l'algorithme Cambridge/Aachen sont également utilisés.

La manière la plus simple de combiner les clusters est d'ajouter les quadrvecteurs énergie-impulsion de chaque cluster, c'est cette méthode qui est utilisée dans la reconstruction d'ATLAS. Il existe toutefois d'autres méthodes.

Une procédure complémentaire peut être appliquée aux jets obtenus. Elle vise à réduire l'effet du bruit de fond en particulier des jets provenant de l'empilement. La première méthode, estimée événement par événement, suppose un bruit de fond uniforme de densité d'impulsion transverse ρ . La médiane de la distribution p_T/A où A est l'aire du jet est utilisée comme une estimation de ρ . L'aire du jet représente la surface couverte par le jet dans le plan (η, ϕ) . Les jets sont alors corrigés de la manière suivante :

$$p_{T,\text{corrigé}} = p_T - \rho A_{jet} \quad (152)$$

Il est également possible de définir une aire vectorielle qui permet de corriger le quadrvecteur au lieu de l'impulsion transverse. Ces corrections sont d'autant plus importantes que le rayon du jet est grand. Dans le cas des gros jets, des procédures plus complexes ont été définies pour supprimer le bruit de fond, la procédure utilisée lors de la thèse est le *trimming* [129]. Elle va maintenant être détaillée, il existe toutefois d'autres procédures aux performances similaires le *filtering* ou le *pruning* [92] par exemple.

La procédure du trimming utilise deux paramètres R_{sub} et f . Pour un jet donné, le trimming consiste à utiliser l'algorithme k_t avec un rayon R_{sub} sur les clusters composants le jet. L'impulsion transverse des jets résultants de cet algorithme est comparée à l'impulsion transverse totale du jet, si le rapport de ces impulsions est inférieur à f alors le quadrvecteur du jet de rayon R_{sub} est soustrait du jet initial. L'algorithme supprime ainsi tous les jets de faibles impulsions cohérents avec des jets d'empilement. La dernière étape de la reconstruction des jets consiste à les calibrer.

5.1.3 Calibration des jets

Le principe de la calibration est d'amener les jets reconstruits au niveau des jets de particules. La calibration est différente pour les jets construits à partir de clusters à l'échelle électromagnétique (EM) ou à l'échelle LCW mais le principe de la détermination est le même. La figure 33 résume les différentes étapes de la calibration des jets. Les étapes sont : correction de l'origine des jets, correction résiduelle liée au pile-up, correction de l'énergie et de la direction des jets, application d'une calibration séquentielle globale et de corrections résiduelles *in situ*.

Correction d'origine

Les coordonnées des clusters sont définis par rapport au centre géométrique du détecteur

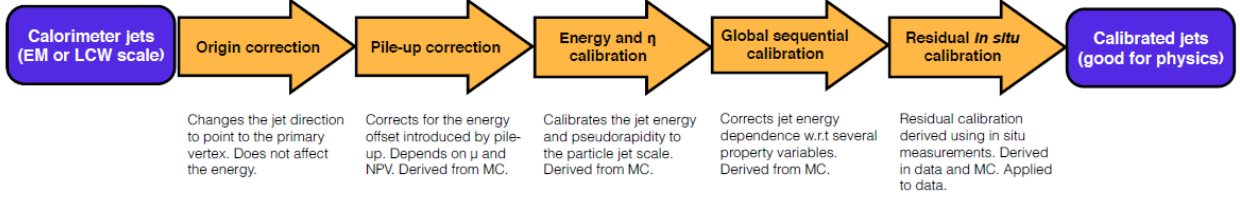


FIGURE 33 – Etapes de la calibration des jets.

ATLAS, une correction est donc appliquée pour que l'origine du système de coordonnées soit le vertex primaire de l'interaction proton-proton par croisement de paquets. Cette modification entraîne un changement du quadrivecteur énergie-impulsion du jet, elle améliore la résolution angulaire mais également la réponse en impulsion transverse des jets. Comme les coordonnées des différentes parties du détecteur change lorsque la correction est appliquée et qu'il est nécessaire d'étalonner les différentes parties du détecteur, cette correction sur la pseudo-rapacité des jets n'est pas utilisée dans la calibration.

Correction relative à l'empilement

La reconstruction des jets et leur calibration dépendent des conditions d'empilement caractérisées par le nombre de vertex primaires N_{vxt} et le nombre moyen d'interaction μ . La correction consiste à soustraire la contribution de l'empilement à l'impulsion transverse du jet. La calibration étant réalisée pour des conditions fixées (N_{vxt}^{ref}, μ^{ref}), la correction pour cette valeur doit être nulle puisqu'elle est incluse dans les constantes de calibration définies ultérieurement. La correction est paramétrée de la manière suivante :

$$\alpha(\eta_{jet})(N_{vxt} - N_{vxt}^{ref}) - \beta(\eta_{jet})(\mu - \mu^{ref}). \quad (153)$$

Les paramètres sont obtenus à partir d'événements dijets simulés où l'impulsion transverse des jets est calculée en fonction de N_{vxt} (resp. μ) pour différents intervalles de μ (resp. N_{vxt}). Pour chaque intervalle, α (resp. β) est déterminé par ajustement d'une fonction linéaire, puis les valeurs sont moyennées sur tous les intervalles pour obtenir le résultat final.

Correction d'énergie et direction

La calibration en énergie des jets [47] utilise des événements dijets simulés. Pour ces événements, les jets reconstruits sont associés à des jets de particules se trouvant dans un cône de rayon 0.3. De plus, le jet reconstruit doit être isolé ce qui signifie qu'aucun autre jet d'impulsion transverse supérieure à 7 GeV ne se trouve dans un cône de rayon $2.5R$ où R est le paramètre utilisé pour reconstruire le jet.

La réponse du calorimètre pour un jet d'énergie E_{jet} associé à un jet de particules d'énergie $E_{jet,vrai}$ est donnée par :

$$\mathcal{R} = \frac{E_{jet}}{E_{jet,vrai}} \quad (154)$$

La valeur moyenne de la réponse est calculée pour différents intervalles de $(E_{jet,vrai}, \eta)$. La valeur corrigée de l'énergie du jet est alors donnée par :

$$E_{jet}^{corrigé} = E_{jet} / \mathcal{R}(E_{jet}, \eta) \quad (155)$$

Une fois cette correction appliquée, les jets sont à l'échelle EM + JES ou LCW + JES en fonction des clusters utilisés.

En plus de la correction en énergie, une correction supplémentaire est appliquée pour corriger la direction des jets. Dans les régions moins actives du détecteur, l'énergie des cellules a tendance à être plus faible que dans les autres régions. De plus, la pseudo-rapacité du cluster est obtenue en pondérant la pseudo-rapacité des cellules par leur énergie, un biais vers ces régions est donc introduit. Il est corrigé de la même manière que le biais sur l'énergie. La différence $\eta_{vrai} - \eta$ est moyennée dans des intervalles $(E_{jet,vrai}, \eta)$, cette différence est paramétrée en fonction de $E_{jet}^{corrigé}$ et η . Elle est ensuite ajoutée à la pseudo-rapacité du jet. Cette correction est très faible (≈ 0.01) sauf pour les grandes valeurs de pseudo-rapacité où elle vaut 0.05.

Calibration séquentielle

Une fois les jets calibrés à l'échelle EM + JES ou LCW + JES, des techniques plus élaborées peuvent être utilisées pour améliorer la précision de la mesure en énergie. Dans la reconstruction utilisée par ATLAS, la méthode utilisée est la calibration séquentielle globale ou GSC (pour global sequential calibration) [47]. Pour une variable x donnée, une correction possédant la forme suivante est calculée :

$$C(x) = \mathcal{R}^{-1}(x) / \langle \mathcal{R}^{-1}(x) \rangle \quad (156)$$

où $\langle \mathcal{R}^{-1}(x) \rangle$ est la valeur moyenne de la réponse calculée pour différents intervalles de x . Une fois, cette correction appliquée la dépendance de la réponse en x disparaît améliorant ainsi la résolution sur l'énergie du jet. Pour utiliser plusieurs variables, la correction C_i pour une variable x_i doit être calculée en incluant les corrections calculées pour les variables précédemment utilisées. Il en résulte la formule suivante :

$$p_{T,i} = C_i(x_i)p_{T,i-1} = C_i(x_i)C_{i-1}(x_{i-1})p_{T,i-2} = \dots \quad (157)$$

Deux types de variables sont utilisés pour une calibration globale séquentielle, la fraction d'énergie à l'échelle électromagnétique déposée dans chaque couche du calorimètre :

$$f_{couche} = \frac{E_{couche,jet}}{E_{jet}} \quad (158)$$

où $E_{couche,jet}$ est l'énergie déposée par le jet dans la couche considérée. L'autre variable utilisée est la largeur du jet définie comme :

$$\text{largeur} = \frac{\sum_i p_T^i \Delta R_{i,jet}}{\sum_i p_T^i} \quad (159)$$

où la somme est sur les traces associées au jet, p_T^i leur impulsion transverse et $\Delta R_{i,jet}$ est la distance dans le plan $\eta \times \phi$ entre la trace et l'axe du jet. En plus, des variables calorimétriques, deux variables utilisant l'information des traces sont utilisées : le nombre de traces associées au jet n_{trace} et $N_{segment}$, le nombre de segment de muons dans le spectromètre à muons. La table 9 montre la séquence de corrections appliquées en fonction de η et la figure 34, l'amélioration apportée par la calibration globale séquentielle.

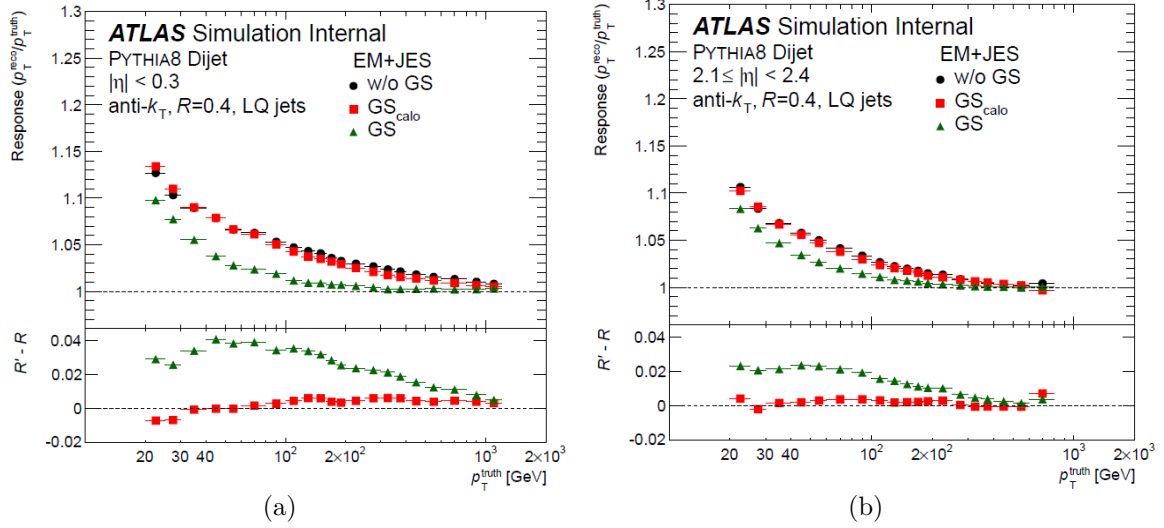


FIGURE 34 – Amélioration apportée par la GSC pour des jets de quarks légers pour (a) $|\eta| < 0.3$ et (b) $2.1 < |\eta| < 2.4$.

| Région | Correction 1 | Correction 2 | Correction 3 | Correction 4 | Correction 5 |
|----------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|---------------|
| $ \eta < 1.7$ | f_{Tile0} | f_{LAr3} | n_{trace} | largeur | $N_{segment}$ |
| $1.7 < \eta < 2.5$ | | f_{LAr3} | n_{trace} | largeur | $N_{segment}$ |
| $1.4 < \eta < 1.7$ | | f_{LAr3} | | | $N_{segment}$ |
| $2.5 < \eta < 2.7$ | | f_{LAr3} | | | $N_{segment}$ |

TABLE 9 – Séquences des variables utilisées.

Correction résiduelle à partir d'analyses *in-situ*

La dernière étape de la calibration consiste à corriger les différences entre la simulation et les données. Le principe de ces études dites de balance est de comparer l'impulsion transverse des jets $p_{T,jet}$ à l'impulsion transverse d'objets de référence $p_{T,ref}$ pour lesquels la précision sur la mesure de l'impulsion est très grande. Ces objets étant dos à dos, leurs impulsions transverses doivent être égales. La différence de réponse entre les données et la simulation est alors appliquée aux données pour que la conservation soit respectée. Plusieurs mesures peuvent être réalisées :

- une mesure de balance entre deux jets [8]
- une mesure de balance entre un jet et un boson Z [11] ou un photon [10]

Les rapports $p_{T,jet}/p_{T,ref}$ déterminés par intervalles de $p_{T,jet}$ sont combinés en effectuant une moyenne pondérée des différentes méthodes. Les poids sont obtenus par une minimisation de χ^2 . La moyenne obtenue est appliquée aux données après avoir lissé la dépendance en fonction de l'impulsion transverse du jet. La calibration des jets a alors été réalisée.

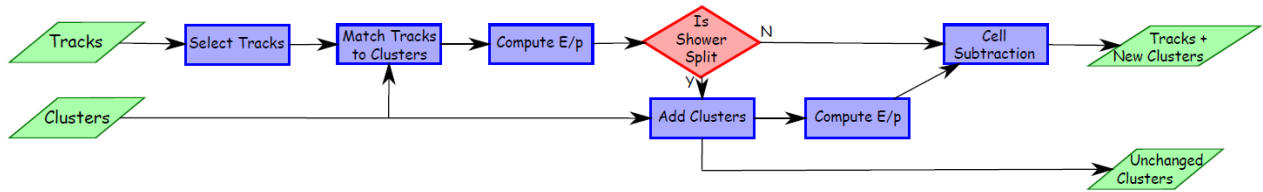


FIGURE 35 – Différentes étapes pour construire les objets pflow.

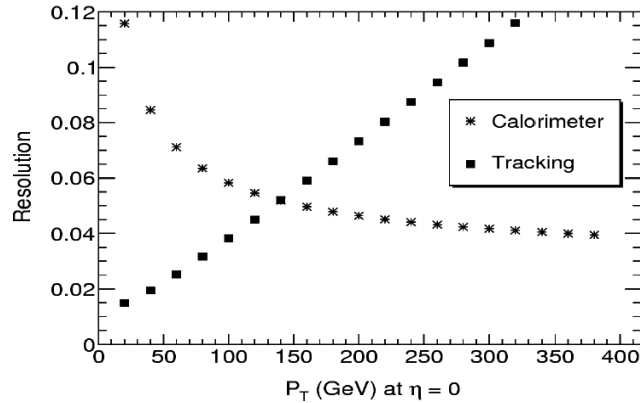


FIGURE 36 – Evolution de la résolution du détecteur interne et du calorimètre en fonction de l’impulsion transverse.

5.2 Objets pflow

Les objets présentés dans la partie précédente utilisent uniquement l’information provenant des calorimètres. Les jets de trace utilisent quand à eux uniquement l’information du détecteur interne. Or, comme le montre la figure 36, les résolutions des deux types d’instruments sont complémentaires, le détecteur interne possède une très bonne résolution pour les basses impulsions transverses alors que les calorimètres sont plus performants à haute énergie. La reconstruction optimale d’un événement, ou plus exactement de ces jets, combine la mesure de l’énergie des particules chargées par le détecteur interne à la mesure de l’énergie des particules neutres par les calorimètres. La difficulté est que les particules chargées déposent également leur énergie dans le calorimètre, ils faut donc soustraire leur contribution des clusters. Le principe d’un algorithme de flux de particules (particle flow ou pflow) est d’extrapoler la mesure de l’impulsion des traces par le détecteur interne au calorimètre, puis de soustraire des clusters l’énergie déposée par la trace. La figure 35 montre les différentes étapes pour construire les objets pflow. Elles vont maintenant être détaillées. Les différentes coupures utilisées dans l’algorithme ne sont pas le résultat d’une optimisation mais il a été vérifié que la variation de ces valeurs ne produit aucune amélioration significative des performances.

5.2.1 Algorithme

Sélection des traces L’algorithme commence par sélectionner les traces. Elles doivent passer des critères strictes de qualité, au moins 9 coups dans les détecteurs de silicium et les traces ne doivent pas posséder de coups manquants [9]. Les coups manquants sont une absence de signal dans un pixel alors que la trajectoire reconstruite s’attend à la détection d’un signal. Ces

critères permettent de minimiser le nombre de traces dont l'impulsion est mal mesurée mais également les fausses traces. De plus l'impulsion transverse des traces doit être supérieure à 500 MeV. Cette condition permet de retirer les traces de particules qui ne vont pas atteindre le calorimètre, leur énergie n'a donc pas à être soustraite des clusters. De plus, une réduction de la coupure entraîne une augmentation du temps de calcul sans aucune amélioration sur la résolution en énergie des jets. Les traces d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV ne sont pas utilisées par l'algorithme car ces traces ont tendance à être moins isolées ce qui rend la soustraction au niveau du calorimètre plus difficile.

Association trace/cluster

La seconde étape de la production des objets pflow est l'association des traces sélectionnées aux clusters du calorimètre. Les clusters utilisés sont à l'échelle électromagnétique. La distance entre la position de la trace extrapolée à la seconde couche du calorimètre et chaque cluster est calculée de la manière suivante :

$$\Delta R' = \sqrt{\left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\eta}{\sigma_\eta}\right)^2} \quad (160)$$

où σ_ϕ et σ_η représentent la largeur angulaire du cluster suivant ϕ et η respectivement. Le cluster possédant le plus petit $\Delta R'$ tel que $\Delta R' < 1.64$ est alors associé à la trace. Une condition supplémentaire est requise afin de réduire le taux de mauvaises associations, le rapport de l'énergie du cluster sur l'impulsion de la trace doit vérifier $E/p_{trace} > 0.1$. En effet, un cluster dont l'énergie est très faible devant l'impulsion de la trace n'a probablement pas reçu de dépôt d'énergie de la part de cette trace. Une fois la trace et le cluster associés, il est nécessaire d'évaluer l'énergie déposée par la trace au niveau du cluster afin de la soustraire.

Évaluation de l'énergie déposée

L'énergie moyenne déposée E_{dep} par la particule est calculée à partir du rapport E/p_{trace} . A partir d'un échantillon Monte Carlo ne comportant qu'une particule sans empilement, l'énergie E est obtenue en sommant les contributions de tous les clusters se trouvant dans un cône de rayon 0.2 autour de la position du point d'impact de la trace dans la calorimètre. La valeur moyenne E/p_{trace} est utilisée pour calculer l'énergie déposée, l'erreur sur E_{dep} notée $\sigma(E_{dep})$ est évaluée à partir de $\sigma(E/p_{trace})$. La taille du cône est suffisante pour permettre de capturer toute l'énergie déposée par la particule. La correction est calculée en fonction de la couche du calorimètre possédant la plus haute densité d'énergie déposée par la particule. En effet, une gerbe électromagnétique a tendance à se développer plus rapidement qu'une gerbe hadronique, introduire une dépendance en fonction de la couche de plus haute densité d'énergie permet donc de tenir compte des différences introduites par le type d'interaction, hadronique ou électromagnétique. Une autre solution actuellement à l'étude est l'utilisation des clusters LCW qui tiennent compte des différences entre ces interactions.

Association de plusieurs clusters

Il est également nécessaire d'envisager le cas où une particule dépose son énergie dans de multiples clusters. La variable utilisée pour séparer les cas où l'énergie est déposée dans un ou plusieurs clusters est la suivante :

$$S(E) = \frac{E - E_{dep}}{\sigma(E_{dep})} \quad (161)$$

où E est l'énergie du cluster associé à la trace. Si $S(E) < -1$ alors tous les clusters se trouvant dans un cône de rayon 0.2 autour de la position extrapolée de la trace sont utilisés dans la soustraction. La coupure signifie que le cluster possède significativement moins d'énergie que l'énergie attendue et donc que la particule a déposée son énergie dans plusieurs clusters.

Soustraction

La dernière étape de l'algorithme est de soustraire des clusters l'énergie déposée par la trace. Si l'énergie déposée estimée est supérieure à l'énergie du cluster, le cluster est retiré. Sinon, une soustraction est réalisée au niveau des cellules.

Pour une trace donnée, une forme de gerbe est utilisée pour chaque couche du calorimètre, elle dépend de l'impulsion et de la pseudo-rapacité de la trace. Des anneaux sont formés autour de la position extrapolée de la trace. Pour chaque anneau, la densité d'énergie est calculée, ils sont ensuite classés indépendamment de la couche à laquelle ils appartiennent par densité d'énergie décroissante. Puis, en commençant par les anneaux de plus haute densité, l'énergie est soustraite. Si l'énergie dans les cellules d'un anneau est inférieure à l'énergie déposée, les cellules sont retirées et l'énergie déposée est réduite de la même quantité. Si l'énergie dans l'anneau est supérieure à l'énergie déposée restante alors l'énergie de toutes les cellules de l'anneau est multipliée par un facteur permettant de soustraire l'énergie restante à l'énergie de l'anneau et la procédure s'arrête. De plus, si à la fin de la procédure, l'énergie restante dans le ou les clusters associés à la trace est inférieure à $1.5\sigma(E_{dep})$, ce dépôt d'énergie est alors compatible avec une fluctuation en énergie de la gerbe, il est donc retiré. La figure 37 montre une illustration de cette procédure. A la fin de la procédure, les clusters restants et les traces sélectionnées forment les objets pflow.

5.2.2 Reconstruction des jets et calibration

Une fois les objets pflow obtenus, ils peuvent être utilisés pour reconstruire les jets. Les algorithmes utilisés sont identiques à ceux décrits dans la section 5.1.2. La seule différence réside dans la sélection de seulement une partie des objets pflow. En effet, seules les traces associées au vertex primaire sont utilisées pour reconstruire les jets permettant une plus faible sensibilité à l'empilement. Les traces sélectionnées sont celles vérifiant $|z_0 \sin \theta| < 2\text{mm}$ où z_0 est la distance entre le vertex primaire et la trace selon l'axe du faisceau et θ l'angle polaire entre la trace et l'axe du faisceau exprimé au périgée. Les jets peuvent alors être reconstruits puis calibrés.

La première étape de la calibration consiste à appliquer la correction d'origine aux clusters similaire à celle appliqué au jet standard. Puis les effets de l'empilement sont corrigés [90], cette correction est appliquée en calculant la densité de bruit de fond en incluant uniquement les objets pflow, les traces de l'empilement ayant déjà été rejetées par la coupure $|z_0 \sin \theta| < 2\text{mm}$. La correction appliquée est alors donnée par l'équation 152. Ensuite, une calibration en énergie et une correction de la direction est appliquée comme pour les jets standards. Puis, une correction séquentielle globale est appliquée, les variables considérées sont les suivantes :

- la fraction d'énergie provenant des traces,
- la fraction d'énergie provenant de la troisième couche du calorimètre f_{LAR3} , électromagnétique
- la fraction d'énergie mesurée dans la première couche du Tile f_{Tile0} .

Aucune calibration in-situ n'est appliquée il a toutefois été vérifié que la simulation décrit bien

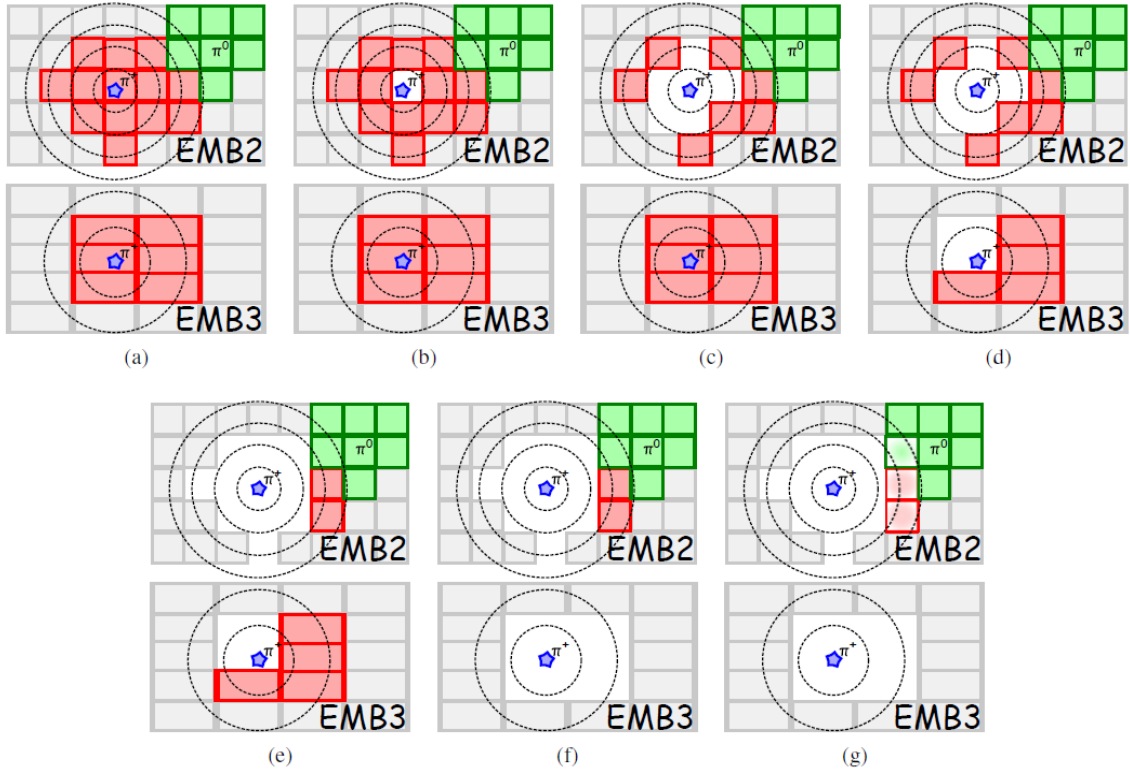


FIGURE 37 – Illustration de la soustraction cellule par cellule. Pour l'étape g, l'anneau ne contient pas assez d'énergie pour être complètement retiré, il est donc soustrait partiellement.

les données en utilisant une balance entre un jet et un boson Z se désintégrant en une paire de muons. Au moment où l'étude a été réalisée, la calibration n'a été faite uniquement que pour les jets de rayon 0.4, les gros jets n'ont pour l'instant fait l'objet d'aucune calibration. La calibration ayant été définie, les performances des jets pflow peuvent maintenant être évaluées.

5.2.3 Performances

Les jets provenant d'un lot d'événements dijet générés par Pythia 8 avec le réglage ATLAS AU2 et la PDF CT10 sont utilisés pour étudier les performances de l'algorithme pflow.

Impulsion transverse

La figure 38 compare la résolution sur l'impulsion transverse des jets en fonction de leur impulsion transverse pour des jets vérifiant $|\eta| < 1.0$. Pour les jets d'impulsion transverse inférieure à 90 GeV, les jets pflow ont une meilleure résolution grâce à la mesure plus précise des traces de faible impulsion par le détecteur interne. On constate également une dégradation de la résolution à plus haute impulsion où la résolution des jets pflow est moins bonne que la résolution des jets LC + JES + GSC. Deux raisons permettent d'expliquer ce résultat, la première est la moins bonne performance du détecteur interne pour de hautes impulsions en dépit d'une coupure à 40 GeV sur l'impulsion des traces. De plus, dans les événements les plus énergiques, les gerbes sont plus proches, la soustraction est alors plus délicate.

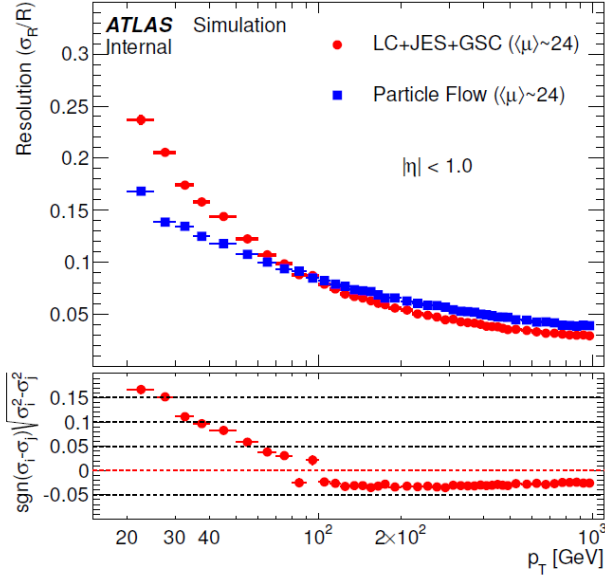


FIGURE 38 – Comparaison de la résolution sur l’impulsion transverse entre les jets LC + JES + GSC et les jets pflow.

Résolution angulaire

L’utilisation des traces permet une amélioration significative de la résolution angulaire selon η (resp. ϕ) est définie comme la distance suivant η (resp. ϕ) entre le jet pflow et le jet de particules associé le plus proche pour lequel $\Delta R < 0.3$. Comme le montre la figure 39, l’amélioration est significative à basse impulsion et les résolutions angulaires deviennent similaires à celle des jets calorimétriques à haute impulsion transverse.

Empilement

L’effet de l’empilement sur la résolution de l’impulsion transverse peut également être comparé entre les jets pflow et les jets calorimétriques. Comme le montre la figure 40, la dégradation inhérente à l’empilement est réduite par l’utilisation des jets pflow. Cet effet a deux causes, la première est le rejet des traces de l’empilement au moment de la reconstruction des jets. Le second effet est due au fait que les objets pflow par l’intermédiaire des trace utilise une échelle d’énergie correcte alors que les jets standards utilise des clusters qui nécessite une calibration avec des corrections calculées en moyenne. C’est ce second effet qui est dominant [28].

Observables

Dans le paragraphe précédent, les comparaisons entre les jets pflow et les jets calorimétriques se limitaient aux grandeurs caractéristiques des jets. Dans ce paragraphe, la résolution sur les variables discriminantes des analyses telles que la masse invariante est également étudiée. L’exemple de la mesure de la masse du boson W à partir d’événements $t\bar{t}$ est considéré, le principe étant d’utiliser la masse invariante des paires de jets pour identifier, avec la meilleure efficacité et la plus grande pureté, les bosons W se désintégrant en hadrons. Pour cette étude, les événements $t\bar{t}$ où un des bosons W se désintègre en leptons et l’autre boson W se désintègre en hadrons sont utilisés. La désintégration en lepton du boson W permet de rejeter les événements multijet alors que la désintégration en hadrons permet d’étudier la résolution sur

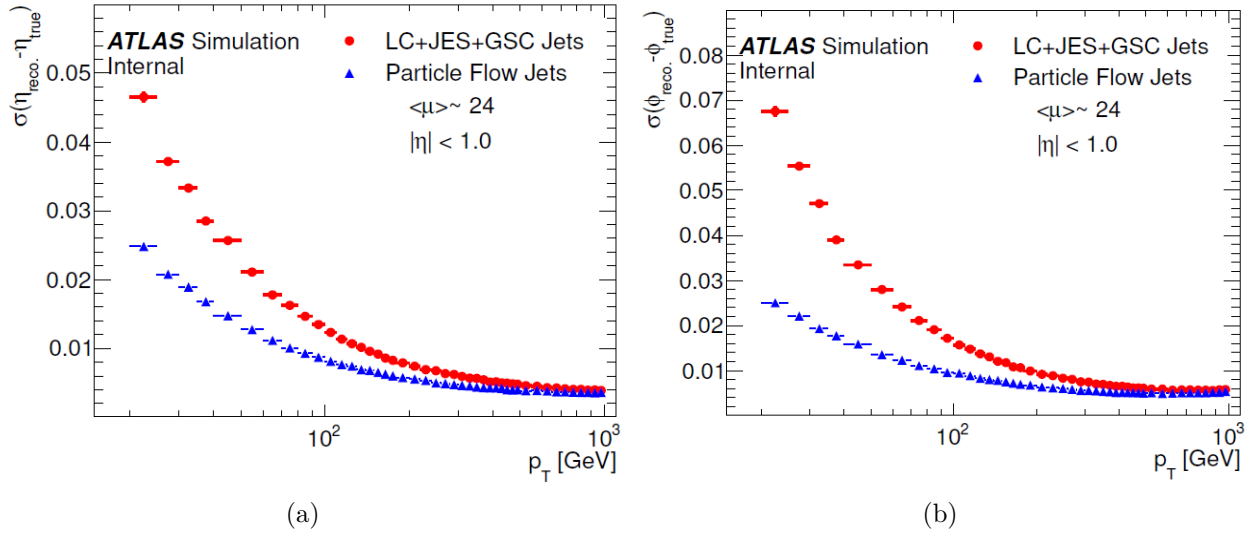


FIGURE 39 – Comparaison de la résolution sur (a) η et (b) ϕ entre les jets pflow et les jets LC + JES + GSC.

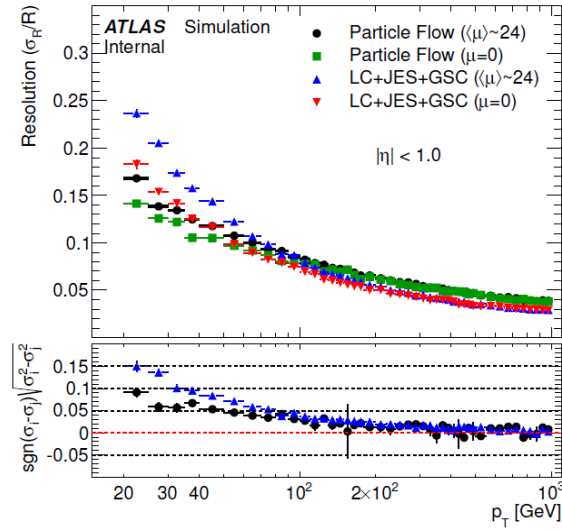


FIGURE 40 – Effet de l'empilement sur la résolution en impulsion transverse pour les jets LC + JES + GSC et les jets pflow.

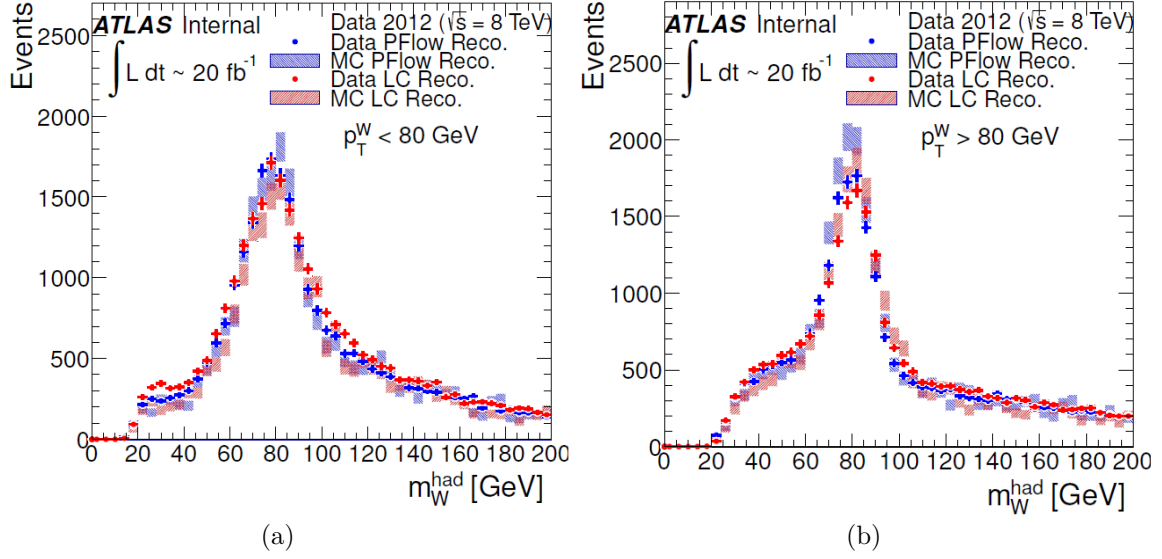


FIGURE 41 – Comparaison entre les distributions de masse invariante pour les jets pflow et les jets calorimétriques pour (a) $p_T^W < 80$ GeV et (b) $p_T^W > 80$.

la masse. Les événements dont l'enregistrement a été déclenché par un muon sont sélectionnés, de plus, un seul muon doit être présent dans l'événement. De plus, les événements doivent posséder quatre jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV dont au moins deux jets de b d'impulsion transverse supérieure à 35 GeV et 30 GeV. Les deux jets n'étant pas des jets de b sont les candidats pour reconstruire la désintégration hadronique du boson W. La distribution de leur masse invariante est montrée sur la figure 41 pour deux intervalles d'impulsion transverse du boson W définie comme l'impulsion transverse du système des deux jets candidats. Ces distributions sont ajustées par des gaussiennes entre 65-95 GeV. La largeur des pics est respectivement 14 GeV et 16 GeV pour les jets pflow et les jets calorimétriques pour $p_T^W < 80$ GeV. Pour $p_T^W > 80$, les largeurs respectives sont 11 GeV et 12 GeV pour les jets pflow et les jets calorimétriques. Le gain est plus faible pour les hautes impulsions transverses, toutefois de meilleures performances sont obtenues sur tout l'intervalle.

5.3 Performances sur les gros jets

Les performances de la reconstruction des gros jets avec les objets pflow vont maintenant être étudiées, elles seront comparées aux gros jets reconstruits avec les clusters LCW. Ces études utilisent des jets de signal provenant de la reconstruction d'un boson W se désintégrant hadroniquement. Trois quantités vont être évaluées : la résolution sur la masse, la résolution sur l'impulsion transverse et la réjection du bruit de fond. Ces quantités seront définies précisément dans les parties suivantes.

5.3.1 Reconstruction des objets

Les objets utilisés sont les suivants :

- muons avec $p_T > 7$ GeV, $|\eta| < 2.5$, et $p_T^{cone-20}/p_T < 0.1$
- jets anti- k_t de rayon 0.4 (petits jets) calibrés à l'échelle LC + JES.

- jets de b identifiés avec l'algorithme MV1 au point de fonctionnement 70 %
- énergie transverse manquante

où $p_T^{cone-20}$ est la somme des impulsions transverses des traces se trouvant dans un cône de rayon 0.2 autour du muon en retirant sa trace.

Les gros jets sont reconstruits avec l'algorithme anti- k_t de rayon 1. Un trimming avec les paramètres $(f, R_{sub}) = (0.05, 0.3)$ est appliqué. Les objets utilisés par l'algorithme sont :

- Pour les vrai jets : les particules stables à l'exception des muons et des neutrinos
- Pour les jets LCW : les clusters LCW
- Pour les jets pflow : les objets pflow neutres sont inclus dans l'algorithme de construction, seuls les objets chargés vérifiant $|z_0 \sin \theta| < 2\text{mm}$ sont inclus dans l'algorithme. Les clusters utilisés sont à l'échelle électromagnétique.

Aucune soustraction du bruit de fond ou aucune calibration n'est appliquée aux gros jets.

5.3.2 Données et échantillons Monte Carlo

L'ensemble des données prises à une énergie de 8 TeV est utilisé, les données sont filtrées en demandant qu'un muon ait déclenché l'enregistrement de l'événement (`mu24i_tight || mu36_tight`). L'événement doit posséder un muon vérifiant $p_T > 25$ GeV, isolé ($p_T^{cone-20} < 1.8$ GeV) et au moins un petit jet de b ayant $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 2.5$.

Deux échantillons Monte Carlo sont utilisés. Un échantillon d'événements $t\bar{t}$ généré par MC@NLO+Herwig+Jimmy avec l'ajustement AUET2 et l'ensemble de PDFs CT10. A l'exception de la condition sur le système de déclenchement, le même filtre que dans les données présentées ci-dessus est appliqué à cet échantillon. La luminosité correspondante à cet échantillon est 5.7 fb^{-1} . Le second échantillon utilisé est un lot d'événements dijets générés par tranches de p_T du vrai jet de plus haute impulsion transverse en utilisant PYTHIA 8 avec l'ajustement AU2 et les PDFs CT10.

5.3.3 Jets de W versus Jets de QCD

Cette section présente une étude de la résolution des jets de W provenant d'événements $t\bar{t}$ et des jets de bruit de fond QCD (jets de QCD). Le rejet des jets de QCD par rapport au jets de W est également étudié. Cette étude est réalisée sur le Monte Carlo avec des coupures au niveau de la vérité de l'événement. Dans la suite, le terme jets sera utilisé à la place de gros jets car ils sont les seuls à être utilisés dans l'étude.

Jets de W

Le jet de W est le vrai jet le plus proche du boson W. Pour être sélectionné, il doit posséder $p_T^{\text{vrai}} > 200$ GeV et $|\eta^{\text{vrai}}| < 2.0$. Afin de ne conserver que les gros jets qui reconstruisent le boson W, le lot d'événements sélectionnés est purifié en appliquant les coupures suivantes :

- $\Delta R(\text{vrai jet}, W) < 0.05$
- $60 < m_{\text{vrai}} < 100$ GeV

L'effet de ces critères est montré sur la figure 42.

Le boson W est reconstruit en sélectionnant le jet pflow ou LCW, le plus proche en ΔR du jet de W. Afin de ne conserver que les jets reconstruits réellement associés au jet de W, une coupure est appliquée sur $\Delta R(\text{jet de W}, \text{jet reconstruit})$. Ils sont associés si $\Delta R(\text{jet de W}, \text{jet reconstruit}) < 0.1$. L'effet de la coupure est montré sur la figure 43, on remarque que la résolution en ΔR est

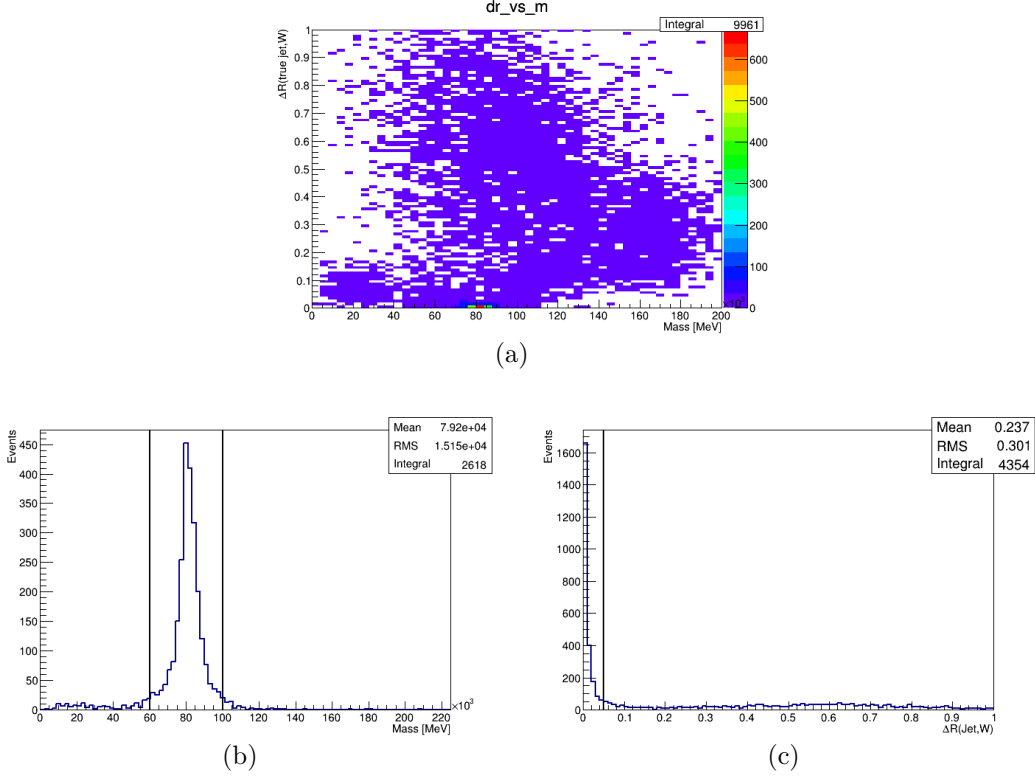


FIGURE 42 – (a) Distribution de $\Delta R(\text{vrai jet}, W)$ vs m_{vrai} , (b) distribution de m_{vrai} lorsque $\Delta R(\text{vrai jet}, W) < 0.05$ et (c) distribution de $\Delta R(\text{vrai jet}, W)$ lorsque $60 < m_{\text{vrai}} < 100$ GeV.

meilleure pour les jets pflow : 0.034 contre 0.042 pour les jets LCW. La résolution en ΔR sur les jets LCW s'améliorera légèrement une fois la correction d'origine calculée.

La réponse en impulsion transverse (resp. masse) est définie comme le rapport de l'impulsion transverse (resp. masse) du jet reconstruit sur l'impulsion transverse (resp. masse) du vrai jet. Des ajustements gaussiens sont réalisés pour déterminer la résolution sur chacune des deux variables, ils sont montrés par les figures 44 et 45.

Pour les deux variables, une sous-calibration des jets pflow peut être observée de l'ordre de 15%; les jets LCW sont sous-calibrés de 3%. La sous-calibration des jets pflow provient essentiellement de la partie neutre des jets calibrés à l'échelle électromagnétique comme le montre la table 10 qui compare les composantes de l'impulsion transverse chargées et neutres des jets pflow et des vrais jets. Pour les vrais jets, seules les particules chargées vérifiant $0.5 < p_T < 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$ sont incluses dans la composante chargée, les autres étant incluses dans la composante neutre afin de tenir compte de la coupure sur les traces. La résolution en masse est meilleure de 12 % pour les jets pflow avec une valeur de 8.7% contre 9.9% pour les jets LCW. La résolution en impulsion transverse est de l'ordre de 6-7%, légèrement meilleure pour les jets LCW.

Jets de QCD

Une étude similaire est réalisée pour des jets de QCD. Le vrai jet de plus haute impulsion transverse est considéré dans l'étude. Il doit posséder $p_T^{\text{vrai}} > 200$ GeV et $|\eta^{\text{vrai}}| < 2.0$. Le jet reconstruit (pflow ou LCW) le plus proche en ΔR du vrai jet de QCD est sélectionné, il doit

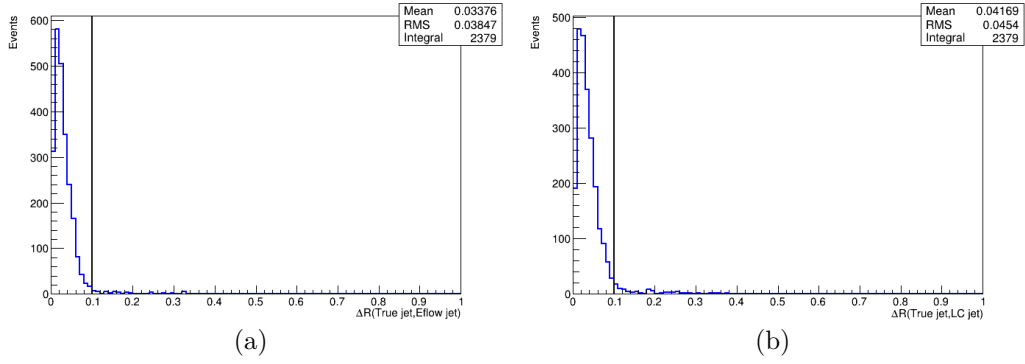


FIGURE 43 – Distributions de $\Delta R(\text{jet de } W, \text{jet reconstruit})$ pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW.

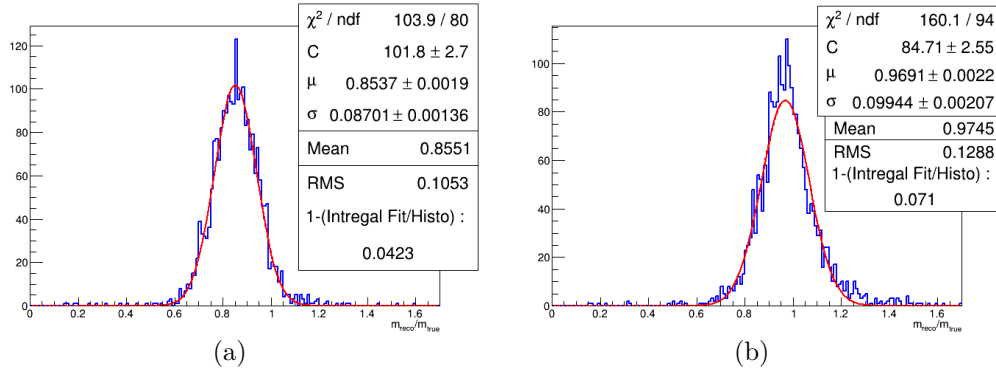


FIGURE 44 – Distribution de $m_{\text{reconstruit}}/m_{\text{vrai}}$ et l'ajustement gaussien pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des désintégrations hadroniques du boson W.

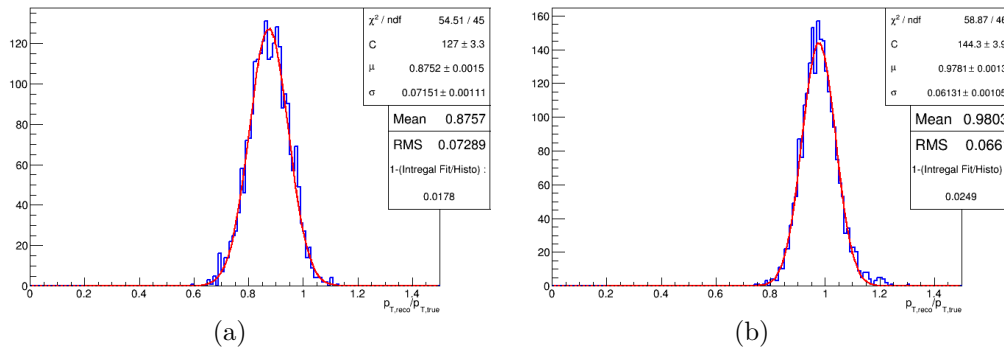


FIGURE 45 – Distribution de $p_{T,\text{reconstruit}}/p_{T,\text{vrai}}$ et l'ajustement gaussien pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des désintégrations hadroniques du boson W.

| | Vrais jets | Jets pflow | Jets pflow/ Vrai jets |
|--------------------|------------|------------|-----------------------|
| Composante chargée | 89 GeV | 82 GeV | 0.92 |
| Composante neutre | 114 GeV | 97 GeV | 0.85 |

TABLE 10 – Comparaison des composantes de l’impulsion transverse neutres et chargées pour les jets pflow et les vrais jets pour des désintégrations hadroniques du boson W.

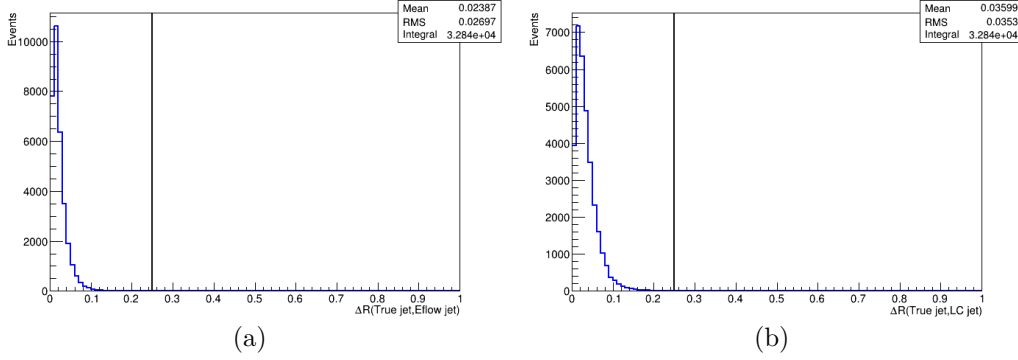


FIGURE 46 – Distributions de $\Delta R(\text{jet de W, jet reconstruit})$ pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des jets de QCD dans des événements dijets.

vérifier $\Delta R(\text{jet de W, jet reconstruit}) < 0.25$ pour qu’il soit associé au vrai jet de QCD. L’effet de la coupure est montré sur la figure 46. Comme pour les jets de W, la résolution en ΔR est meilleure pour les jets pflow avec une valeur de 0.024 contre une résolution de 0.036 pour les jets calorimétriques.

Les figures 47 et 48 montrent les résultats des ajustements gaussiens sur la réponse en masse et en impulsion transverse respectivement. Les conclusions sont similaires aux jets de W. La différence majeure étant la présence de queue non gaussienne dans la réponse en masse, ces queues sont présentes à des faibles masses de vrais jets comme le montre la figure 49. Elle montre également que les queues non gaussiennes sont moins importantes pour les jets pflow. Les ajustements gaussiens sont donc réalisés sur le coeur de la distribution. La masse et l’impulsion transverse sont sous-calibrées pour les jets pflow de l’ordre de 14% à la différence des jets LCW pour lesquels la sous-calibration est de 5%. La résolution en masse est meilleure pour les jets pflow de 10 % alors que la résolution en impulsion transverse est légèrement meilleure pour les jets LCW. Les résultats sont similaires aux résultats de l’étude avec les événements $t\bar{t}$.

Efficacité de sélection et rejets des jets de QCD

Dans cette partie, l’efficacité de sélection des jets reconstruits de W et le rejet des jets de QCD sont évalués en appliquant une coupure sur la masse du jet reconstruit et en étudiant l’influence d’une coupure sur une variable de sous-structure dont la définition sera donnée ultérieurement.

Pour cette étude, la coupure sur $\Delta R(\text{jet de W, jet reconstruit}) < 0.1$ n’est pas appliquée. De plus, afin d’obtenir une comparaison non biaisée entre les jets de W et les jets de QCD, la distribution p_T^{vrai} des vrais jets de W est pondérée pour être identique à la distribution p_T^{vrai} des vrais jets de QCD. La figure 50 compare les deux distributions avant la pondération.

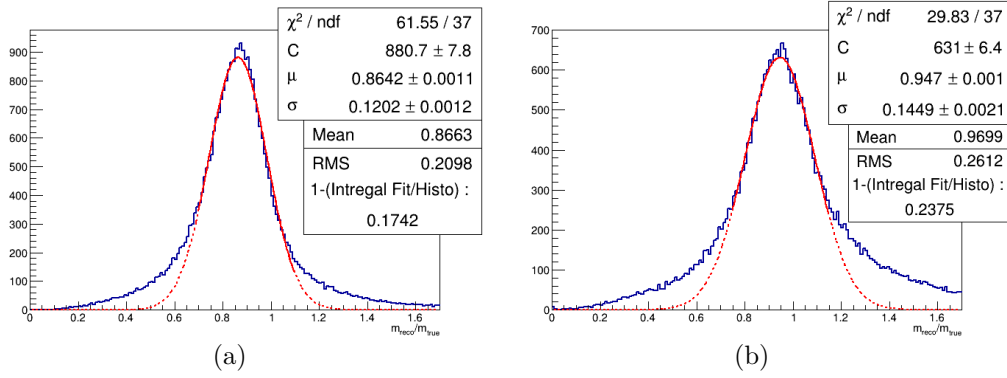


FIGURE 47 – Distribution de $m_{\text{reconstruit}}/m_{\text{vrai}}$ et ajustement gaussien pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des jets de QCD dans des événements dijets.

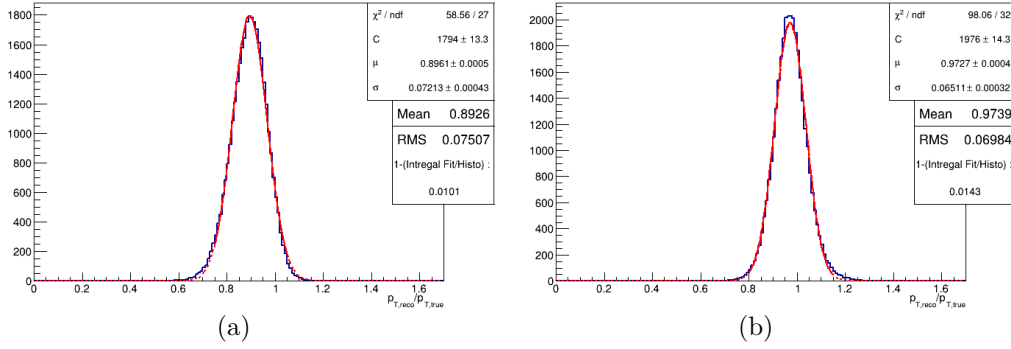


FIGURE 48 – Distribution de $p_{T,\text{reconstruit}}/p_{T,\text{vrai}}$ et ajustement gaussien pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des jets de QCD dans des événements dijets.

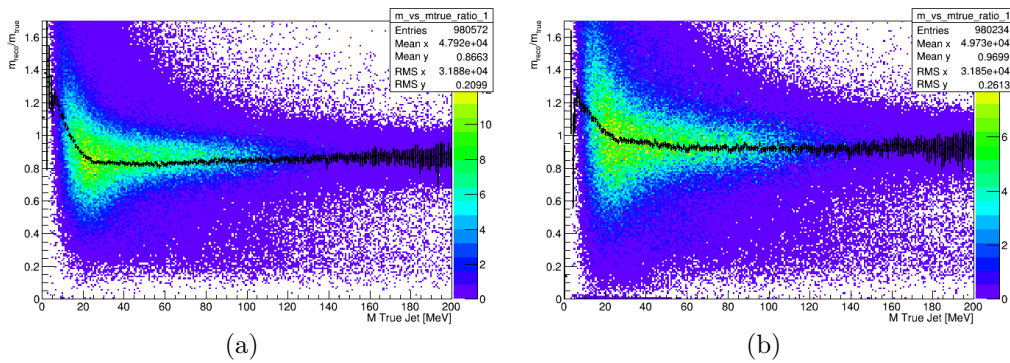


FIGURE 49 – Distribution de la réponse en masse en fonction de la vraie masse du jet pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour des jets de QCD dans des événements dijets.

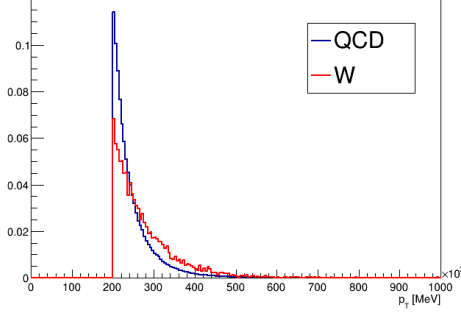


FIGURE 50 – Comparaison de l’impulsion transverse pour les vrais jets de W et les vrais jets de QCD avant pondération (cf texte).

Les distributions de masse du signal et du bruit de fond sont montrées figure 51. Un ajustement gaussien de la distribution de signal est réalisé pour définir la fenêtre en masse à 1σ :

- 69.3 ± 8.2 GeV pour les jets pflow,
- 78.2 ± 8.1 GeV pour les jets LCW.

Dans ces fenêtres en masse, 65% des jets pflow de W sont contenus alors que 59% des jets calorimétriques sont présents. Cette différence provient en grande partie des queues non gaussiennes plus importantes pour les jets LCW. Une réjection du bruit de fond de l’ordre de 11 est obtenue pour les deux familles de jets.

En plus d’une coupure sur la fenêtre en masse, des coupures sur des variables de sous-structure ont été étudiées. Les variables de sous-structure essaient de quantifier la présence de structure au sein des gros jets. Par exemple, la présence de deux sous jets symétriques par rapport à l’axe du gros jets peut être caractéristique d’un gros jet contenant les produits de désintégration d’une résonance lourde en 2 corps. Les variables de sous structure étudiées sont les suivantes :

- **L’échelle de division (splitting scale)** : L’échelle de division est calculée pour un jet en appliquant l’algorithme k_t à ses constituants. Pour les deux jets obtenus avant la recombinaison finale, l’échelle de division est définie par :

$$\sqrt{d_{12}} = \min(p_{T,1}, p_{T,2}) \Delta R_{12} \quad (162)$$

L’algorithme k_t combine les deux jets de plus haute impulsion transverse à la fin. Cette variable permet donc de distinguer les produits de désintégration du boson W qui tendent à avoir une distribution symétrique d’énergie.

- **La balance d’impulsion (momentum balance)** : La balance d’impulsion est définie comme le rapport de l’échelle de division sur la masse du jet :

$$\sqrt{y_f} = \frac{\min(p_{T,1}, p_{T,2}) \Delta R_{12}}{m_{12}} \quad (163)$$

- **La N-subjettiness** : Cette variable quantifie à quel point la sous-structure du jet ressemble à N sous-jets. La N-subjettiness est définie de la manière suivante :

$$\tau_N = \frac{\sum_k p_{T,k} \min(\Delta R_{1,k}, \Delta R_{2,k}, \dots, \Delta R_{N,k})}{\sum_k p_{T,k} R_0} \quad (164)$$

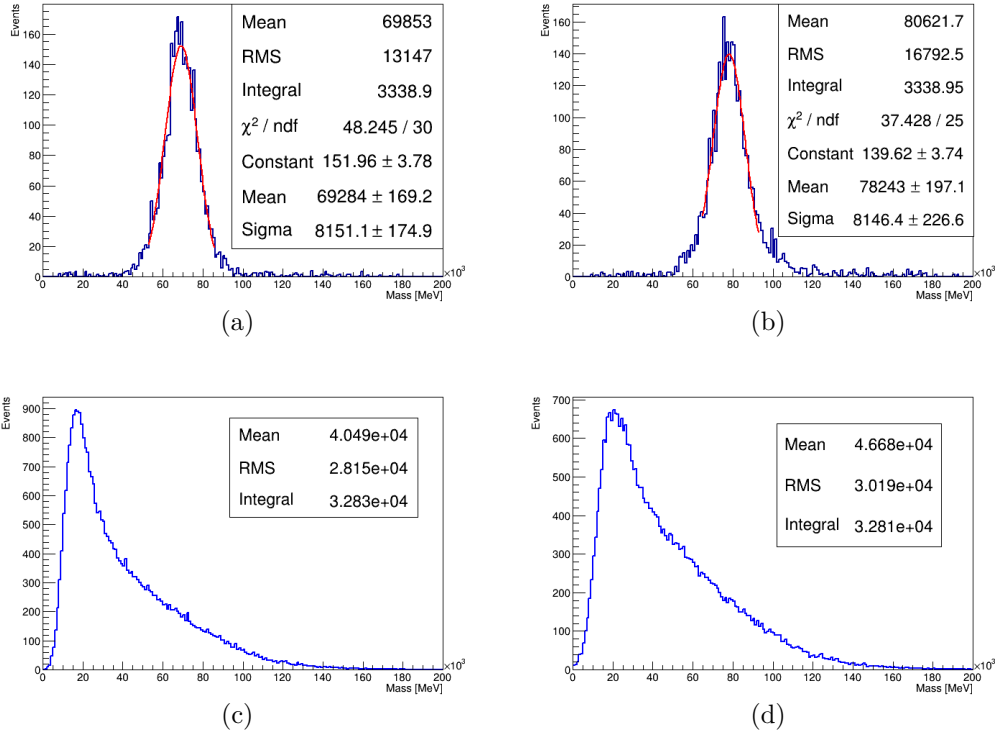


FIGURE 51 – Distribution de la masse invariante des (a) jets pflow de W (b) jets LCW de W, (c) jets pflow de QCD et (d) jets LCW de QCD.

où la somme est sur les constituants du jet, $p_{T,k}$ est l'impulsion transverse du constituant k , $\Delta R_{i,k}$ est la distance entre l'axe du sous-jet i et le constituant k , R_0 est le rayon caractéristique du jet. Bien que la variable τ_N soit discriminante, les rapports τ_N/τ_{N-1} permettent une très bonne identification des jets contenant N sous-jets. Dans la suite, N -subjettiness sera utilisée pour désigner $\tau_2/\tau_1 = \tau_{21}$ qui permet d'identifier la désintégration du boson W . En effet, dans le cadre de la désintégration du boson W en deux quarks, il existe deux sous-jets, on aura donc $\Delta R_{11} \approx 0$ et $\Delta R_{22} \approx 0$ qui implique que $\tau_2 \approx 0$. De manière générale, τ_N sera petit si le jet est composé de N corps.

Cette dernière variable apporte les meilleures performances. La figure 52 montre la distribution de la N -subjettiness pour les jets pflow et LCW.

A partir de ces distributions, une ROC curve peut être construite, elle montre l'évolution de la réjection du bruit de fond (qui correspond à $1 - \text{efficacité}$) en fonction de l'efficacité de sélection du signal. La ROC curve obtenue est montrée figure 53. Elle combine à la fois l'effet de la fenêtre en masse (fixe) et de la coupure en N -subjettiness (variable). Les performances sont similaires pour les jets pflow et calorimétriques à l'exception du régime de très grande efficacité où les jets pflow sont meilleurs.

5.3.4 Jets de W versus autres jets dans les événements $t\bar{t}$

Une étude similaire a été réalisée en remplaçant les coupures au niveau de la vérité du générateur par des coupures d'analyses de physique. Ces coupures permettent également de comparer la simulation avec les données.

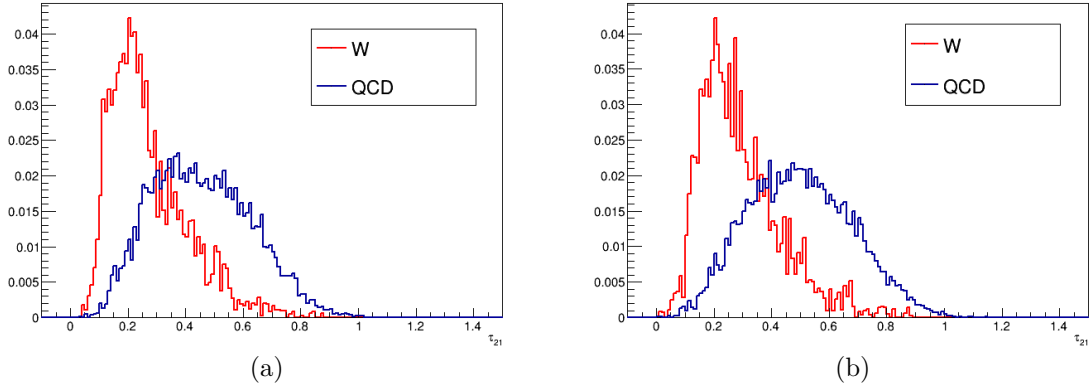


FIGURE 52 – Comparaison de la N-subjettiness pour les jets de signal et de bruit de fond pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW.

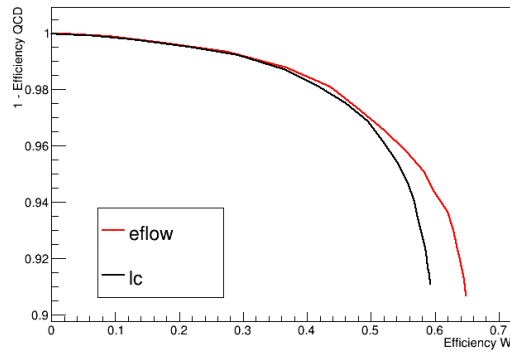


FIGURE 53 – ROC curve pour les jets pflow et LCW illustrant la discrimination entre les jets de signal et de bruit de fond.

Correction de la simulation

Pour ces études, des corrections sont appliquées à la simulation pour s'accorder aux données. Une pondération en fonction de l'empilement est réalisée afin que les conditions d'empilement soient les mêmes dans la simulation et les données. Les différences d'efficacité de reconstruction des muons et d'identification des jets de b sont corrigées. Les informations relatives aux systèmes de déclenchement n'étant pas disponibles dans les échantillons $t\bar{t}$, un facteur est appliqué pour tenir compte de l'efficacité de déclenchement : 70.1 % dans le tonneau et 85.6 % dans les bouchons. Les nombres sont extraits de la table 3 de [50].

Sélection des événements

La sélection des événements comprend deux étapes. La première étape est une sélection des événements identiques pour les jets pflow et LCW. Les critères sont les suivants :

- exactement un muon avec $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 2.5$, $p_T^{cone-20}/p_T < 0.04$, $z_0 < 2$ mm et $|d_0/\sigma_{d_0}| < 3$,
- MET > 20 GeV et MET+ $m_T > 60$ GeV où m_T est la masse transverse du boson W se désintégrant en leptons définie par $m_T = \sqrt{(E_T^W + \text{MET})^2 - (\vec{p}_T^W + \vec{\text{MET}})^2}$ avec $E_T^W = \sqrt{p_T^{W^2} + m_W^2}$ avec \vec{p}_T^W l'impulsion transverse du système de deux jets et p_T^W sa norme,
- au moins deux petits jets avec $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 2.5$ et $|JVF| > 0.5$ si $p_T < 50$ GeV,
- $\Delta R(\text{muon}, \text{petit jet}) > 0.4$ pour tous les petits jets,
- au moins un petit jet de b.

La variable JVF (pour Jet Vertex Fraction) est définie par :

$$JVF = \frac{\sum_k p_{T,\text{trace } k}}{\sum_j p_{T,\text{trace } j}} \quad (165)$$

où la somme sur k porte sur l'ensemble des traces associées à la fois au jet et au vertex primaire alors que la somme sur j porte sur l'ensemble des traces associées au jet. De plus, un certain nombre de critères est également appliqué sur les gros jets, indépendamment pour les jets pflow et LCW :

- le gros jet de plus haute impulsion transverse est sélectionné avec $p_T > 150$ GeV, $|\eta| < 2.0$,
- il doit être isolé des muons : $\Delta R(\text{muon}, \text{gros jet}) > 1$,
- il doit être isolé des deux petits jets de b : $\Delta R(\text{jet de b}, \text{gros jet}) > 1$, les jets de b sont les deux petits jets possédant le plus grand poids MV1.

Dans la suite, "jet" sera utilisé pour désigner "gros jet".

Calibration des jets pflow

Dans la partie précédente, il a été constaté que les jets pflow sont sous-calibrés par rapport aux jets LCW. Les jets pflow ont donc été calibrés en utilisant la procédure suivante. Les jets pflow sont associés au jet LCW le plus proche en ΔR avec une distance inférieure à 0.1. Pour ces paires de jets, le rapport $p_{T,LCW}/p_{T,pflow}$ est ajusté en fonction de l'impulsion transverse du jet pflow par une exponentielle décroissante. Le résultat est montré sur la figure 55a. La correction appliquée varie de 11 % pour $p_T = 150$ GeV à 9 % pour les plus hautes impulsions. Son effet sur la distribution en impulsion est montré sur la figure 54.

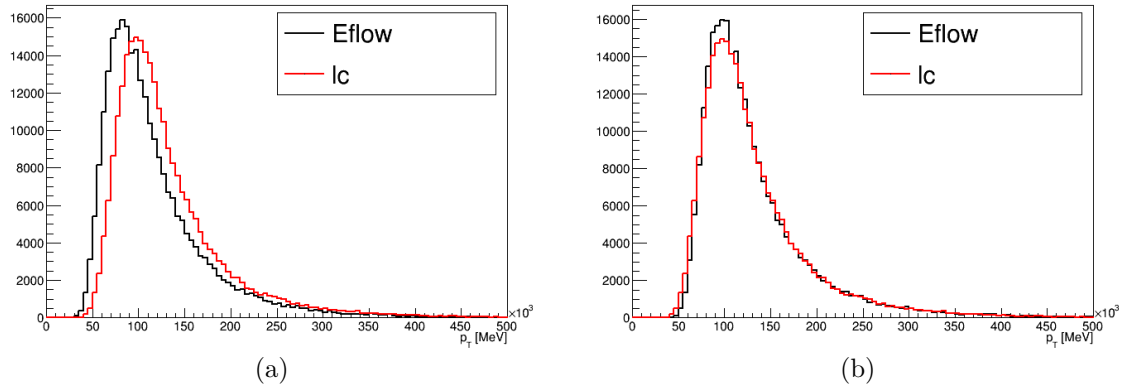


FIGURE 54 – Comparaison de la distribution en impulsion transverse des jets pflow et LCW (a) avant calibration (b) après calibration.

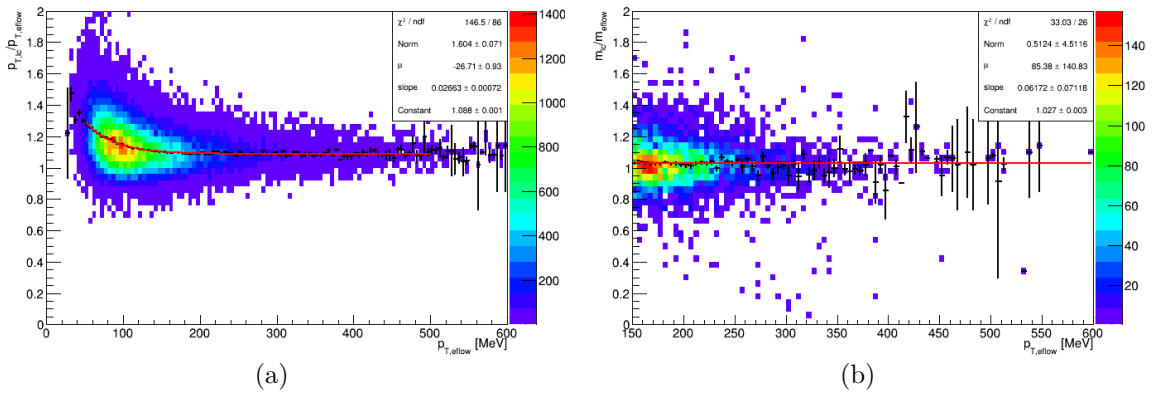


FIGURE 55 – (a) $p_{T,LCW}/p_{T,pflow}$ et (b) m_{LCW}/m_{pflow} en fonction de $p_{T,pflow}$ et l'ajustement des profils moyens en fonction de $p_{T,pflow}$ par une exponentielle décroissante.

De plus, une fois la première correction appliquée, une correction supplémentaire est appliquée pour calibrer la masse des jets pflow. Pour les jets pflow possédant $p_{T,corr,pflow} > 150$ GeV et $65 < m_{pflow} < 85$ GeV, cette calibration additionnelle est obtenue en ajustant m_{LCW}/m_{pflow} en fonction de l'impulsion transverse corrigé du jet pflow par une exponentielle décroissante. Le résultat est montré sur la figure 55b. La correction appliquée varie de 3% pour $p_T = 150$ GeV à 1 % pour les plus hautes impulsions.

Cette procédure permet de comparer les performances entre les jets pflow et LCW sans être affecté par des différences de calibration en masse et impulsion transverse.

Classification des jets

Les jets sont classés en fonction de leur contenu en quarks. Seuls les quarks b et les quarks légers provenant de la désintégration du quark top suivante : $t \rightarrow Wb \rightarrow qqb$ sont utilisés. Les quarks sont considérés comme étant associés à un gros jet s'ils vérifient $\Delta R(\text{gros jet}, \text{quarks}) < 1$. Les catégories suivantes sont définies :

- Top : le quark b et les deux quarks légers sont associés au gros jet (1 %),

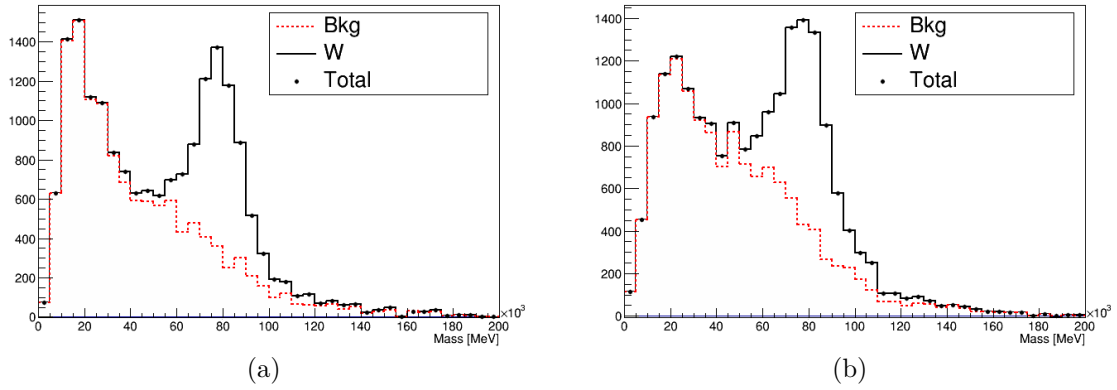


FIGURE 56 – Distribution de la masse des gros jets pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW.

- W : les deux quarks légers sont associés au gros jet (29 %),
- Mélangé (Mixed) : un des deux quarks légers et le quark b sont associés au gros jet (4 %),
- b : seul le quark b est associé au gros jet (2 %),
- q : un seul des deux quarks est associé au gros jet (21 %),
- Other : Un jet est trouvé dans des événements $t\bar{t}$ semi-leptonique mais il n'appartient à aucune des catégories précédentes, par exemple il est associé à un quark de b provenant de $t \rightarrow Wb \rightarrow \nu b$ ou à des jets provenant du rayonnement des partons initiaux ou finaux (34 %).
- Lep : un jet est trouvé sur un événement $t\bar{t}$ complètement leptonique (9 %).

A l'exception de la catégorie W, toutes les autres forment la catégorie désigné par "bruit de fond".

Résolution en masse

Les distributions en masse pour les jets pflow et LC sont montrées sur la figure 56. Le pic du boson W est clairement visible dans cette distribution.

Afin de réduire les incertitudes liées à la forme du bruit de fond, une coupure sur la N-subjettiness ($\tau_{21} < 0.6$) est appliquée. Comme le montre la figure 57, cette coupure rejette efficacement le bruit de fond tout en conservant la plupart du signal.

La distribution de masse après cette coupure est montrée par la figure 58. Le résultat de l'ajustement par la somme d'une gaussienne et d'une fonction *ad-hoc* : $C(m-\alpha) \exp(-\beta(m-\alpha))$ est également visible. L'intervalle pour réaliser l'ajustement est choisi pour que la description du bruit de fond soit la meilleure en terme de normalisation, l'intervalle est 30 - 160 GeV pour les jets pflows et 35 - 160 pour les jets LCW.

La résolution en masse est environ 7% meilleure pour les jets pflow avec une valeur de $(12.3 \pm 0.7) \%$ par rapport aux jets LCW pour lesquels la résolution est $(13.1 \pm 0.9) \%$. Ces valeurs sont obtenus en prenant le rapport de la valeur centrale de la gaussienne ajustée sur la figure 58 sur sa largeur

La résolution en masse ne montre aucune dépendance significative en fonction de l'empilement pour les jets pflow alors que pour les jets LCW, la résolution est dégradée de $(12.7 \pm 1.1) \%$ pour $\mu < 21$ à $(15.3 \pm 1.4) \%$ pour $\mu > 21$.

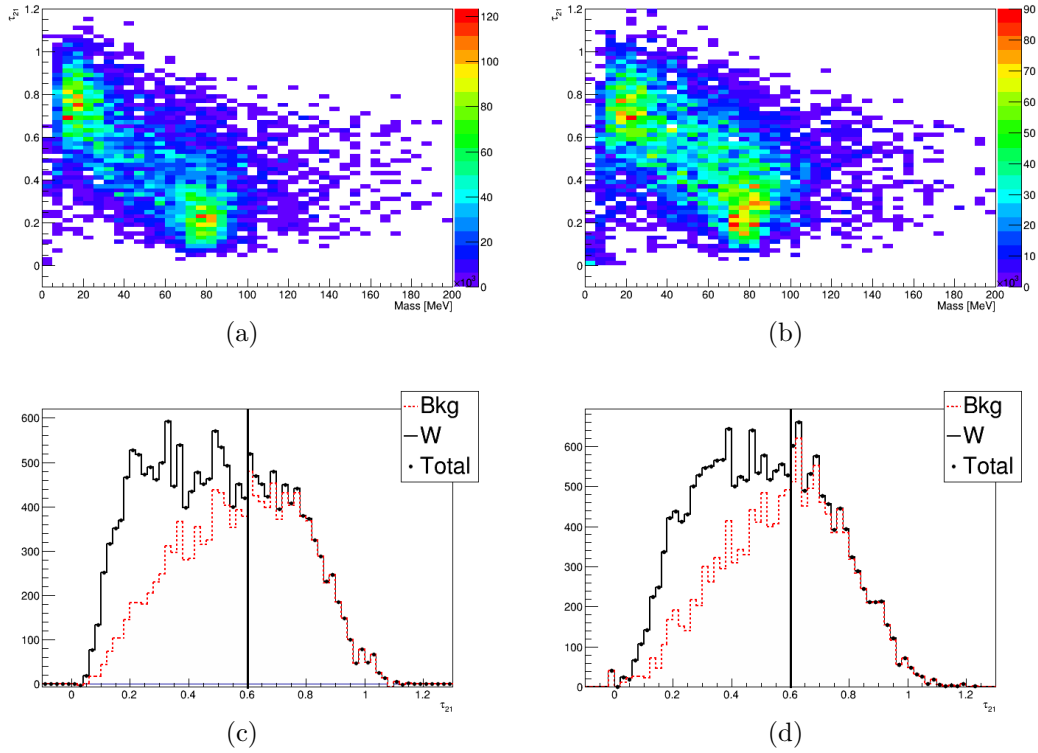


FIGURE 57 – Distribution de τ_{21} en fonction de la masse du gros jet pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW. Distribution de τ_{21} pour des (c) jets pflow et (d) jets LCW pour la simulation $t\bar{t}$.

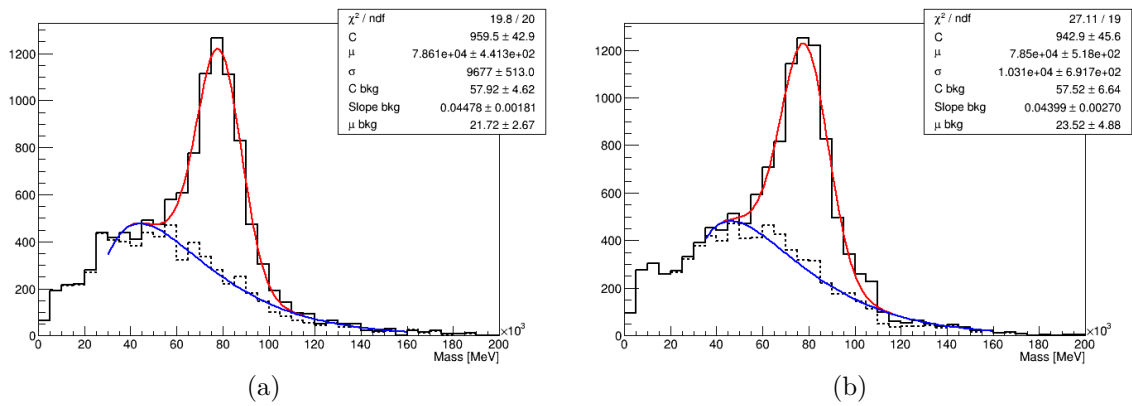


FIGURE 58 – Distribution de la masse des gros jets après la coupure $\tau_{21} < 0.6$ et son ajustement pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour la simulation $t\bar{t}$.

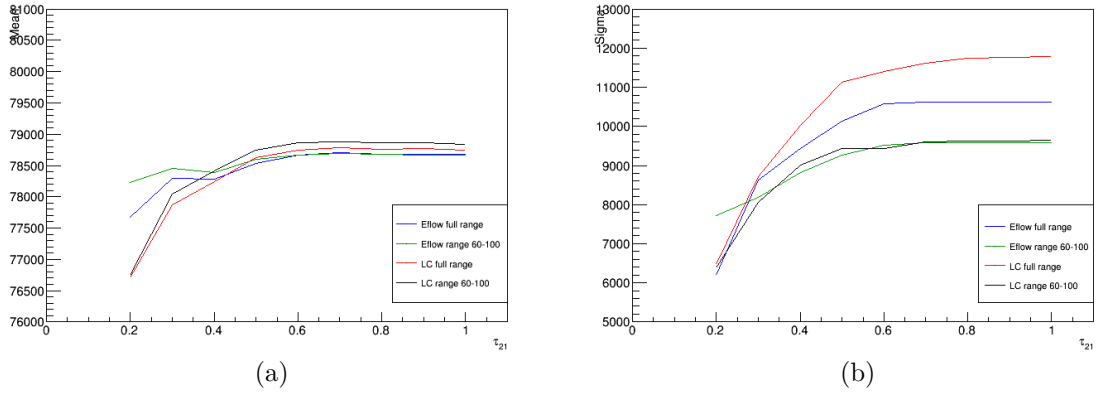


FIGURE 59 – Evolution de (a) l'échelle d'énergie du pic du W et (b) sa résolution en fonction de la coupure en τ_{21} .

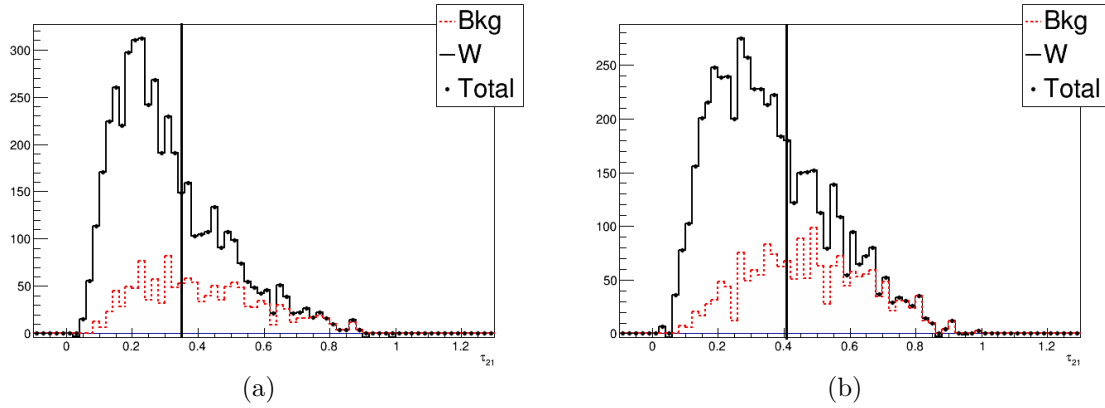


FIGURE 60 – Distribution de τ_{21} pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW après coupure sur la masse du jet.

De la même manière, la dépendance des résultats en fonction de la coupure en N-subjettiness est plus faible pour les jets pflow que pour les jets LCW comme le montre la figure 59

Efficacité de sélection et rejet du bruit de fond

Les fenêtres à 1σ appliquées pour étudier l'efficacité de sélection des jets de signal sont obtenues à partir des ajustements présentés sur la figure 58.

- 78.6 ± 9.7 GeV pour les jets pflow
- 78.5 ± 10.3 GeV pour les jets LCW.

Ces fenêtres contiennent 64% des jets pflow de W et 62% des jets LCW de W, les deux familles de jets ont donc des efficacités de sélection similaires.

Après application de ces coupures, l'efficacité de sélection du signal et le rejet des jets de bruit de fond sont évalués en fonction de la coupure sur la N-subjettiness. La distribution de cette variable est montrée par la figure 60.

La rejection du bruit de fond en fonction de l'efficacité de sélection du signal est montrée figure 61. Pour une efficacité de 50 %, la réjection du bruit de fond est :

- 22.7 pour les jets pflow avec $\tau_{21} < 0.35$

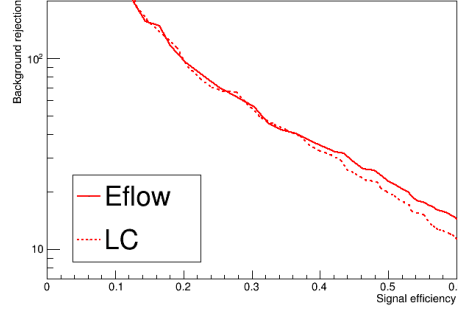


FIGURE 61 – Réjection du bruit de fond en fonction de l’efficacité de sélection des jets de W pour des jets pflow et LCW.

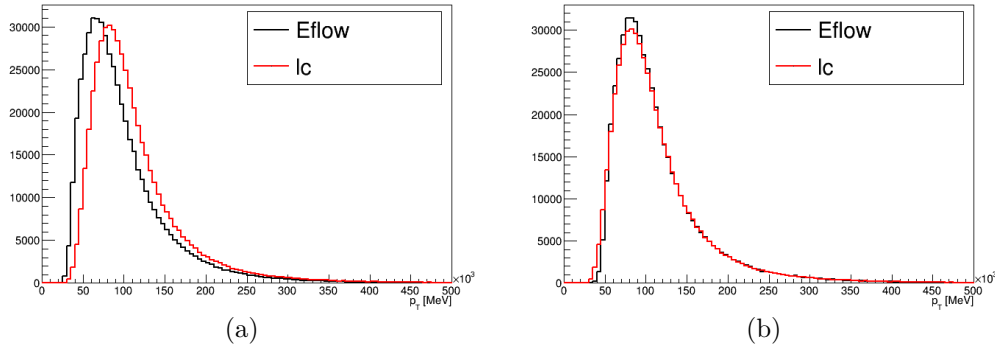


FIGURE 62 – Comparaison de la distribution en impulsion transverse des jets pflow et LCW (a) avant calibration (b) après calibration pour les données.

— 20.0 pour les jets LCW avec $\tau_{21} < 0.41$

Les jets pflow ont une réjection 14% meilleure que les jets LCW provenant principalement d’une fenêtre de masse plus petite qui est la conséquence d’une meilleure résolution en masse. De plus faibles queues non gaussiennes pour les jets pflow contribuent également à ces meilleures performances.

Comparaison avec les données

Deux types de comparaison sont réalisés dans cette partie, la première consiste à comparer les jets pflow et LCW dans les données. La seconde comparera les résultats obtenus avec les jets pflow dans les données et la simulation.

La calibration des jets pflow décrite dans la partie précédente est également appliquée pour les jets reconstruits dans les données. L’effet de cette calibration est montré par la figure 62, un bon accord pour $p_{T,pflow} > 150$ GeV est obtenu une fois la calibration appliquée.

La distribution de masse est montrée sur la figure 63a, elle présente la même structure en double pic déjà observée dans la simulation. Une coupure sur la N-subjettiness ($\tau_{21} < 0.6$) est appliquée afin de réduire ce bruit de fond, la distribution résultante est montrée sur la figure 63b. Ces distributions de masse sont utilisées pour estimer la résolution dans les données. Comme dans la simulation, la même fonction et le même intervalle sont utilisées pour réaliser l’ajustement montré sur la figure 64. La résolution est meilleure pour les jets pflow (10.6%)

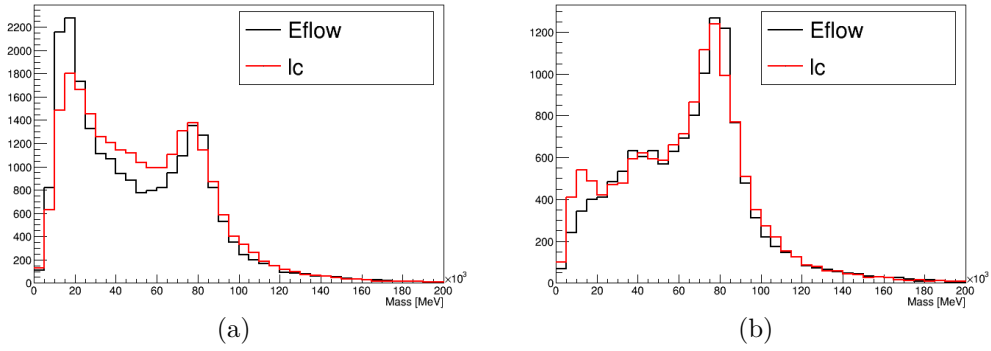


FIGURE 63 – Distribution de la masse des gros jets pour des jets pflow et jets LCW (a) avant coupure sur τ_{21} et (b) après $\tau_{21} < 0.6$ pour les données.

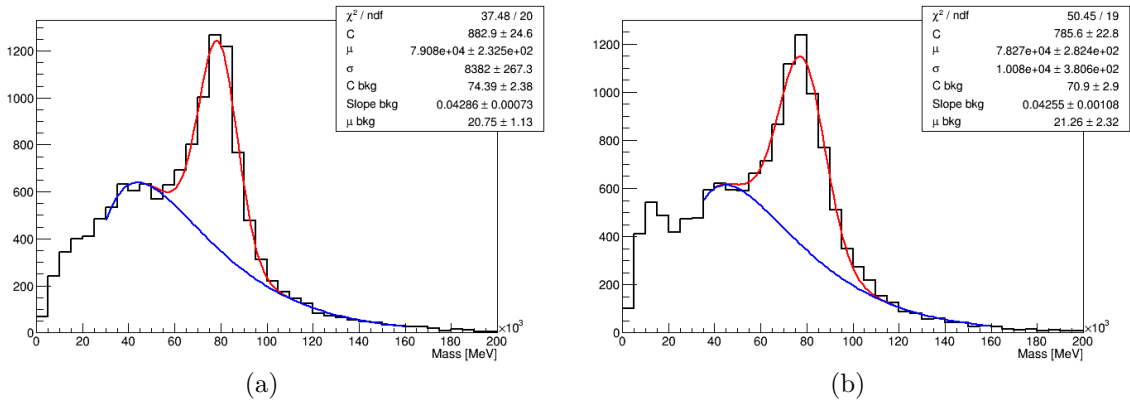


FIGURE 64 – Distribution de la masse des gros jets après $\tau_{21} < 0.6$ et son ajustement pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour les données.

que pour les jets LCW (12.0%). Il a été vérifié que le résultat ne change pas si l'intervalle d'ajustement varie. La meilleure résolution des jets pflow dans les données par rapport à la simulation nécessite une étude plus approfondie pour être comprise.

La production d'une paire de quarks top est le seul échantillon de simulation disponible pour réaliser ces études, c'est à dire le seul échantillon pour lequel les objets pflow ont été reconstruits. L'accord entre les données et le Monte Carlo sera donc mauvais au moins initialement sans la simulation du bruit de fond $W + \text{jets}$, ce processus étant le bruit de fond dominant. Toutefois, il est attendu que la forme de la distribution de masse des jets entre Monte Carlo et simulation soit en accord car ce bruit de fond et le bruit de fond dans les événements $t\bar{t}$ doivent se comporter de la même manière pour cette variable.

La distribution de masse est montrée sur la figure 65. Au niveau du pic, l'accord entre données et Monte Carlo est bon alors que le pic relatif au bruit de fond est mal modélisé comme on pouvait s'y attendre à la fois pour les jets pflow et les jets LCW.

La figure 66 montre la distribution de masse transverse. L'accord entre les données et la simulation est bon, modulo un facteur de normalisation globale, ce qui renforce l'idée que le désaccord absolu est lié au bruit de fond $W + \text{jets}$. La figure 67 montre la comparaison entre les données et Monte Carlo pour la variable de sous-structure τ_{21} . Pour de faibles valeurs de

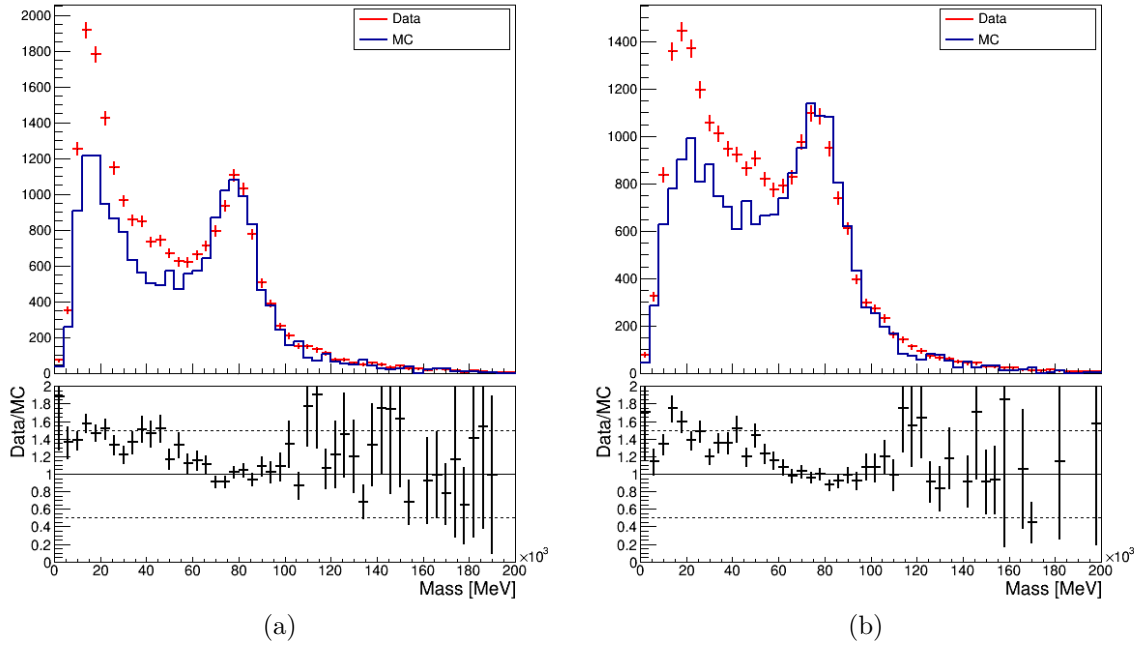


FIGURE 65 – Distribution de la masse des gros jets pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour la simulation (trait plein) et les données (points avec les barres d’erreur).

τ_{21} , l’accord est bon alors que l’accord est mauvais pour des valeurs élevées où le bruit de fond $W + \text{jets}$ est attendu car les jets relatifs à ce bruit de fond ne possède pas la sous-structure caractéristique de la désintégration d’une résonance lourde. Les figures 68 et 69 montrent la distribution de masse après une coupure sur la N-subjettiness $\tau_{21} < 0.6$ et $\tau_{21} < 0.3$, respectivement. Avec la coupure plus agressive sur τ_{21} , l’accord entre données et Monte Carlo est particulièrement bon.

5.4 Conclusion

Dans cette partie, la reconstruction des jets dans ATLAS a été présentée. Cette reconstruction se base sur des amas de cellules du calorimètre. La calibration de ces jets peut avoir lieu à deux niveaux, au niveau des clusters ou au niveau des jets. À cette calibration s’ajoute une calibration résiduelle GSC et in-situ.

Une méthode de reconstruction alternative a été développée qui combine à la fois l’information du calorimètre précise à haute impulsion et l’information du détecteur interne précise à basse impulsion. Cette procédure aboutit à la reconstruction d’objets pflow. Pour ces objets, les performances avec les jets standards anti- k_t de rayon 0.4 sont meilleures qu’avec les clusters standards.

Une étude a été menée pour comparer les performances dans la reconstruction de gros jet. Cette comparaison a été réalisée au moyen de deux quantités, la résolution en masse et la réjection du bruit de fond. Dans ces études, le signal est composé de jets de W et il existe deux types de bruit de fond : les jets des événements dijets et les jets qui ne sont pas associés aux bosons W dans les événements $t\bar{t}$.

Dans les événements $t\bar{t}$, la résolution en masse est 7% meilleure en utilisant les jets pflow. La

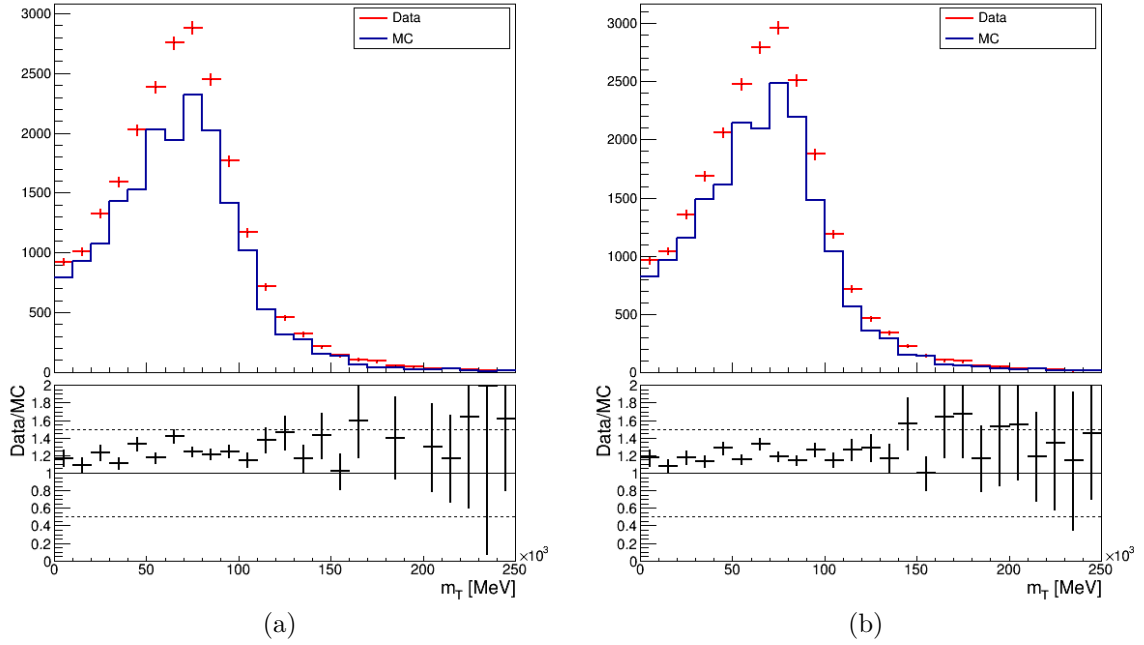


FIGURE 66 – Distribution de la masse transverse du boson W avec une sélection utilisant des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour la simulation (trait plein) et les données (points avec les barres d'erreur).

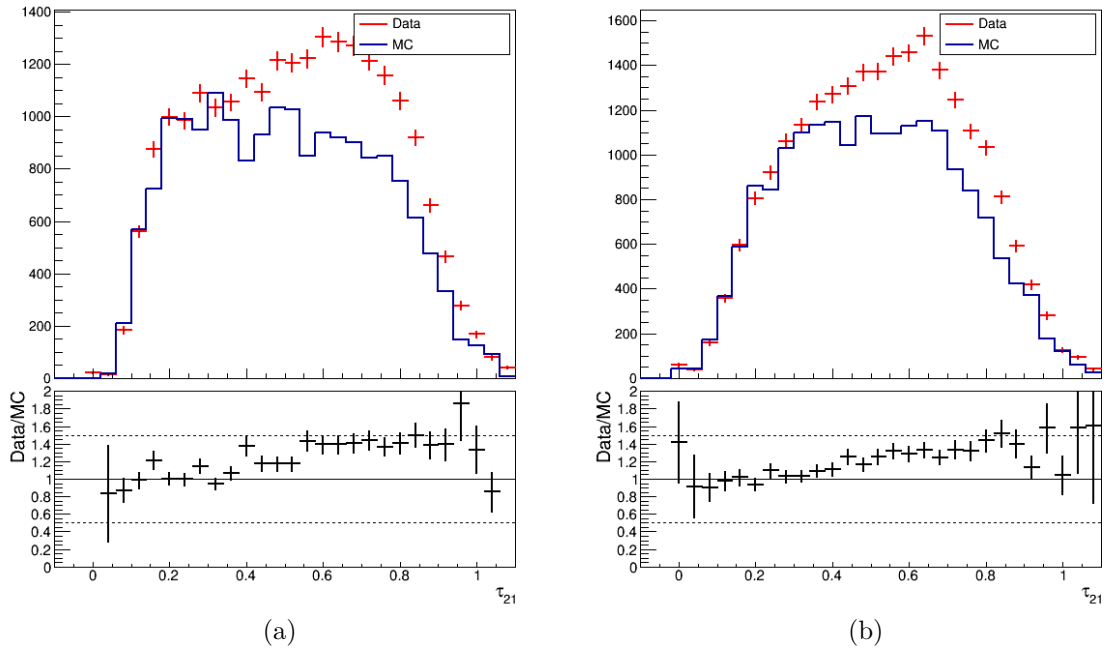


FIGURE 67 – Distribution de τ_{21} pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW pour la simulation (trait plein) et les données (points avec les barres d'erreur).

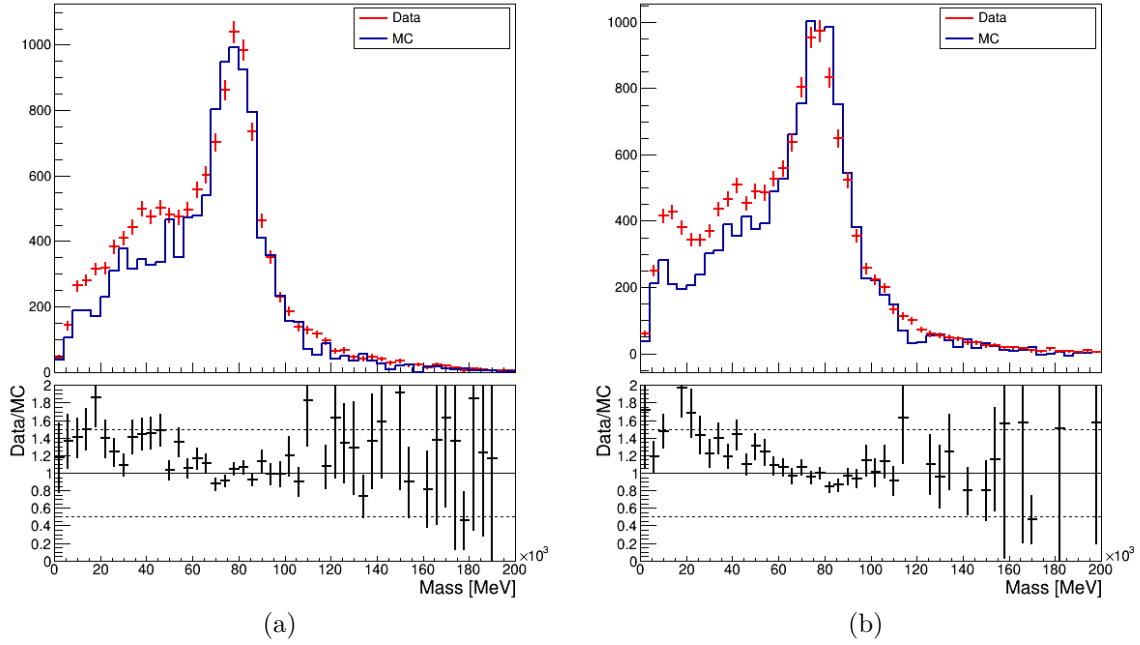


FIGURE 68 – Distribution de la masse des gros jets pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW après $\tau_{21} < 0.6$ pour la simulation (trait plein) et les données (points avec les barres d'erreur).

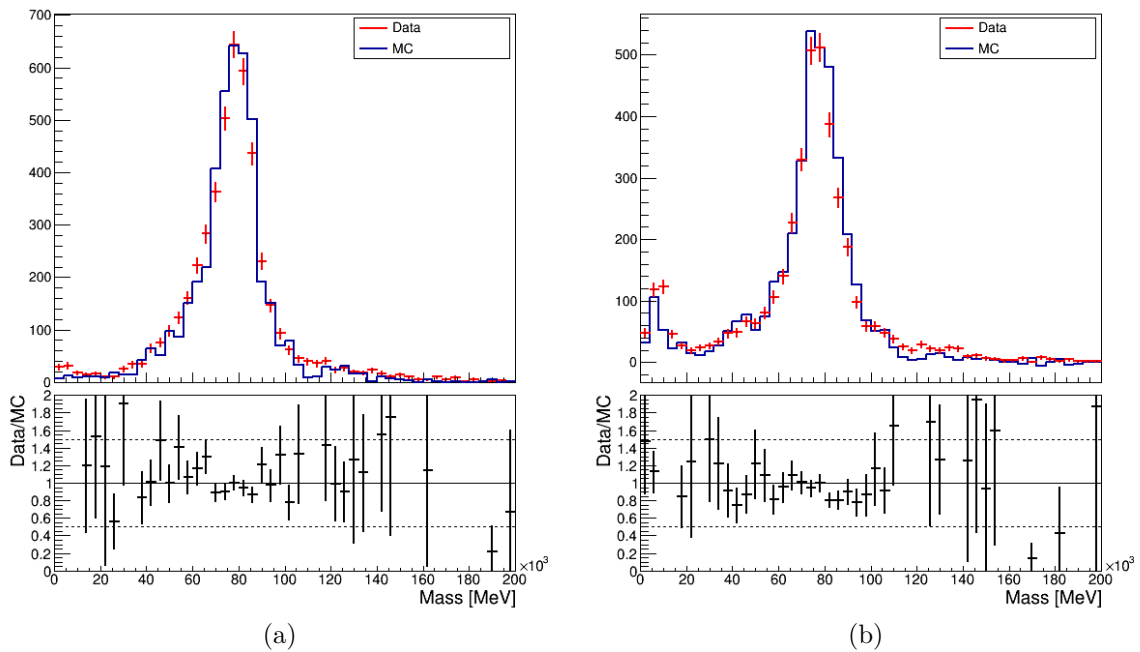


FIGURE 69 – Distribution de la masse des gros jets pour des (a) jets pflow et (b) jets LCW après $\tau_{21} < 0.3$ pour la simulation (trait plein) et les données (points avec les barres d'erreur).

réjection du bruit de fond est également meilleure, par exemple, pour une efficacité de sélection du signal de 50 %, la réjection du bruit de fond est 14% meilleure avec les jets pflow.

La comparaison entre les données et la simulation est bonne bien et prouve que ce type de reconstruction relativement nouveau dans ATLAS est très prometteur et mérite des études complémentaires dans des analyses complètes, par exemple VH avec $H \rightarrow b\bar{b}$.

6 Combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs

6.1 Introduction

La découverte du boson de Higgs annoncée par ATLAS et CMS [35, 97] en juillet 2012 se base principalement sur le résultat de 3 analyses, chacune est dédiée à l'étude d'un mode de désintégration du boson de Higgs : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW^*$.

Pour annoncer une découverte, il est nécessaire de réaliser une observation pour laquelle la probabilité que dans l'hypothèse d'un bruit de fond seul, l'observation est une probabilité inférieure à $2,9 \cdot 10^{-7}$, la signification statistique de la déviation par rapport à l'hypothèse nulle est alors de cinq sigmas. Au moment de la découverte du boson de Higgs, la p-value des analyses individuelles n'était pas suffisante pour annoncer une découverte, néanmoins en combinant les analyses une p-value suffisamment petite a été obtenue, la procédure exacte décrivant la manière dont les analyses ont été combinées sera détaillée dans la suite de la section.

L'intérêt de la combinaison ne se limite pas à l'annonce d'une découverte. En juillet 2012, les expériences n'ont donc pas annoncé la découverte du boson de Higgs mais uniquement l'observation d'une déviation par rapport au bruit de fond (le modèle standard), cette déviation étant compatible avec l'existence d'une nouvelle particule. Il est nécessaire de mesurer les propriétés de cette particule afin d'établir qu'il s'agit bien du boson de Higgs prévu par le modèle standard. Il est donc nécessaire de mesurer précisément ses couplages aux autres particules, son spin et sa parité. La combinaison des différentes analyses de recherche du boson de Higgs est essentielle dans le cadre de ces mesures.

Dans une première partie, la méthodologie utilisée pour combiner les analyses et extraire les couplages à partir des mesures des taux d'événements est présentée. La seconde section va présenter la combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs lorsqu'il se désintègre en particules appartenant au modèle standard. Cette section présente une combinaison préliminaire réalisée pour les conférences d'hiver [21, 16] pour laquelle l'ensemble des données prises à 8 TeV ont été utilisées dans toutes les analyses et une étude réalisée dans le cadre de l'ECFA (European Committee for Future Accelerators) [18] sur les contraintes qu'il est possible de mettre sur différents modèles au-delà du modèle standard pour le projet HL-LHC. Les résultats finaux sur la mesure des couplages seront également présentés dans cette section. La dernière section sera dédiée à la combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs se désintégrant en des particules "invisibles" n'interagissant pas avec le détecteur.

6.2 Méthodologie

6.2.1 Fonction de vraisemblance combinée

Dans le cadre des recherches du boson de Higgs, chaque analyse construit une fonction de vraisemblance. Si on considère une analyse comportant n_{cat} catégories définies par un ensemble de coupures, la catégorie i possède un nombre d'événements de signal et de bruit de fond notés respectivement s_i et b_i prévus par un modèle donné. Par exemple dans le cas de l'étude du boson de Higgs, s_i est le nombre d'événements dans lesquels un boson de Higgs est produit selon les prédictions du modèle standard et b_i est le nombre d'événements produits par tous les autres processus du modèle standard.

Chaque analyse vise à mesurer le nombre d'événements de signal présent dans les données. Pour une expérience de comptage simple, le nombre total d'événements attendus dans la région dans la catégorie i s'écrit :

$$n_{\text{att},i} = \mu_i s_i + b_i \quad (166)$$

où μ_i est le facteur de force du signal ou le paramètre d'intérêt, il indique la déviation du nombre d'événements de signal par rapport aux prédictions du modèle de référence. Une expérience observant uniquement du bruit de fond mesurera $\mu = 0$, si elle observe un signal en accord avec les prédictions du modèle alors $\mu = 1$. Toutes valeurs différentes de 0 ou de 1 signifie qu'un signal est mesuré mais qu'il ne correspond pas aux prévisions du modèle. Une valeur négative de μ peut s'interpréter comme une fluctuation basse du nombre d'événements de bruit de fond. Le cas le plus général correspond au cas où la déviation du nombre d'événement de signal est mesuré dans chaque catégorie est mesurée individuellement. La sensibilité est en général trop faible pour obtenir une mesure précise du paramètre μ_i , pour obtenir une mesure plus précise des μ_i , on suppose que la déviation du signal sera la même dans chaque catégorie $\mu_i = \mu$, la signification de ce modèle sera donnée ultérieurement.

Dans la catégorie i , la mesure du nombre d'événements attendus $n_{\text{att},i}$ est entachée d'un certain nombre d'erreurs systématiques. A chaque erreur, un paramètre de nuisance est associé, l'ensemble des paramètres de nuisance est représenté par $\vec{\theta}$. Les paramètres de nuisance agissent sur s_i ou sur b_i , si un même paramètre de nuisance agit sur s_i et s_j , on dit qu'il est corrélé à travers les catégories i et j , un exemple est l'erreur sur la détermination de la luminosité qui est commune à toutes les catégories. La fonction de vraisemblance de l'analyse est le produit des fonctions de vraisemblance de chaque catégorie, elle est donnée par la formule suivante :

$$\prod_{i=1}^{n_{\text{cat}}} \mathcal{L}(\mu, \vec{\theta} | n_{\text{obs},i}) = \prod_{i=1}^{n_{\text{cat}}} \left[\frac{n_{\text{att},i}(\mu, \vec{\theta})^{n_{\text{obs},i}}}{n_{\text{obs},i}!} e^{-n_{\text{att},i}(\mu, \vec{\theta})} e^{-\frac{\vec{\theta}^2}{2}} \prod_{j=1}^{n_{\text{obs},i}} f(\vec{x}_{ij} | \mu) \right] \quad (167)$$

Cette formule permet de mettre en évidence l'importance des corrélations entre les différentes catégories. En effet, s'il n'existe aucune corrélation entre des catégories, le résultat de la maximisation de la fonction donnée par la formule 167 sera la même que la maximisation de chaque catégorie individuelle. Les corrélations interviennent à travers les paramètres d'intérêt et de nuisance communs à plusieurs catégories. La combinaison des analyses repose sur le même principe, la fonction de vraisemblance combinée est le produit des fonctions de chaque analyse. Pour cette fonction, des corrélations à travers les paramètres d'intérêt et les paramètres de nuisance de chaque analyse sont introduites.

6.2.2 Paramètres d'intérêt : facteurs de force du signal

Une paramétrisation du nombre d'événements attendu a été présentée avec l'introduction d'un paramètre μ . Ce paramètre s'interprète comme une déviation du nombre total d'événements de signal attendu. Afin de mesurer les propriétés des couplages une paramétrisation simple du nombre d'événements n'est pas suffisante, cette partie présente différentes paramétrisations permettant d'accéder aux propriétés du boson de Higgs en s'appuyant à chaque fois sur certaines hypothèses.

Dans une catégorie, le nombre d'événements s_i est le nombre total de bosons de Higgs, il contient donc les contributions de tous les modes de production et de désintégration. Son

expression complète est alors :

$$n_{\text{att},i} = \sum_{j \in \text{productions}} \sum_{k \in \text{désintégrations}} \mu S_{i,jk} + b \quad (168)$$

Dans la formule précédente, on peut faire intervenir la section efficace $\sigma_{SM,j}$ du mode de production j , le rapport d'embranchement $\text{BR}_{SM,k}$ de la désintégration k prévue par le modèle standard ainsi que l'efficacité ε_{jk} et l'acceptance \mathcal{A}_{jk} dans la catégorie i , ces grandeurs dépendant à la fois de la désintégration et du mode de production. La formule suivante est alors obtenue :

$$n_{\text{att},i} = \sum_{j \in \text{productions}} \sum_{k \in \text{désintégrations}} \mu \sigma_{SM,j} \text{BR}_{SM,k} \varepsilon_{ijk} \mathcal{A}_{ijk} \mathcal{L} + b \quad (169)$$

Cette formule permet de donner une première interprétation du facteur de force du signal μ . En supposant que la déviation mesurée n'est pas introduite par l'efficacité ou l'acceptance et que les produits $\sigma_{SM,j} \text{BR}_{SM,k}$ dévient de la même manière pour tout couple (j, k) , le paramètre μ peut être vu comme le rapport de la section efficace totale de production du boson de Higgs mesurée sur la section efficace prédite par le modèle standard.

Afin d'obtenir une estimation de la déviation des sections efficaces de production ou des modes de désintégration, il est nécessaire d'introduire des facteurs de force du signal supplémentaires dans la paramétrisation. La paramétrisation la plus générale possède la forme suivante :

$$n_{\text{att},i} = \sum_{j \in \text{productions}} \sum_{k \in \text{désintégrations}} \mu \mu_{\text{XS},j} \mu_{\text{BR},k} \sigma_{SM,j} \text{BR}_{SM,k} \varepsilon_{ijk} \mathcal{A}_{ijk} \mathcal{L} + b \quad (170)$$

Dans cette formule, l'hypothèse de la largeur étroite (narrow width approximation) est utilisée pour découpler le rapport d'embranchement et la section efficace. La variable $\mu_{\text{XS},j}$ s'interprète comme le rapport entre la section efficace mesurée pour le mode de production j sur la valeur prédite par le modèle standard. De la même manière, la variable $\mu_{\text{BR},k}$ est le rapport entre le rapport d'embranchement mesuré pour la désintégration k sur la valeur prédite par le modèle standard. La signification de chaque facteur de force du signal est résumée par l'équation 171.

$$\mu = \frac{\sigma_{\text{totale mesurée}}}{\sigma_{\text{SM}}}, \quad \mu_{\text{XS},j} = \frac{\sigma_{\text{mesurée},j}}{\sigma_{\text{SM},j}}, \quad \mu_{\text{BR},k} = \frac{\text{BR}_{\text{mesurée},k}}{\text{BR}_{\text{SM},k}} \quad (171)$$

Les paramètres sont dégénérés, la fonction de vraisemblance ne possédera pas un unique maximum sur l'ensemble de l'espace des paramètres $(\mu, \vec{\mu}_{\text{XS}}, \vec{\mu}_{\text{BR}})$. Supposons que la fonction de vraisemblance admette un maximum noté $(\mu_1, \vec{\mu}_{\text{XS},1}, \vec{\mu}_{\text{BR},1})$, la valeur du vecteur $(\beta \cdot \mu_1, \frac{1}{\beta} \cdot \vec{\mu}_{\text{XS},1}, \vec{\mu}_{\text{BR},1})$ sera également un maximum pour toute valeur de β . Cette dégénérescence est due à la présence d'un facteur commun à tous les termes apparaissant dans le nombre d'événements attendu (μ apparaît toujours multiplier à un μ_{XS} par exemple). Pour trouver un unique maximum, il est nécessaire de faire des hypothèses c'est à dire de fixer un certain nombre de paramètres. Par exemple, les facteurs de force de signal associés au rapport d'embranchement peuvent être déterminés en supposant que les sections efficaces de production sont celles prédites par le modèle standard ce qui est équivalent à fixer les facteurs de force du signal relatifs aux modes de production à 1. Les facteurs de force du signal quantifient la déviation des sections efficaces et des rapports d'embranchement, néanmoins ces quantités ne sont pas les paramètres primaires du modèle standard. Les paramètres apparaissant dans le lagrangien sont les couplages entre le boson de Higgs et les particules du modèle standard. La partie suivante va présenter une paramétrisation du nombre d'événements attendu faisant intervenir les couplages du boson de Higgs.

6.2.3 Couplages du boson de Higgs

La mesure des couplages du boson de Higgs repose sur la définition de coefficients de déviation des couplages. Pour chaque particule p du modèle standard se couplant avec le boson de Higgs, un coefficient de déviation des couplages κ_p est défini comme le rapport du couplage mesuré sur la valeur attendue par le modèle standard. Les cas du photon et du gluon sont particuliers car ce sont des particules sans masse. Ils interagissent avec le boson de Higgs uniquement via une boucle. Il existe deux manières de traiter ces couplages, la première est d'exprimer le couplage du gluon ou du photon comme une fonction des couplages des particules intervenant dans la boucle, on dit que les couplages aux photons et aux gluons sont résolus. Pour un boson de Higgs de 125 GeV, les expressions des coefficients de modification des couplages pour le photon et le gluon sont données par :

$$\kappa_{\text{gluon}}^2 \approx 1.06\kappa_{\text{top}}^2 - 0.07\kappa_{\text{top}}\kappa_b + 0.01\kappa_b^2 \quad (172)$$

$$\kappa_\gamma^2 \approx 1.59\kappa_W^2 - 0.66\kappa_{\text{top}}\kappa_W + 0.07\kappa_{\text{top}}^2 \quad (173)$$

Les coefficients du polynôme donne la contribution de chaque particule intervenant dans la boucle ainsi que de leurs interférences. Comme le montre l'équation 172, résoudre le couplage entre le boson de Higgs et le gluon permet d'estimer le couplage entre le boson de Higgs et le quark top. L'autre possibilité pour mesurer ce couplage est de concevoir une analyse sensible à la production du boson de Higgs associée à une paire de quarks top, néanmoins la section efficace de ce processus étant très faible, une observation précise est difficile. Résoudre le couplage au photon permet de mesurer le signe relatif des couplages entre le boson de Higgs et le boson W ou le quark top.

La seconde manière de traiter les couplages entre le boson de Higgs et les particules sans masse consiste à considérer un couplage effectif entre le boson de Higgs ce qui revient à utiliser κ_{gluon} et κ_γ plutôt que les fonctions données par les équations 172 et 173. Cette approche, qui ne fait aucune hypothèse sur le contenu des boucles, permet d'être sensible aux contributions de nouvelles particules chargées ou colorées au sein des boucles.

Le boson de Higgs peut également se coupler à travers une boucle à un boson Z et à un photon. Pour cette interaction, il est également possible de déterminer son expression en fonction des modificateurs des couplages des particules massives. Les diagrammes de Feynman dominant dans le calcul sont montrés dans dans la figure 70. L'expression du coefficient est donnée par la formule suivante :

$$\kappa_{Z\gamma}^2 = 1.12\kappa_W^2 + 0.00035\kappa_t^2 - 0.12\kappa_W\kappa_t \quad (174)$$

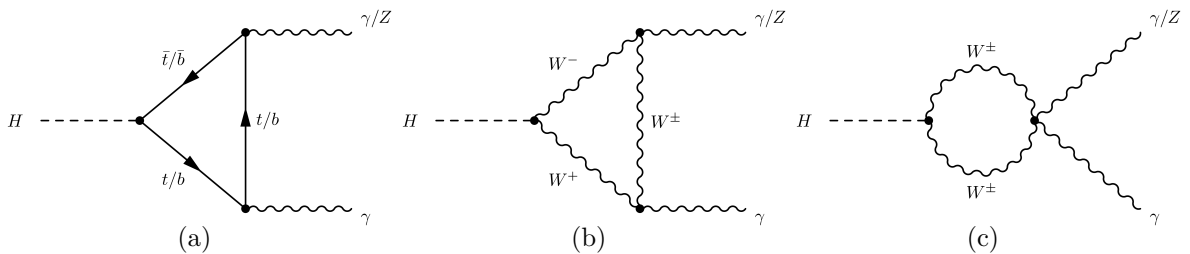


FIGURE 70 – Diagrammes de Feynman dont la contribution domine dans le calcul du coefficient de déviation du couplage $\kappa_{Z\gamma}$

L'expression du lagrangien en fonction des coefficients de déviations des couplages est la suivante :

$$\mathcal{L} = \kappa_Z \frac{2m_Z^2}{v} Z^\mu Z_\mu H + \kappa_W \frac{2m_W^2}{v} W^\mu W_\mu H + \sum_f \kappa_f \frac{\sqrt{2}m_f}{v} f \bar{f} H + \kappa_g \frac{\alpha_s}{12\pi v} G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} H + \kappa_\gamma \frac{\alpha}{\pi v} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} H \quad (175)$$

Pour déterminer les valeurs des déviations des couplages, il est nécessaire de faire le lien entre les couplages et les quantités physiques mesurables telles que la section efficace et la largeur de désintégration ou de manière équivalente de faire le lien entre les facteurs de force du signal et les coefficients de déviation des couplages. Dans le cas des modes de production, le lien est résumé dans la table 11.

| Facteur de force du signal | Coefficient de déviation des couplages |
|--------------------------------------|---|
| μ_{ggF} (Fusion de gluon) | $\kappa_{\text{gluon}}^2 = \kappa_g^2$ |
| μ_{VBF} (VBF) | $\kappa_{\text{VBF}}^2 = 0.74 \cdot \kappa_W^2 + 0.26 \cdot \kappa_Z^2$ |
| μ_{ZH} (ZH) | κ_Z^2 |
| μ_{WH} (WH) | κ_W^2 |
| μ_{ttH} (ttH) | $\kappa_{\text{top}}^2 = \kappa_t^2$ |

TABLE 11 – Liens entre les facteurs de force du signal pour les modes de production et les coefficients de déviation des couplages

Le cas des modes de désintégration est plus délicat. En effet, les couplages sont proportionnels à la largeur de désintégration pour le mode considéré. Pour une désintégration en une particule k , le lien entre la largeur de désintégration et la déviation du couplage est donné par :

$$\kappa_k^2 = \frac{\Gamma_{k,\text{mesurée}}}{\Gamma_{k,\text{SM}}} \quad (176)$$

Le lien entre la largeur de désintégration et le rapport d'embranchement est le suivant :

$$\text{BR}_k = \frac{\Gamma_k}{\Gamma_H} \quad (177)$$

L'expression du facteur de force du signal en fonction du coefficient de déviation du couplage a la forme suivante :

$$\mu_{\text{BR},k} = \frac{\text{BR}_{\text{mesurée},k}}{\text{BR}_{\text{SM},k}} = \frac{\Gamma_{\text{mesurée},k}}{\Gamma_{\text{mesurée},H}} \cdot \frac{\Gamma_{\text{SM},H}}{\Gamma_{\text{SM},k}} = \frac{\kappa_k^2}{\kappa_H^2} \quad (178)$$

où il a été nécessaire d'introduire un coefficient de déviation supplémentaire $\kappa_H^2 = \frac{\Gamma_{H,\text{mesurée}}}{\Gamma_{H,\text{SM}}}$ qui quantifie la déviation de la largeur totale du boson de Higgs par rapport à la valeur prédite par le modèle standard. L'effet de ce paramètre sur le résultat de la maximisation de la fonction de vraisemblance sera explicité plus loin. Une nouvelle paramétrisation du nombre d'événements attendu a ainsi été obtenue. Dans la forme la plus générale de cette paramétrisation, le nombre d'événements dépend du vecteur $(\kappa_H, \kappa_p, \kappa_g, \kappa_\gamma, \kappa_{Z\gamma})$ où p désigne l'ensemble des particules du modèle standard interagissant avec le boson de Higgs à l'ordre des arbres. Pour obtenir l'expression de $n_{\text{att},i}$ en fonction des déviations des couplages, il suffit de remplacer le produit $\mu \mu_{\text{XS},j} \mu_{\text{BR},k}$ par le facteur $\kappa_j^2 \kappa_k^2 / \kappa_H^2$. Cette paramétrisation n'est pas sensible à un changement de signe simultané de tous les coefficients ce qui permettra de réduire les intervalles étudiés.

Comme dans le cas de la paramétrisation $(\mu, \vec{\mu}_{XS}, \vec{\mu}_{BR})$, la fonction de vraisemblance ne possède pas un unique maximum à cause de la présence de κ_H dans tous les termes du nombre d'événements attendu. Il existe toutefois une différence très importante entre la dégénérescence des deux paramétrisations, dans le cas de la paramétrisation $(\mu, \vec{\mu}_{XS}, \vec{\mu}_{BR})$, la dégénérescence est liée uniquement à un nombre trop important et redondant de paramètres. Dans le cas de la paramétrisation $(\kappa_H, \kappa_p, \kappa_g, \kappa_\gamma, \kappa_{Z\gamma})$, la dégénérescence provient de l'absence de contrainte sur la largeur par les analyses de recherche directe. Pour lever la dégénérescence, il suffit de combiner les analyses de recherche directe avec une analyse apportant une contrainte sur la largeur, ce cas sera présenté brièvement dans la section 6.4 ou plus simplement d'introduire une contrainte sur κ_H par l'intermédiaire d'une mesure auxiliaire, le résultat repose sur les hypothèses faites pour mesurer la largeur du boson de Higgs. En effet dans ces cas, les quantités κ_H et $\beta\kappa_H$ ne sont plus équivalentes car il existe un unique κ_H décrivant le mieux les données, sa valeur étant donnée par la contrainte ajoutée. Les vecteurs $(\kappa_H, \kappa_p, \kappa_g, \kappa_\gamma, \kappa_{Z\gamma})$ et $(\beta\kappa_H, \sqrt{\beta}\kappa_p, \sqrt{\beta}\kappa_g, \sqrt{\beta}\kappa_\gamma, \sqrt{\beta}\kappa_{Z\gamma})$ ne sont donc plus équivalent. L'autre méthode consiste à fixer un certain nombre de paramètres, par exemple en supposant que le boson de Higgs se désintègre uniquement en particules du modèle standard, le coefficient κ_H s'exprime de la manière suivante :

$$\kappa_H^2 = \sum_{k \in \text{desintegration}} \kappa_k^2 \text{BR}_{SM,k}. \quad (179)$$

6.3 Combinaison des analyses modèle standard pour les conférences d'hiver

6.3.1 Survol des analyses combinées

Cinq analyses sont incluses dans la combinaison, chacune d'entre elles se focalise sur une désintégration du boson de Higgs et sur un ou plusieurs modes de production.

Le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$

La première analyse incluse dans la combinaison est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de photons [36]. Cette analyse recherche deux photons isolés, le photon de plus grande impulsion transverse (resp. de seconde plus grande impulsion transverse) doit avoir $E_T/m_{\gamma\gamma} > 0.35$ (resp. > 0.25) où $m_{\gamma\gamma}$ est la masse invariante de la paire de photons. Les événements contenant deux photons sont classés en 10 catégories pour les données à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et en 14 catégories pour les données prises à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Ces catégories sont conçues pour être sensibles à des modes de production spécifique.

La première catégorie sensible au mode de production WH et ZH où le boson Z se désintègre leptoniquement requiert la présence d'un électron ou d'un muon. La seconde catégorie requiert une énergie transverse manquante par l'intermédiaire d'une coupure sur la signification statistique de l'impulsion transverse manquante définie par :

$$\frac{E_T^{\text{manquante}}}{\sigma_{E_T^{\text{manquante}}}} \text{ avec } \sigma_{E_T^{\text{manquante}}} = 0.67 \text{GeV}^{1/2} \sqrt{S_T} \quad (180)$$

où S_T est l'énergie transverse totale de l'événement. La catégorie suivante est conçue pour être sensible à la désintégration hadronique des bosons W et Z dans le cas d'une production

par Higgs-strahlung (Vh). Cette catégorie demande la présence de deux jets ayant une masse compatible avec un boson de jauge. Des critères sont aussi appliqués sur l'écart angulaire entre la paire de photons et la paire de jets, ainsi que sur l'impulsion transverse du système de deux photons. Ces trois catégories sensibles aux modes de production ZH et WH sont spécifiques aux données à 8 TeV.

Les deux catégories suivantes sont conçues pour être sensibles au mode de production par VBF et sont spécifiques aux données à 8 TeV. Pour maximiser la séparation du signal avec le bruit de fond, un BDT est utilisé. Les événements sont classés en fonction de la valeur de sortie du BDT. Dans le cas des données à 7 TeV, une catégorie spécifique est définie en requérant la présence de deux jets possédant une grande séparation en η .

Les neuf catégories restantes sont dominées par la fusion de gluons, elles sont définies à la fois pour les données à 7 et 8 TeV en fonction de la conversion ou non des photons, de la pseudo-rapidité des photons η_γ et de l'impulsion perpendiculaire au trust axis $p_{T\perp}$. Dans chacune des catégories, le bruit de fond provient principalement des processus du modèle standard produisant une paire de photons, il s'agit d'un bruit de fond irréductible. Il existe également une contamination provenant d'un bruit de fond réductible dans les cas où un ou deux jets sont identifiés comme des photons. Le nombre d'événements de signal est extrait à partir de la distribution de la masse invariante de la paire de photons dont la distribution est montrée par la figure 71a.

Dans le cadre de l'étude des propriétés du boson de Higgs, la recherche de la désintégration en une paire de photons est très importante car elle est sensible à tous les modes de production. De plus, la production dominante et la désintégration se font à travers des boucles, toute déviation du taux d'événements dans cette analyse pourrait être le signe de nouvelles particules intervenant dans les boucles.

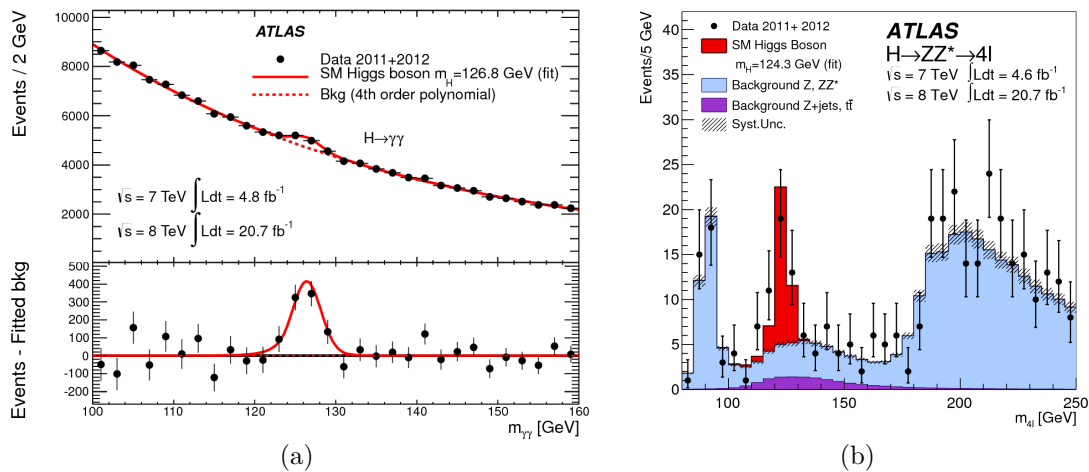


FIGURE 71 – (a) Distribution de la masse invariante de la paire de photons pour l'ensemble des données prises à 7 TeV et 8 TeV. Le cadre du bas montre la distribution après soustraction du bruit de fond ajusté sur les données. (b) Masse invariante du système de quatre leptons.

Le canal $H \rightarrow ZZ^*$

La seconde analyse est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de bosons Z, l'un d'entre eux étant hors de sa couche de masse [36]. L'analyse recherche deux paires de

leptons de même saveur et de signe opposé dont la masse invariante pour l'une des deux paires est compatible avec la masse d'un boson Z ce qui permet d'obtenir une excellente résolution sur la masse du boson de Higgs. Les événements sont d'abord classés en fonction des saveurs des leptons présents dans l'événement, les catégories sont les suivantes : $4e$, $2\mu 2e$, $2e2\mu$ et 4μ , la première paire de leptons étant celle possédant la masse invariante la plus proche du boson Z . Dans chaque catégorie, les événements sont classés dans une des trois sous-catégories conçues pour être sensibles à un mode de production donné. La première catégorie est sensible à la production par VBF et demande en plus des deux leptons, la présence de deux jets possédant une masse invariante supérieure à 350 GeV, une séparation en pseudo-rapacité d'au moins trois unités. Si l'événement contient un cinquième lepton alors il est classé dans la catégorie sensible à la production par Vh . Les événements restants appartiennent à la catégorie sensible à la fusion de gluons.

Le bruit de fond principal est le continuum ZZ^* et dans une moindre mesure la production de boson Z en association avec des jets et la production de paires de quarks top. Le nombre d'événements de signal est extrait à partir de la distribution de la masse invariante des quatre leptons, la distribution pour l'ensemble des catégories est montrée en figure 71b.

La combinaison des analyses $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ a permis une mesure très précise de la masse du boson de Higgs. Les valeurs déterminées par les deux analyses et leur combinaison sont résumées dans la table 12. La masse combinée est utilisée pour calculer les sections efficaces et les rapports d'embranchement.

| Analyse | Masse |
|------------------------------|---|
| $H \rightarrow \gamma\gamma$ | $m_H = 126.8 \pm 0.2$ (stat) ± 0.7 (sys) GeV |
| $H \rightarrow ZZ^*$ | $m_H = 124.3^{+0.6}_{-0.5}$ (stat) $^{+0.5}_{-0.3}$ (sys) GeV |
| Combinaison | $m_H = 125.5 \pm 0.2$ (stat) $^{+0.5}_{-0.6}$ (sys) GeV |

TABLE 12 – Valeur de la masse du boson de Higgs déterminée par chaque expérience et leur combinaison.

Le canal $H \rightarrow WW^*$

L'analyse suivante est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de bosons W , l'un d'eux étant hors de sa couche de masse [36]. Les événements sont classés en fonction de la saveur des leptons (ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ et du nombre de jet (0,1, ≥ 2) dans l'événement. Les leptons doivent avoir une charge opposée, de plus dans le cas où ils ont la même saveur, les leptons ne doivent pas posséder une masse compatible avec un boson Z : $|m_l - m_Z| > 15$ GeV et être supérieure à 12 GeV. Dans les catégories comportant au plus un jet sensible à la fusion de gluons pour des leptons de même saveur, des coupures additionnelles sont appliquées pour rejeter le bruit de fond Drell-Yan. Ces coupures sont appliquées sur une combinaison de l'impulsion des traces manquantes, l'énergie manquante et du plus petit angle azimutale entre l'énergie manquante et un lepton ou un jet. Une coupure sur le recul hadronique opposé au système de deux leptons est réalisée, ce recul tend à être plus faible dans les événements Drell-Yan.

Dans les événements possédant au moins deux jets, les deux jets de plus grande impulsion doivent avoir une masse invariante supérieure à 500 GeV et une séparation en pseudo-rapacité supérieure à 2.8 permettant d'être sensible à la production par VBF. De plus les deux leptons doivent se trouver entre les deux jets et aucun autre jet ne doit être présent dans ce même

intervalle. L'impulsion totale dans l'événement définie par la somme vectorielle de tous les objets présents dans l'événement doit être inférieure à 45 GeV afin de réduire la contamination provenant des événements $t\bar{t}$. De plus, les événements possédant au moins un jet de b sont rejetés.

Les bruits de fond principaux dans l'analyse sont le continuum $WW^{(*)}$, la production de quarks top à la fois seul et par paire et la désintégration du boson Z en paire de taus. Une fraction non négligeable d'événements de bruit de fond contenant un boson W produit en association avec des jets ou de paire Z/γ^* sont présents. Les événements contenant des paires de $W\gamma^{(*)}$, WZ et ZZ^* sont également des bruits de fond pour les catégories contenant au moins deux jets.

Le nombre d'événements de signal est extrait à partir de la distribution de la masse transverse du système de deux leptons définie comme :

$$m_T = [(E_T^{ll} + E_T^{\text{manquante}})^2 - |\vec{p}_T^{ll} + \vec{E}_T^{\text{manquante}}|^2]^{1/2} \text{ avec } E_T^{ll} = (|\vec{p}_T^{ll}|^2 + m_{ll}^2)^{1/2} \quad (181)$$

La distribution de cette variable est montrée sur la figure 72. Cette analyse contraint surtout le couplage au boson W et le couplage au gluon. Sa combinaison avec l'analyse $H \rightarrow ZZ^*$ permet de tester la symétrie custodiale qui implique que les couplages au boson W et Z dévient de la même manière. La combinaison de ces trois premières analyses permet de contraindre les couplages entre le Higgs et les bosons de jauge mais également le spin du boson de Higgs.

En effet, l'utilisation de variables sensibles à la valeur du spin du boson de Higgs permet de tester les différentes hypothèses de spin et parité. Les variables utilisées sont la distribution angulaire entre les photons pour $H \rightarrow \gamma\gamma$ et les leptons pour $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW^*$ mais également de la masse invariante des systèmes de leptons et la variable de sortie du BDT des analyses. L'hypothèse du modèle standard 0^+ a pu être comparée aux hypothèses alternatives $J^P = 0^-, 1^-, 1^+$ et 2^+ , toutes les hypothèses alternatives ont pu être rejetées à au moins 97.8% degré de confiance. Les données favorisent donc le spin et la parité prévus par le modèle standard. Les deux dernières analyses vont permettre de contraindre le secteur de Yukawa.

Le canal $H \rightarrow \tau\tau$

La quatrième analyse à être incluse dans la combinaison est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de leptons tau [12]. L'analyse est divisée en trois sous-canaux qui dépendent de la désintégration hadronique (en pions accompagnés de neutrino) ou leptonique du tau (en un lepton chargé et deux neutrinos) : $(\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}, \tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}, \tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}})$. Dans chacun de ces canaux, deux catégories sont définies : la catégorie boostée et la catégorie VBF. La catégorie boostée contient les événements dans lequel le boson de Higgs est produit avec une impulsion transverse supérieure à 100 GeV, cette catégorie est sensible à la fusion de gluons. La catégorie VBF qui possède la plus grande sensibilité contient des événements avec deux jets possédant une grande séparation en pseudo-rapacité. Toutes les catégories utilisent un BDT pour améliorer la discrimination du signal par rapport au bruit de fond. Les BDT possèdent de 5 à 9 variables d'entrée, l'une d'entre elle est la masse du système de tau dont la reconstruction dûe à la présence de neutrinos est délicate, sa distribution est montrée par la figure 73a.

Le bruit de fond principal est irréductible, il s'agit de la désintégration du boson Z en une paire de taus. Ce bruit de fond est évalué en utilisant des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ provenant des données où les muons sont remplacés par des taus dont la désintégration est simulée par méthode monte-carlo.

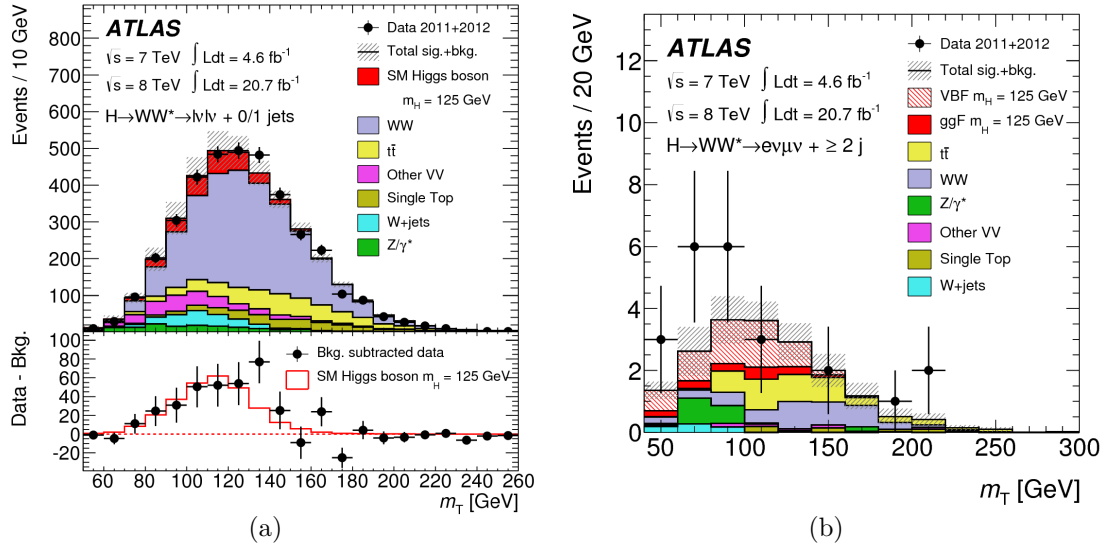


FIGURE 72 – Distribution de la masse invariante (a) pour l’ensemble des catégories 0 et 1 jet sensible à la fusion de gluons et (b) pour les catégories comportant au moins 2 jets sensibles à la production par VBF.

Le nombre d’événements de signal est extrait à partir de la distribution de la variable de sortie du BDT.

L’analyse $H \rightarrow \tau\tau$ est l’une des deux analyses permettant de contraindre le secteur de Yukawa du boson de Higgs et la seule assez sensible à l’heure actuelle pour mettre en évidence la désintégration en leptons. De plus, cette analyse est sensible à la production VBF, en effet les catégories possédant la meilleure signification statistique sont les catégories VBF.

Le canal $H \rightarrow bb$

La dernière analyse incluse dans la combinaison est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de quarks b [15]. Il s’agit de la désintégration dominante du boson de Higgs avec un rapport d’embranchement de 57%, toutefois une recherche inclusive de cette désintégration n’est pas possible dans un détecteur hadronique telle que le LHC à cause de la production importante d’événements possédant un ou plusieurs jets, le bruit de fond multijet. Ainsi, pour mettre en évidence cette désintégration, il est nécessaire d’utiliser les modes de production sous-dominants. Une possibilité est d’utiliser la production associée à un boson W ou Z , la présence de leptons provenant des désintégrations $W \rightarrow l\nu$ et $Z \rightarrow ll$ ou d’énergie transverse manquante provenant de la désintégration $Z \rightarrow \nu\nu$ permet de déclencher l’enregistrement de l’événement et de réduire le bruit de fond. L’analyse est donc composée de trois sous canaux en fonction du nombre de leptons présents dans l’événement. La présence de deux jets de b est nécessaire. Afin d’améliorer la sensibilité, chacun des trois sous canaux est divisé en catégorie dépendant du nombre de jets, du nombre de jets de b et de l’impulsion transverse du boson de jauge. Des coupures topologiques et cinématiques sont appliquées afin d’améliorer la sensibilité de l’analyse. Les catégories contribuant le plus sont celles où l’impulsion transverse du boson de jauge est grande et où deux jets de b sont présents. Les autres catégories sont utilisées pour contraindre les bruits de fond.

Les bruits de fond dominants dans l’analyse sont la production de paire de quarks top et la

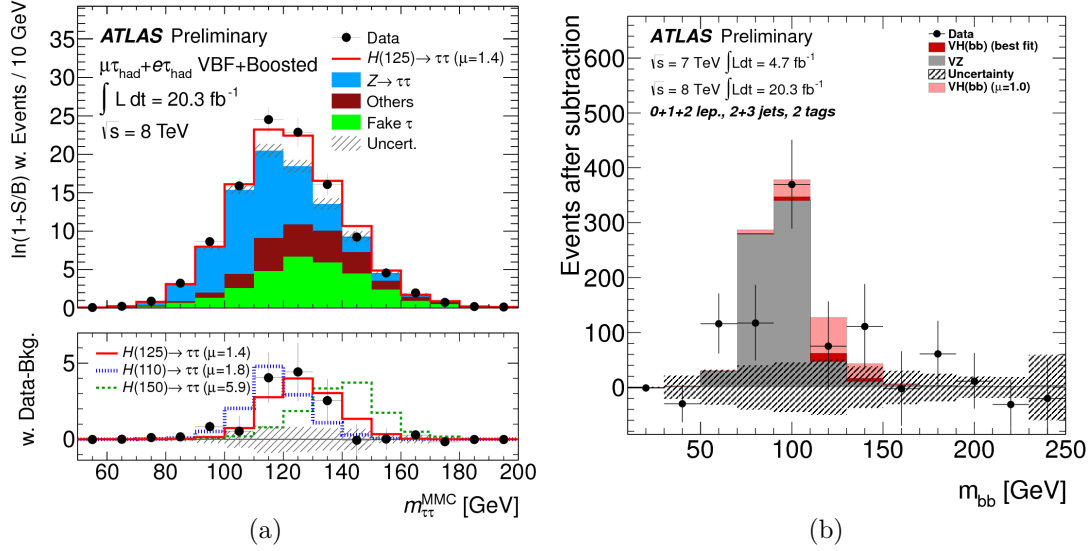


FIGURE 73 – (a) Distribution de la masse invariante du système de taus et (b) distribution de la masse invariante de la paire de quarks b

production de bosons de jauge en association avec des jets. L'analyse est présentée en détails dans une autre section de la thèse. Le nombre d'événements de signal est extrait à partir de la distribution de la masse invariante de la paire de quarks b illustrée sur la figure 73b.

Dans le cadre de la combinaison, l'analyse permet de contraindre le couplage aux fermions et plus précisément le couplage aux quarks de type down. Ce couplage est très important car il s'agit de la contribution dominante dans la formule 179. L'analyse contraint également le mode de production en association avec une paire de bosons de jauge.

L'ensemble des catégories utilisées dans la combinaison est résumé dans la table 13.

6.3.2 Contraintes sur les modes de production et de désintégration

Dans cette section, les facteurs de force de signal sont déterminés en effectuant différentes hypothèses. Dans toutes les parties suivantes, les profils à une dimension ou à deux dimensions de la fonction de vraisemblance sont obtenus de la même manière : les paramètres indiqués par le ou les axes sont fixés et les paramètres restants y compris les paramètres d'intérêt sont ajustés sur les données.

Modes de désintégration

D'un point de vue théorique, le secteur de Higgs relatif aux fermions et le secteur de Higgs relatif aux bosons de jauge sont différents. Pour le second, les couplages sont contraints par la symétrie de jauge alors que dans le premier un paramètre est associé à chaque fermion et il n'existe aucune relation les reliant, la seule contrainte existant sur ces paramètres est la masse mesurée des fermions. Le facteur μ défini par l'équation 170 peut être déterminé uniquement en combinant les analyses de désintégration en bosons de jauge : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW^*$ et uniquement pour les analyses de désintégration en fermions : $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow \tau\tau$. La maximisation de la fonction de vraisemblance qualifiée aussi d'ajustement est réalisée en fixant les facteurs de force du signal relatifs aux productions et aux désintégrations. Elle donne

| Higgs boson Decay | Subsequent Decay | Sub-Channels | $\int L dt$ [fb ⁻¹] |
|------------------------------|--------------------------------------|---|---------------------------------|
| 2011 $\sqrt{s}=7$ TeV | | | |
| $H \rightarrow \gamma\gamma$ | – | 10 categories { $p_{Tl} \otimes \eta_\gamma \otimes \text{conversion}$ } \oplus {2-jet VBF} | 4.8 |
| $H \rightarrow ZZ^*$ | 4ℓ | { $4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu, 2\text{-jet VBF}, \ell\text{-tag}$ } | 4.6 |
| $H \rightarrow WW^*$ | $\ell\nu\ell\nu$ | { $ee, e\mu, \mu e, \mu\mu$ } \otimes {0-jet, 1-jet, 2-jet VBF} | 4.6 |
| $VH \rightarrow Vbb$ | $Z \rightarrow \nu\nu$ | $E_T^{\text{miss}} \in \{120 - 160, 160 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet}, 3\text{-jet}\}$ | 4.6 |
| | $W \rightarrow \ell\nu$ | $p_T^W \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 150, 150 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$ | 4.7 |
| | $Z \rightarrow \ell\ell$ | $p_T^Z \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 150, 150 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$ | 4.7 |
| 2012 $\sqrt{s}=8$ TeV | | | |
| $H \rightarrow \gamma\gamma$ | – | 14 categories: { $p_{Tl} \otimes \eta_\gamma \otimes \text{conversion}$ } \oplus {loose, tight 2-jet VBF} \oplus { $\ell\text{-tag}, E_T^{\text{miss}}\text{-tag}, 2\text{-jet VH}$ } | 20.3 |
| $H \rightarrow ZZ^*$ | 4ℓ | { $4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu, 2\text{-jet VBF}, \ell\text{-tag}$ } | 20.3 |
| $H \rightarrow WW^*$ | $\ell\nu\ell\nu$ | { $ee, e\mu, \mu e, \mu\mu$ } \otimes {0-jet, 1-jet, 2-jet VBF} | 20.3 |
| $VH \rightarrow Vbb$ | $Z \rightarrow \nu\nu$ | $E_T^{\text{miss}} \in \{120 - 160, 160 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet}, 3\text{-jet}\}$ | 20.3 |
| | $W \rightarrow \ell\nu$ | $p_T^W \in \{<90, 90-120, 120-160, 160-200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet}, 3\text{-jet}\}$ | 20.3 |
| | $Z \rightarrow \ell\ell$ | $p_T^Z \in \{<90, 90-120, 120-160, 160-200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet}, 3\text{-jet}\}$ | 20.3 |
| $H \rightarrow \tau\tau$ | $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$ | { $ee, e\mu, \mu\mu$ } \otimes {boosted, 2-jet VBF} | 20.3 |
| | $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$ | { e, μ } \otimes {boosted, 2-jet VBF} | 20.3 |
| | $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$ | {boosted, 2-jet VBF} | 20.3 |

TABLE 13 – Ensemble des catégories utilisées dans la combinaison.

pour le cas de la désintégration en bosons de jauge :

$$\mu_{\text{BR},\gamma\gamma} = \mu_{\text{BR},ZZ^*} = \mu^{WW^*} = \mu_{\text{BR},\gamma\gamma,ZZ^*,WW^*} = 1.35 \pm 0.14 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.16 \\ -0.14 \end{matrix} \text{ (sys)} . \quad (182)$$

et dans le cas des fermions :

$$\mu_{\text{BR},\tau\tau} = \mu_{\text{BR},bb} = \mu^{\tau\tau,bb} = 1.09 \pm 0.24 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.27 \\ -0.21 \end{matrix} \text{ (sys)} . \quad (183)$$

Dans les deux ajustements, la valeur déterminée est compatible avec le modèle standard. L'incertitude est plus grande sur $\mu^{\tau\tau,bb}$ ce qui est cohérent avec le fait que ces analyses sont moins sensibles à cause d'importants bruits de fond néanmoins une observation de la désintégration du boson de Higgs en fermions a été réalisée avec une signification statistique de 3.7σ .

Le facteur global de force du signal en combinant les cinq analyses peut également être déterminé. La valeur déterminée par l'ajustement est :

$$\mu = 1.30 \pm 0.12 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.14 \\ -0.11 \end{matrix} \text{ (sys)} . \quad (184)$$

La valeur ajustée est dominée par les analyses de désintégration en bosons de jauge, ces analyses étant les plus sensibles. Pour cette mesure, les erreurs systématiques et statistiques sont du même ordre de grandeur, une meilleure compréhension des systématique sera donc nécessaire lors de la seconde prise de donnée du LHC qui permettra de considérablement diminuer l'erreur statistique. L'incertitude théorique est la source dominante d'incertitude systématique comme le monte la figure 74. Cette valeur est compatible avec la valeur prédite par le modèle standard.

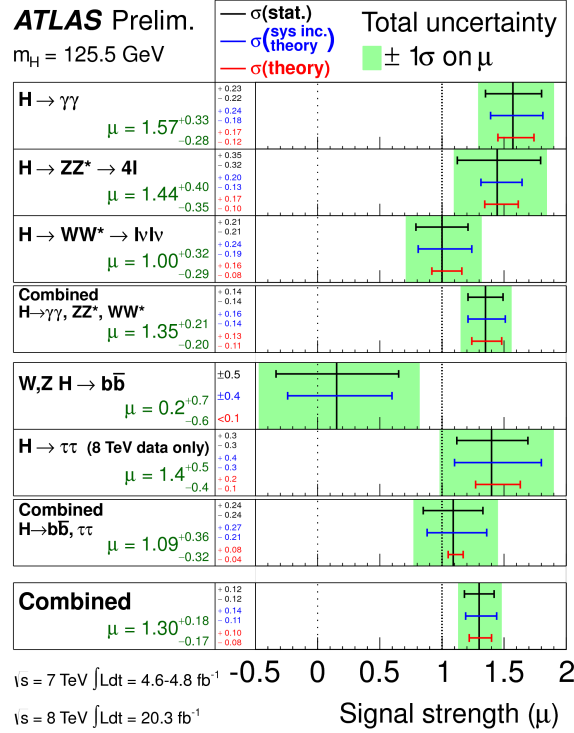


FIGURE 74 – Récapitulatifs des facteurs de force du signal pour les différents modes de désintégration et les valeurs combinées des différentes analyses.

Une étude exclusive des modes de désintégration peut également être réalisée en fixant μ et les facteurs de force du signal relatifs aux modes de production. Le résultat est présenté dans la figure 74. L'excès observé dans les canaux de désintégration en bosons de jauge provient des analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^*$. L'observation de la désintégration du boson de Higgs en fermions est dominée par l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$, en effet la valeur du facteur de force du signal pour la désintégration en paire de quarks b est à la fois compatible avec la valeur du modèle standard et l'hypothèse d'un bruit de fond seul. Pour toutes les désintégrations, les valeurs sont compatibles avec les prévisions du modèle standard.

Modes de production

Les taux des différents modes de production peuvent également être mesurés. Pour cela, les facteurs de force du signal relatifs aux désintégrations et le facteur global sont fixés dans l'ajustement.

La première paramétrisation pouvant être testée est celle où les modes de production faisant intervenir d'un côté les modes de production sensibles aux couplages avec les bosons de jauge, $\mu_{\text{VBF+VH}} = \mu_{\text{VBF}} = \mu_{\text{VH}}$ et de l'autre les modes de production sensibles aux couplages avec les fermions $\mu_{\text{ggF+ttH}} = \mu_{\text{ggF}} = \mu_{\text{ttH}}$. La figure 75a montre les contraintes simultanées sur les deux paramètres pour chaque analyse. Les analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^*$ sont sensibles aux deux modes de production, tandis que l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ est sensible essentiellement à la production par VBF comme la section 6.3.1 l'a abordée alors que l'analyse $H \rightarrow ZZ^*$ est sensible surtout à la fusion de gluons. De plus, le changement de comportement brutal du

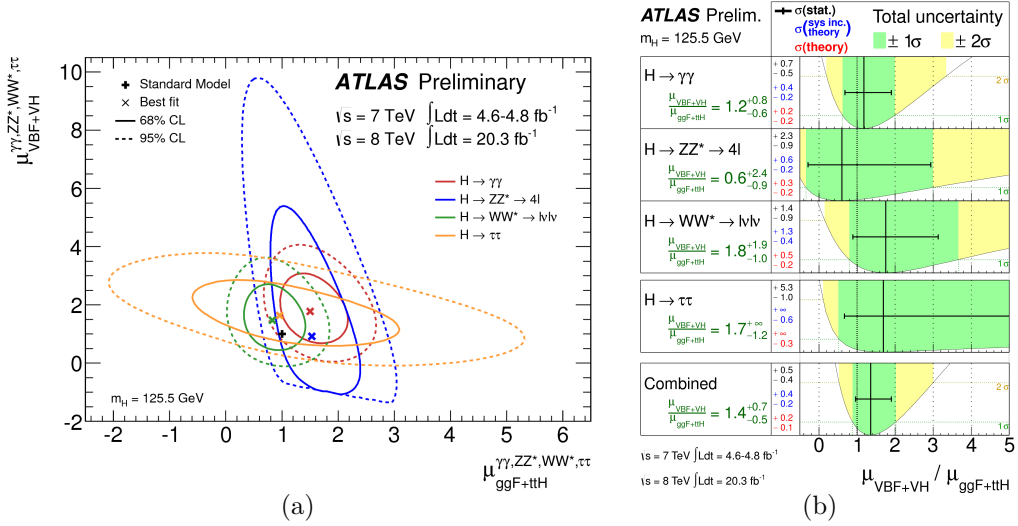


FIGURE 75 – (a) Contours d’exclusion à 68% (trait plein) et à 95% degré de confiance (pointillé) pour les différentes analyses. (b) Profil en fonction du rapport $\mu_{\text{VBF+VH}}/\mu_{\text{ggF+ttH}}$ de la fonction de vraisemblance pour chaque analyse et leur combinaison

contour pour des valeurs de $\mu_{\text{VBF+VH}}$ négatives est dû au faible nombre d’événements de bruit de fond attendu ajouté au fait que le nombre total d’événements ne peut pas être négatif, la valeur du facteur de force du signal ne peut donc pas être infiniment négative. Le canal $H \rightarrow b\bar{b}$ n’est pas inclus dans la figure car il n’est sensible qu’à la production associée à un boson de jauge, de plus les contraintes sur ce mode de production sont faibles. La figure 75a suppose que les rapports d’embranchement sont ceux prévus par le modèle standard. En déterminant uniquement le rapport des deux paramètres, il est possible d’obtenir un résultat sans hypothèse sur les rapports d’embranchement, comme le montre la figure 75b. Le résultat de l’ajustement sur les analyses combinées donne la valeur suivante compatible avec les prévisions du modèle standard :

$$\mu_{\text{VBF+VH}}/\mu_{\text{ggF+ttH}} = 1.4^{+0.5}_{-0.4} \text{ (stat)} \quad {}^{+0.4}_{-0.2} \text{ (sys)} \quad (185)$$

L’incertitude dominante dans ce résultat est l’incertitude sur les prédictions théoriques de la section efficace de production par fusion de gluons. La figure 75b montre les contributions de chaque analyse au résultat combiné. L’analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ apporte la contrainte la plus grande dans l’ajustement. L’analyse $H \rightarrow \tau\tau$ n’apporte aucune contrainte supérieure sur le rapport car aucune observation significative n’a été réalisée dans les catégories sensibles à la fusion de gluons, le facteur de force du signal associé à ce mode de production peut donc être très faible.

La sensibilité à la production par VBF seule peut également être testée par ajustement du paramètre $\mu_{\text{VBF}}/\mu_{\text{ggF+ttH}}$. De plus, afin de ne pas être influencée par les catégories sensibles à la production associée à un boson de jauge, le paramètre $\mu_{\text{VH}}/\mu_{\text{ggF+ttH}}$ s’ajuste indépendamment de $\mu_{\text{VBF}}/\mu_{\text{ggF+ttH}}$ dans la maximisation de la fonction de vraisemblance. La valeur suivante est obtenue :

$$\mu_{\text{VBF}}/\mu_{\text{ggF+ttH}} = 1.4^{+0.5}_{-0.4} \text{ (stat)} \quad {}^{+0.4}_{-0.3} \text{ (sys)} \quad (186)$$

Ce résultat constitue une observation de la production par VBF avec une signification statistique de 4.2σ . La comparaison des résultats 185 et 186 montre que les analyses contraignent

surtout la production par VBF, la contrainte sur le mode de production en association avec un boson de jauge provient surtout de l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ et des catégories dédiées à ce mode de production. L'étape suivante est de déterminer les couplages entre le boson de Higgs et les différentes particules du modèle standard.

6.3.3 Contraintes sur les couplages

La mesure des couplages du boson de Higgs aux différentes particules du modèle standard sont très importants afin de s'assurer qu'il suit les prédictions du modèle standard mais pourrait également indiquer la présence de nouvelle physique. Ces mesures utilisent les coefficients de déviation des couplages définis dans la section 6.2.3. Les hypothèses permettant de mesurer les couplages sont également détaillées car une mesure absolue n'est pas possible à cause de l'absence de contrainte directe sur la largeur du boson de Higgs.

Couplage aux fermions et aux bosons

Un premier modèle permet de tester le couplage entre le boson de Higgs et les fermions et entre le boson de Higgs et les bosons de jauge. Dans ce modèle, on suppose que la déviation des couplages entre le boson de Higgs et tous les fermions (resp. les bosons de jauge) est la même caractérisée par un coefficient de déviation noté κ_F (resp. κ_V). Ils sont définis à partir des coefficients de déviation de chaque particule par :

$$\kappa_F = \kappa_t = \kappa_b = \kappa_\tau \quad (187)$$

et

$$\kappa_V = \kappa_W = \kappa_Z \quad (188)$$

Dans ce modèle, les couplages entre le boson de Higgs et le photon ou le gluon sont résolus. De plus, seules les contributions des particules du modèle standard sont considérées dans la largeur du boson de Higgs. Les valeurs de ces deux paramètres provenant de l'ajustement sont :

$$\kappa_V = 1.15 \pm 0.08 \quad (189)$$

$$\kappa_F = 0.99^{+0.17}_{-0.15} \quad (190)$$

La figure 76 montre les contours d'exclusion dans le plan (κ_V, κ_F) . La figure 76a montre une asymétrie entre les contours pour κ_F négatif et κ_F positif avec une préférence pour les valeurs positives de κ_F . En effet, les valeurs négatives de κ_F implique une augmentation du rapport d'embranchement de la désintégration du boson de Higgs en photons par rapport au modèle standard, cette augmentation n'est pas observée dans les données. La figure 76b montre que cette asymétrie provient du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ et a déjà été discutée dans la section 6.2.3, elle vient de la résolution du couplage au photon qui contient un terme $\kappa_V \kappa_F$ qui permet d'être sensible au signe relatif de κ_V et κ_F . Les contraintes dominantes dans ce modèle proviennent surtout des analyses $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^*$. Les analyses $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow b\bar{b}$ apportent une contrainte sur κ_F à la différence de $H \rightarrow ZZ^*$ qui contraint particulièrement κ_V .

La figure 77 montre le profil de la fonction de vraisemblance en fonction des deux paramètres d'intérêt. Le cas où κ_F et κ_V sont de même signe est préféré par les données avec une signification statistique de 2σ .

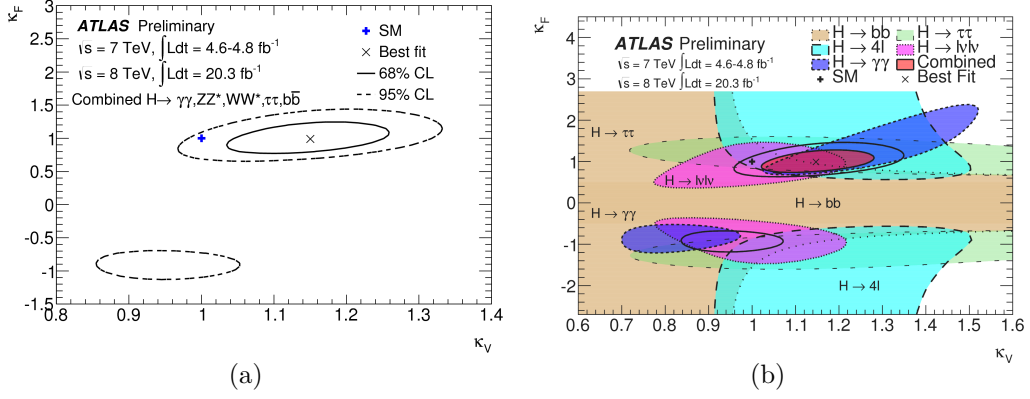


FIGURE 76 – Contours d'exclusion à 68% (trait plein) et à 95% degré de confiance (pointillé) dans le plan (κ_V, κ_F) (a) pour la combinaison des analyses et (b) chaque analyse individuelle

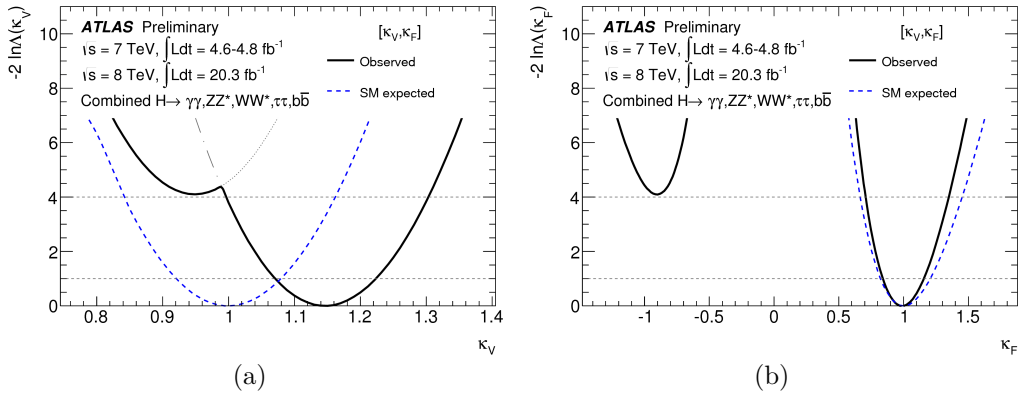


FIGURE 77 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de (a) κ_V et (b) κ_F . Sur la figure (a), les courbes en pointillés noirs montre la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que κ_F est contraint à être positif (longs pointillés) et négatif (fins pointillés). Le détail sur la construction des courbes est donné dans le texte.

Test de la symétrie custodiale

Une première extension du modèle (κ_V, κ_F) consiste à considérer une déviation de couplage indépendante pour κ_Z et κ_W afin de vérifier la symétrie custodiale qui a été discuté dans la section 2.2.2. La symétrie custodiale impose que la déviation du couplage entre le boson de Higgs et le boson Z ou le boson W est la même. Les paramètres du modèle sont les suivants :

$$\lambda_{WZ} = \kappa_W / \kappa_Z \quad (191)$$

$$\lambda_{FZ} = \kappa_F / \kappa_Z \quad (192)$$

$$\kappa_{ZZ} = \kappa_Z \kappa_Z / \kappa_H \quad (193)$$

La variable λ_{WZ} est principalement contrainte par les analyses $H \rightarrow WW^*$ et $H \rightarrow ZZ^*$ mais également par les catégories dédiées à la production par VBF comme le justifie la formule de κ_{VBF} dans la table 11 et par le couplage entre le boson de Higgs et le photon dont l'expression contient κ_W . Aucun des canaux utilisés dans la combinaison ne possède une sensibilité au signe

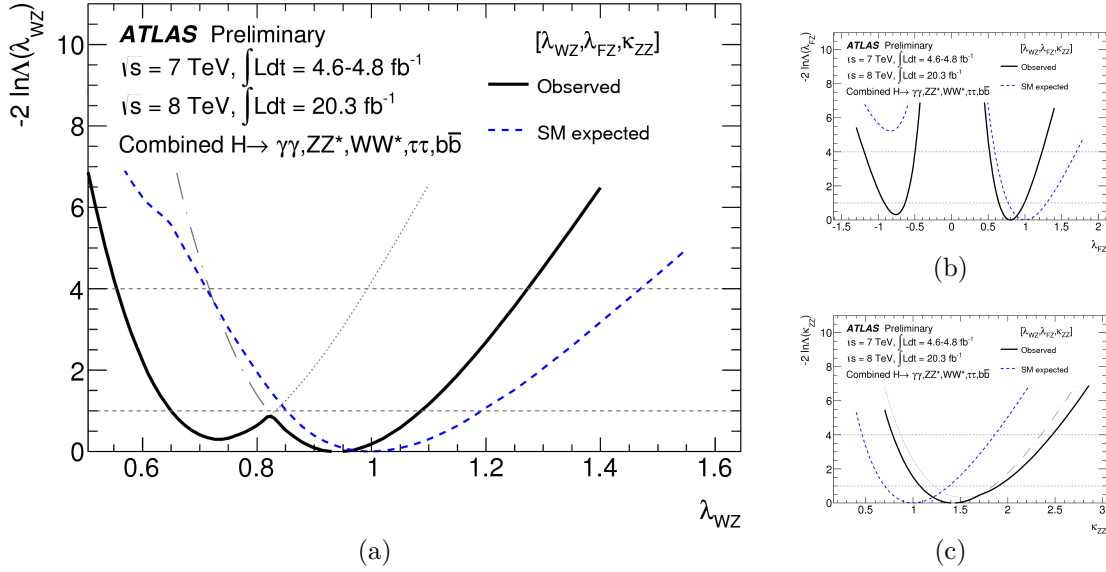


FIGURE 78 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de (a) λ_{WZ} , (b) λ_{FZ} et (c) κ_{ZZ} . Sur la figure (a), les courbes en pointillés noirs montre la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que κ_F est contraint à être positif (longs pointillés) et négatif (fins pointillés).

relatif de κ_Z et κ_W , on peut donc se restreindre sans perte de généralité à $\lambda_{WZ} > 0$. Le facteur κ_{ZZ} est un facteur de normalisation principalement contraint par la production par VBF. De plus, seuls les rapports des coefficients de déviation des couplages sont mesurés, la mesure réalisée ne fait donc aucune hypothèse sur la largeur. Le résultat de l’ajustement donne :

$$\lambda_{WZ} = 0.94^{+0.14}_{-0.29} \quad (194)$$

$$\lambda_{FZ} \in [-0.91, -0.63] \cup [0.65, 1.00] \quad (195)$$

$$\kappa_{ZZ} = 1.41^{+0.49}_{-0.34} \quad (196)$$

La figure 78 montre les profils de la fonction de vraisemblance en fonction des différents paramètres d’intérêt du modèle.

Couplage entre fermions up et fermions down

Dans les modèles supersymétriques et plus généralement les modèles à deux doublets de Higgs, la déviation des couplages du boson de Higgs est différente entre les quarks up, les quarks down, les leptons chargés et les bosons de jauge. Deux ensembles de paramètres permettent de tester les différents modèles sans hypothèse sur la largeur du boson de Higgs.

Le premier modèle vérifie si la déviation des couplages du boson de Higgs entre les fermions up et les fermions down est la même. En effet, un modèle à deux doublets de Higgs de type 2 prévoit que cette déviation est différente. Les paramètres utilisés sont les suivants :

$$\lambda_{du} = \kappa_d / \kappa_u \quad (197)$$

$$\lambda_{Vu} = \kappa_V / \kappa_u \quad (198)$$

$$\kappa_{uu} = \kappa_u \kappa_u / \kappa_H \quad (199)$$

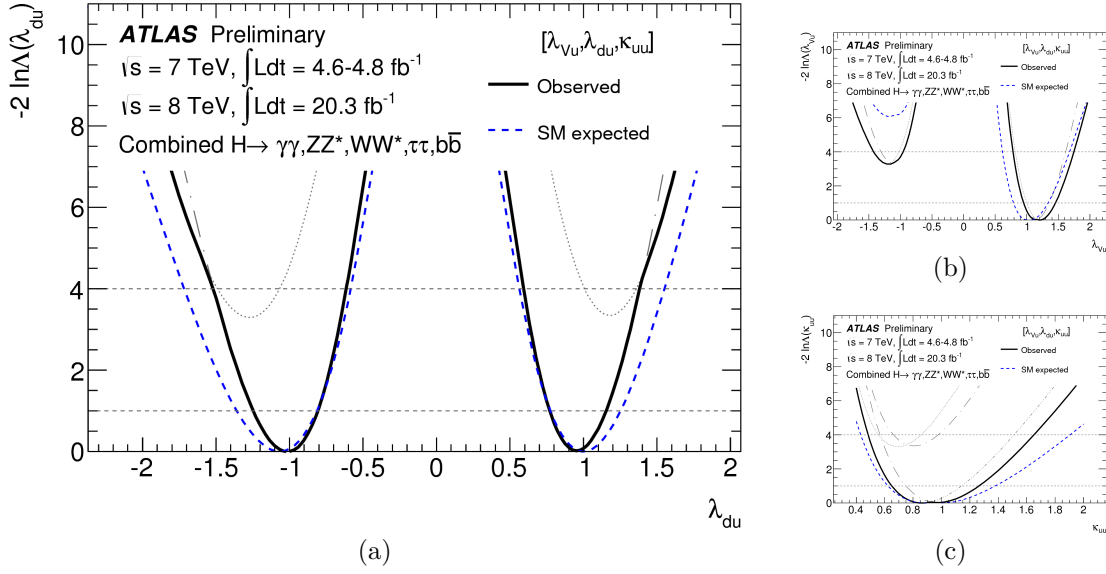


FIGURE 79 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de (a) λ_{du} , (b) λ_{Vu} et (c) κ_{uu} . Sur les figures, la courbe en pointillés fins montrent la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que λ_{du} ou λ_{Vu} sont contraints à être positifs alors que les longs pointillés montrent la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que λ_{du} ou λ_{Vu} sont contraints à être négatifs.

où $\kappa_u = \kappa_t$, $\kappa_d = \kappa_b = \kappa_\tau$. La contrainte sur le couplage aux fermions up est indirecte grâce au couplage au quark top intervenant dans la boucle du gluon et la contrainte sur le couplage aux fermions down provient des analyses $H \rightarrow b\bar{b}$ et $H \rightarrow \tau\tau$. Bien qu'il existe une faible sensibilité au signe relatif de κ_u et κ_d à travers la boucle de gluon, la précision actuelle des analyses n'est pas suffisante pour mettre en évidence cette asymétrie comme le montre la figure 79. Le résultat de l'ajustement donne :

$$\lambda_{du} \in [-1.24, -0.81] \cup [0.78, 1.15] \quad (200)$$

$$\lambda_{Vu} = 1.21^{+0.24}_{-0.26} \quad (201)$$

$$\kappa_{uu} = 0.86^{+0.41}_{-0.21} \quad (202)$$

Le minimum dans la partie positive de λ_{du} est $\lambda_{du} = 0.95^{+0.20}_{-0.18}$. Cet ajustement prouve le couplage du boson de Higgs aux fermions de type down avec une signification statistique de 3.6σ .

Couplage entre quarks et leptons

Dans un modèle à deux doublets de Higgs de type 3, le couplage entre les quarks et les leptons dévie différemment, un ajustement permet de tester ce modèle. Il utilise les paramètres suivants :

$$\lambda_{lq} = \kappa_l / \kappa_q \quad (203)$$

$$\lambda_{Vq} = \kappa_V / \kappa_q \quad (204)$$

$$\kappa_{qq} = \kappa_q \kappa_q / \kappa_H \quad (205)$$

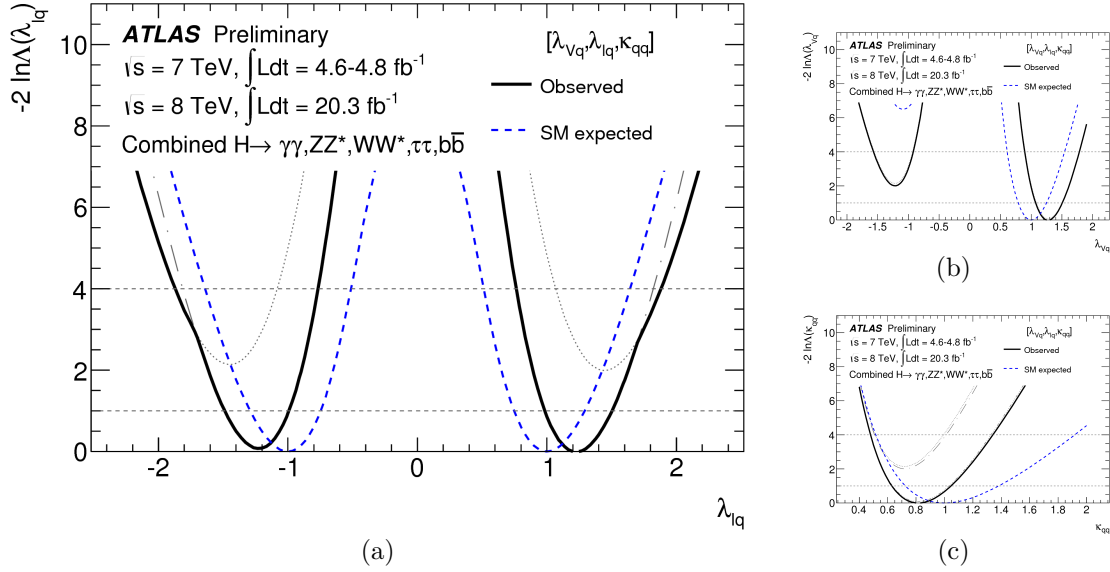


FIGURE 80 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de (a) λ_{lq} , (b) λ_{Vq} et (c) κ_{qq} . Sur les figures, la courbe en pointillés fins montre la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que λ_{lq} ou λ_{Vq} sont contraints à être positifs alors que les longs pointillés montrent la valeur de la fonction de vraisemblance lorsque que λ_{lq} ou λ_{Vq} sont contraints à être négatifs.

Le couplage aux leptons est contraint uniquement par l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ alors que le couplage aux quarks est contraint par les analyses $H \rightarrow b\bar{b}$ et indirectement par le couplage aux gluons qui fait intervenir le couplage au top. Le résultat de l'ajustement est :

$$\lambda_{lq} \in [-1.48, -0.99] \cup [0.99, 1.50] \quad (206)$$

$$\lambda_{Vq} = 1.27^{+0.23}_{-0.20} \quad (207)$$

$$\kappa_{qq} = 1.21^{+0.23}_{-0.19} \quad (208)$$

La valeur autour du minimum du modèle standard est $\lambda_{lq} = 1.22^{+0.28}_{-0.24}$. Une absence de couplage du boson de Higgs aux leptons est exclue à approximativement 4.0σ . La figure 80 montre les profils de la fonction de vraisemblance en fonction des différents paramètres. Comme le montre la figure 80, les analyses actuelles n'ont aucune sensibilité au signe relatif entre le couplage aux quarks et aux leptons.

Couplage à de nouvelles particules

Dans le contexte de l'étude des couplages, l'existence de nouvelles particules peut intervenir à deux niveaux, dans la largeur du boson de Higgs ou dans les couplages se faisant par l'intermédiaire d'une boucle. Un ajustement permet de sonder l'existence de ces nouvelles particules. Dans cet ajustement, les couplages des particules se couplant directement au boson de Higgs sont ceux du modèle standard, les coefficients de déviation du couplage sont donc égaux à un. Les couplages aux gluons et aux photons sont effectifs afin de pouvoir être sensible à la présence de nouvelles particules au sein des boucles. Le dernier paramètre du modèle est le rapport d'embranchement du boson de Higgs se désintégrant en particules non prévues par le modèle standard, elles sont qualifiées d'invisibles ou en particules non détectées. Un exemple

de signature non détectée serait une désintégration du boson de Higgs en de nombreux jets qui ne pourraient être distingués du bruit de fond. La désintégration du boson de Higgs en gluons dont le rapport d'embranchement est 8.5% pourrait être considérée comme un rapport d'embranchement non détecté si la fusion de gluons ne permettait pas de contraindre ce couplage. La formule de κ_H est donc modifiée de la manière suivante pour tenir compte de ce nouveau rapport d'embranchement :

$$\kappa_H^2 = \frac{1}{1 - \text{BR}_{i,u}} \sum_{k \in \text{desintegration}} \kappa_k^2 \text{BR}_{SM,k} = \frac{1}{1 - \text{BR}_{i,u}} (0.085\kappa_g^2 + 0.0023\kappa_\gamma^2 + 0.91) \quad (209)$$

où $\text{BR}_{i,u}$ est la somme des rapports d'embranchement en particules invisibles BR_i et non détectées BR_u . Le résultat de l'ajustement donne :

$$\kappa_g = 1.00_{-0.16}^{+0.23} \quad (210)$$

$$\kappa_\gamma = 1.17_{-0.13}^{+0.16} \quad (211)$$

$$\text{BR}_{i,u} = -0.16_{-0.30}^{+0.29} \quad (212)$$

La rapport d'embranchement en particules invisibles ou non détectées n'indique aucun excès, une limite est donc mise sur ce paramètre en tenant compte de la contrainte physique sur le rapport d'embranchement : $\text{BR}_{i,u} > 0$. La limite à 95% degré de confiance donne : $\text{BR}_{i,u} < 0.41$ alors que la valeur attendue obtenue à partir des données asimov est $\text{BR}_{i,u} < 0.55$. La figure 81 montre les profils des fonctions de vraisemblance pour les différents paramètres du modèle, en particulier la figure 81d montre la courbe utilisée pour extraire la limite sur le rapport d'embranchement.

Ce modèle peut être combiné avec des analyses recherchant directement une désintégration invisible du boson de Higgs. Le détail de ces analyses sera présenté dans une partie ultérieure. Elles reposent toutes sur le même principe, la recherche d'énergie manquante dans le détecteur et une signature particulière dans le détecteur, par exemple la présence de leptons ou de jets possédant une grande séparation angulaire. Une première combinaison entre les analyses de recherche standard et une analyse de recherche invisible a été réalisée. L'analyse ajoutée à la combinaison est la recherche du boson de Higgs produit en association avec un boson Z, celui-ci se désintégrant en une paire de leptons et le boson de Higgs se désintégrant en particules invisibles. La nouvelle valeur obtenue est :

$$\text{BR}_i = -0.02 \pm 0.20 \quad (213)$$

Lors de cet ajustement une hypothèse supplémentaire a été faite, les analyses de recherche de désintégration invisible contraignent la variable BR_i alors que les analyses standard contraignent $\text{BR}_{i,u}$. Le résultat suppose donc que le rapport d'embranchement en particules non détectées est nulle. La nouvelle limite à 95 % degré de confiance est alors 0.37 avec une valeur attendue de 0.39. La figure 82a compare le profil de la fonction de vraisemblance dans le cas où les cinq analyses de recherche standard sont utilisées avec le cas où elles sont combinées avec l'analyse de recherche de désintégration invisible.

De plus, l'ajout d'une contrainte directe sur la désintégration invisible permet de décorréler BR_i et BR_u , la figure 82b montre les contours d'exclusion dans le plan $(\text{BR}_i, \text{BR}_u)$. Dans le cas où il n'y a aucune contrainte sur le rapport d'embranchement de désintégration invisible,

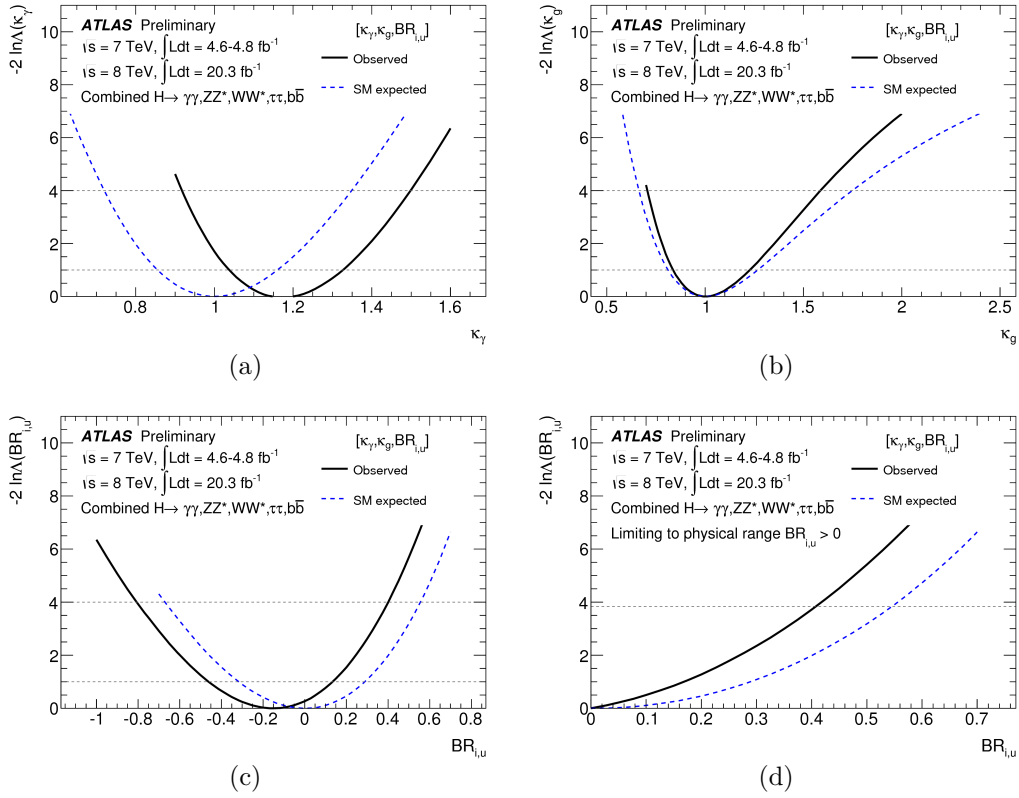


FIGURE 81 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de (a) κ_γ , (b) κ_g et (c) $BR_{i,u}$. La figure (d) montre le profil de la fonction de vraisemblance utilisée pour calculer la limite sur le rapport d'embranchement, seul l'intervalle physique est utilisé. Dans le cas présenté le minimum se trouve à zéro.

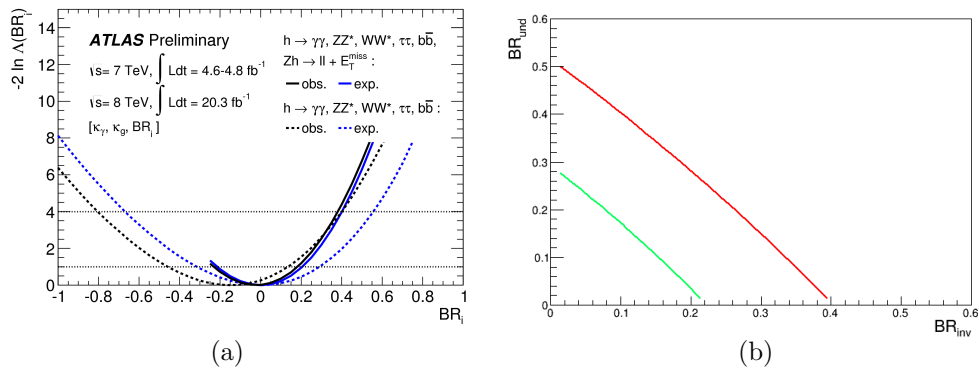


FIGURE 82 – (a) Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de BR_i . (b) Contours d'exclusion à 68% degré de confiance (vert) et 95% degré de confiance (rouge) dans le plan, le minimum est contraint à se trouver dans la région physique.

les contours sont symétriques par rapport à la première bissectrice. Comme le montre la figure 82b lorsqu'une contrainte est introduite sur l'un des deux rapports d'embranchements cette symétrie n'existe plus.

Modèles génériques

Les derniers modèles présentés dans cette partie sont les modèles les plus génériques permettant d'obtenir un maximum de la fonction de vraisemblance non dégénéré. Ils sont réalisés dans le cadre de la combinaison des cinq analyses standards.

Le premier modèle considère uniquement les contributions des particules provenant du modèle standard. Les paramètres utilisés dans l'ajustement sont κ_W , κ_Z , κ_t , κ_b , κ_τ . Le résultat de cet ajustement est présenté sur la figure 83a. Les seules interférences significatives sont celles intervenant dans la boucle du gluon, elles permettent d'être sensible au signe relatif entre le couplage au boson W et le couplage au quark top. Un signe opposé est préféré à cause de l'excès observé dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. Bien que la précision ne soit pas suffisante, les interférences permettraient en principe d'être sensible au signe relatif entre le couplage au quark top et au quark b et au signe relatif entre le couplage au lepton τ et au boson W.

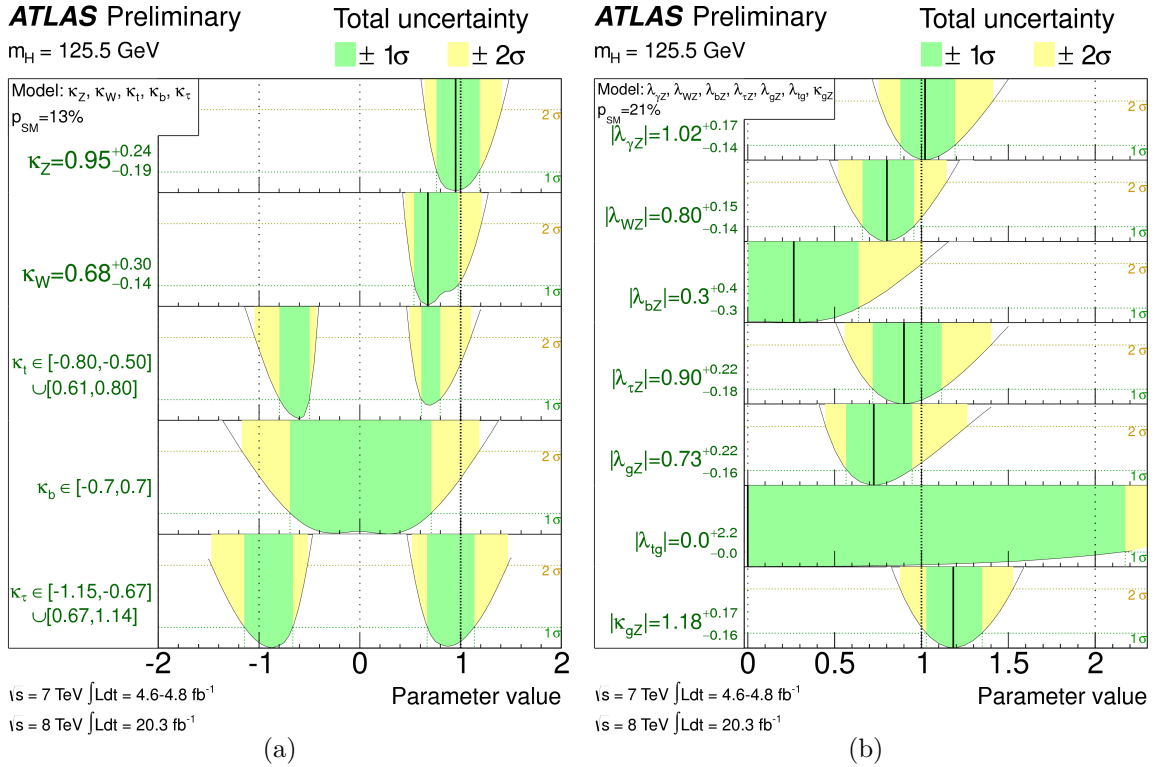


FIGURE 83 – (a) Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de BR_i . (b) Contours d'exclusion à 68% degré de confiance (vert) et 95% degré de confiance (rouge) dans le plan, le minimum est contraint à se trouver dans la région physique.

Le second modèle ne fait aucune hypothèse sur le contenu des boucles et la largeur du boson de Higgs. Ainsi, seuls les rapports de couplage peuvent être déterminés, ils sont définis de la manière suivante :

$$\lambda_{\gamma Z} = \kappa_\gamma / \kappa_Z \quad (214)$$

$$\lambda_{WZ} = \kappa_W / \kappa_Z \quad (215)$$

$$\lambda_{bZ} = \kappa_b / \kappa_Z \quad (216)$$

$$\lambda_{\tau Z} = \kappa_\tau / \kappa_Z \quad (217)$$

$$\lambda_{tg} = \kappa_t / \kappa_g \quad (218)$$

$$\kappa_{gZ} = \kappa_g \kappa_Z / \kappa_H \quad (219)$$

Etant donné que les couplages aux photons et aux gluons sont effectifs, le modèle n'est sensible à aucun signe relatif entre les couplages tant que la production avec un seul quark top n'est pas incluse. Les différents paramètres sont donc contraints à être positifs sans aucune perte de généralités. Le coefficient λ_{tg} n'est pas contraint dans la combinaison actuelle étant donné que les contraintes sur le couplage du quark top ne proviennent que des contraintes sur le couplage aux gluons, l'observation du mode de production du boson de Higgs en association avec une paire de quarks top permettrait d'améliorer la précision de l'ajustement. Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 83b.

6.3.4 Interprétation

Dans cette partie, une paramétrisation des coefficients de déviation des couplages est utilisée pour vérifier certaines propriétés du boson de Higgs ou contraindre des modèles de nouvelle physique.

Dépendance des couplage en fonction de la masse

Le premier modèle proposé permet de vérifier que la dépendance des couplages en fonction de la masse des particules est celle prédite par le modèle standard. Le couplage entre les fermions et le boson de Higgs dépend linéairement de la masse et le couplage entre les bosons de jauge massifs et le boson de Higgs dépend quadratiquement de leur masse. Afin de faire cette vérification, la paramétrisation suivante des couplages a été proposée [109] :

$$g_V = 2 \frac{m_V^{2(1+\epsilon)}}{M^{1+2\epsilon}}, \quad \lambda_f = \sqrt{2} \frac{m_f^{(1+\epsilon)}}{M^{1+\epsilon}} \quad (220)$$

ce qui se traduit par l'expression suivante de la déviation des couplages pour un fermion de masse m_f et un boson de jauge de masse m_V :

$$\kappa_V = v \frac{m_V^{2\epsilon}}{M^{1+2\epsilon}}, \quad \kappa_f = v \frac{m_f^\epsilon}{M^{1+\epsilon}}. \quad (221)$$

Dans ce modèle, la variable ϵ est un facteur d'échelle, M représente la valeur moyenne de l'état du vide et v la valeur moyenne de l'état du vide prévue par le modèle standard. Ce modèle est un modèle phénoménologique conçu uniquement pour vérifier une propriété prévue par le modèle standard, il ne fournira aucune explication sur cette déviation. Dans le cas du modèle standard, la valeur de (ϵ, M) est $(0, v = 246 \text{ GeV})$. Une autre valeur particulière du facteur d'échelle est -1, elle correspond à un couplage indépendant de la masse de la particule. Ce modèle vise à vérifier les prédictions du modèle standard, les couplages aux gluons et aux photons sont donc résolus, et la largeur du boson de Higgs ne contient que les contributions des particules du modèle standard. La figure 84 montre les contours d'exclusion à 68% et 95 %

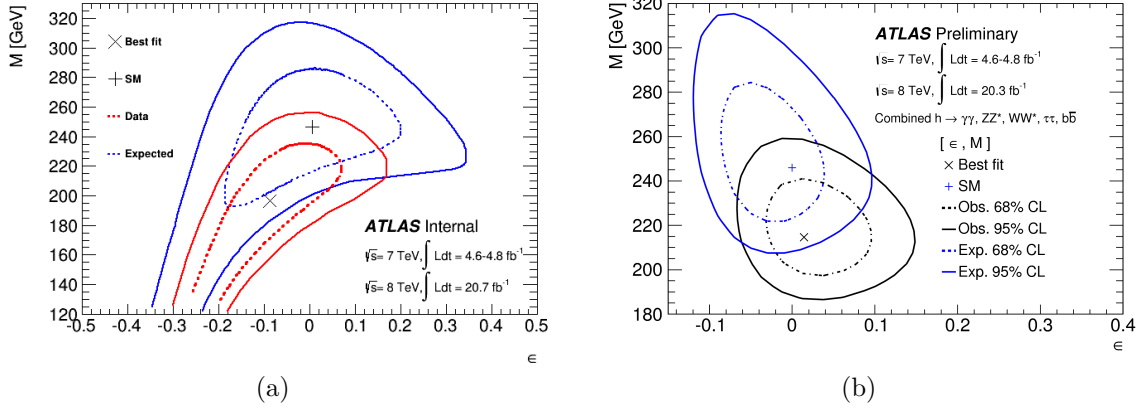


FIGURE 84 – Contours d’exclusion à 68% degré de confiance (pointillé) et 95% degré de confiance (trait continu) pour (a) une combinaison des canaux de désintégration en bosons de jauge et (b) tous les canaux de désintégration

dans le cas où seuls les canaux de désintégration en bosons de jauge sont utilisés et dans le cas où tous les canaux sont utilisés. Sur la figure 84a, les contours possèdent une forme allongée vers les faibles valeurs de (M, ϵ) . Cette forme peut se comprendre en utilisant le fait que les contours d’exclusions pour chaque canal correspond en première approximation à :

$$\mu_{XS}\mu_{BR} = \text{constante} \quad (222)$$

En effet, chaque analyse se focalise sur un mode de désintégration et possède un mode de production dominant. De plus, en ne considérant que la contribution dominante dans la largeur du boson de Higgs, on obtient la relation suivante :

$$\mu_{XS}\mu_{BR} = \frac{\kappa_{BR}^2 \kappa_{XS}^2}{\kappa_b^2} = \text{constante} \quad (223)$$

Dans le cas des canaux de désintégration en bosons de jauge, le mode de production dominant est la fusion de gluons : $\kappa_{XS} \approx \kappa_t$ et pour les canaux de désintégration fermionique, les analyses sont sensibles à la production par VBF ou en association à un boson de jauge : $\kappa_{XS} \approx \kappa_Z$. De plus, dans le cas de la désintégration en une paire de photons, on a la relation suivante : $\kappa_{BR} \approx 1.26\kappa_W$. Dans le cas où la constante de l’équation 223 vaut 1, les expressions $\epsilon(M)$ sont obtenues pour les désintégrations en bosons de jauge W et Z :

$$\epsilon = \frac{\ln(M/v)}{\ln(m_V^2 m_t/m_b) - 2 \ln(M)}, \quad (224)$$

pour les canaux de désintégration en fermions :

$$\epsilon = \frac{\ln(M/v)}{\ln(m_f m_V^2/m_b) - 2 \ln(M)} \quad (225)$$

et pour la désintégration en une paire de photons :

$$\epsilon = \frac{\ln(M/v)}{\ln(1.26 m_V^2 m_t/m_b) - 2 \ln(M)} \quad (226)$$

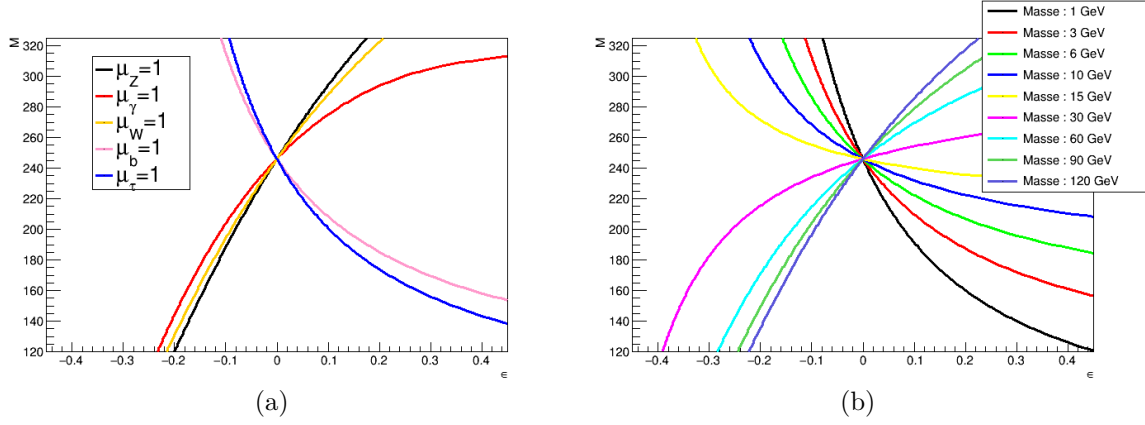


FIGURE 85 – (a) Forme simplifiée des contours pour plus de détails voir le texte et (b) variation de la masse du fermion dans la formule 225.

La figure 85a montre les courbes obtenues, une différence de comportement est visible, elle permet de comprendre la forme allongée observée dans le cas où seuls les canaux de désintégration en bosons sont combinés. Cette différence de comportement est principalement due à la grande différence de masse entre les fermions et les bosons de jauge comme le justifie la figure 85b. Pour cette figure, l'équation 225 est utilisée en faisant varier la masse du fermion.

Modèle à deux doublets de Higgs

L'intérêt des modèles à deux doublets de Higgs [79, 132, 121, 88] a déjà été abordé dans la section 2. Il est possible de définir quatre types de modèle à deux doublets de Higgs, chacun est caractérisé par des déviations de couplage. Dans ces modèles, le boson de Higgs CP-pair le plus léger est le boson de Higgs découvert à 125.5 GeV, les déviations de ces couplages sont résumées dans la table 14. Les couplages dépendent de α , l'angle de mélange entre les deux bosons de Higgs neutres CP-pairs et $\tan \beta$, le rapport des valeurs moyennes des états du vide des deux doublets de Higgs. Pour certains de ces modèles, le couplage au quark b peut devenir très important comme dans le modèle à deux doublets de Higgs de type 2 à grand $\tan \beta$, le taux de production du boson de Higgs associé à une paire de quarks b augmente. Pour en tenir compte, dans l'ajustement, le coefficient de déviation de la fusion de gluons est modifié de la manière suivante pour la production par fusion de gluons :

$$\kappa_g^2 = 1.06\kappa_{\text{top}}^2 - 0.07\kappa_{\text{top}}\kappa_b + 0.01\kappa_b^2 + 0.015\kappa_b^2 \quad (227)$$

Le facteur devant le dernier terme est le rapport entre la section efficace de la production associée à une paire de quarks b et la section efficace de production par fusion de gluons dans le cas du modèle standard. Cette modification suppose que les efficacités sont les mêmes pour les deux modes de production. La valeur de cette correction est inférieure à 10 % du taux total de production pour tout point de l'espace des paramètres compatibles avec les données à 95% degré de confiance.

Les sections efficaces et rapports d'embranchement calculés à partir des coefficients de déviation de couplage et à partir des programmes SUSHI [122] et 2HDMC [111] sont en accord avec une précision de l'ordre de 1%.

Les contours d'exclusion à 95% degré de confiance ou 95 % CL (confidence level) dans le

| | Type I | Type II | Type III | Type IV |
|------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| κ_u | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ |
| κ_d | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ |
| κ_l | $\cos \alpha / \sin \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $-\sin \alpha / \cos \beta$ | $\cos \alpha / \sin \beta$ |
| κ_V | $\sin(\beta - \alpha)$ | $\sin(\beta - \alpha)$ | $\sin(\beta - \alpha)$ | $\sin(\beta - \alpha)$ |

TABLE 14 – Table définissant les couplages entre les fermions et le boson de Higgs modèle standard. Les définitions de α et β sont rapellées dans le texte.

plan $(\cos(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour tous les modèles à deux doublets de Higgs sont montrés sur la figure 86. Pour chaque modèle, les données sont compatibles avec le modèle standard.

Pour les modèles à deux doublets de Higgs de type 2, 3 et 4, des régions obliques en forme de pétale peuvent être observées pour de grandes valeurs de $\tan \beta$. Ces pétales correspondent à une région de l'espace des paramètres où le signe relatif des couplages change. Dans le cas du modèle de type 2 il s'agit d'un changement de signe du couplage des fermions down, dans le cas du type 3, des leptons et dans le cas du type 4, des quarks down. Ce changement de signe donne des taux de production et de désintégration qui ne sont pas exclus par les mesures. La précision sur la détermination des couplages est insuffisante pour exclure complètement ces régions. Un comportement similaire a déjà été observé dans le modèle où la déviation relative des fermions up par rapport aux fermions down est testée. Ce comportement n'est pas observé dans le modèle de type 1 car le couplage de tous les fermions est le même.

Un pétale à bas $\tan \beta$ peut également être observé dans les différents modèles. Dans le cas du modèle de type 1 il s'agit d'un changement de signe du couplage des fermions, pour le cas de type 2, des fermions up, dans le cas de type 3, de tous les quarks et dans le cas de type 4, les quarks up et les leptons. Ces couplages sont contraints surtout par le couplage au quark top à travers la fusion de gluons et la désintégration en une paire de photons. Comme le montre la figure 83a, un couplage au quark top négatif est préféré par les données à cause de l'excès d'événements présent dans $H \rightarrow \gamma\gamma$.

hMSSM

Dans la partie précédente, le modèle défini par les équations 197 à 199 a permis de vérifier que la déviation du couplage des fermions up et down au boson de Higgs est la même. Cet ajustement a été réalisé sans aucune hypothèse sur la largeur du boson de Higgs. Un ajustement similaire peut également être réalisé en supposant que la largeur du boson de Higgs contient uniquement les particules prévues par le modèle standard. L'avantage de cet ajustement est de pouvoir s'interpréter dans le contexte du hMSSM ou comme cela a été présenté dans le paragraphe précédent dans le contexte des modèles à deux doublets de Higgs de type 2. Cette approche est justifiée car les désintégrations du boson de Higgs sont complètement déterminées par ce modèle. Le MSSM et le hMSSM ont été discuté en détails dans la section 2.3.2. Les paramètres utilisés sont κ_u , κ_d et κ_V .

Comme pour les modèles à deux doublets de Higgs de type 2, le couplage au quark b peut devenir important à grand $\tan \beta$, le taux de production du boson de Higgs associé à une paire de quarks b augmente alors. La procédure pour en tenir compte est la même que pour les modèles à deux doublets de Higgs. Dans l'ajustement, le coefficient de déviation de la fusion de gluons est modifié par la formule 227 dans le cas de la production par fusion de gluons. La figure 87 montre les contours d'exclusion pour chaque paire de paramètres. Le couplage aux photons est

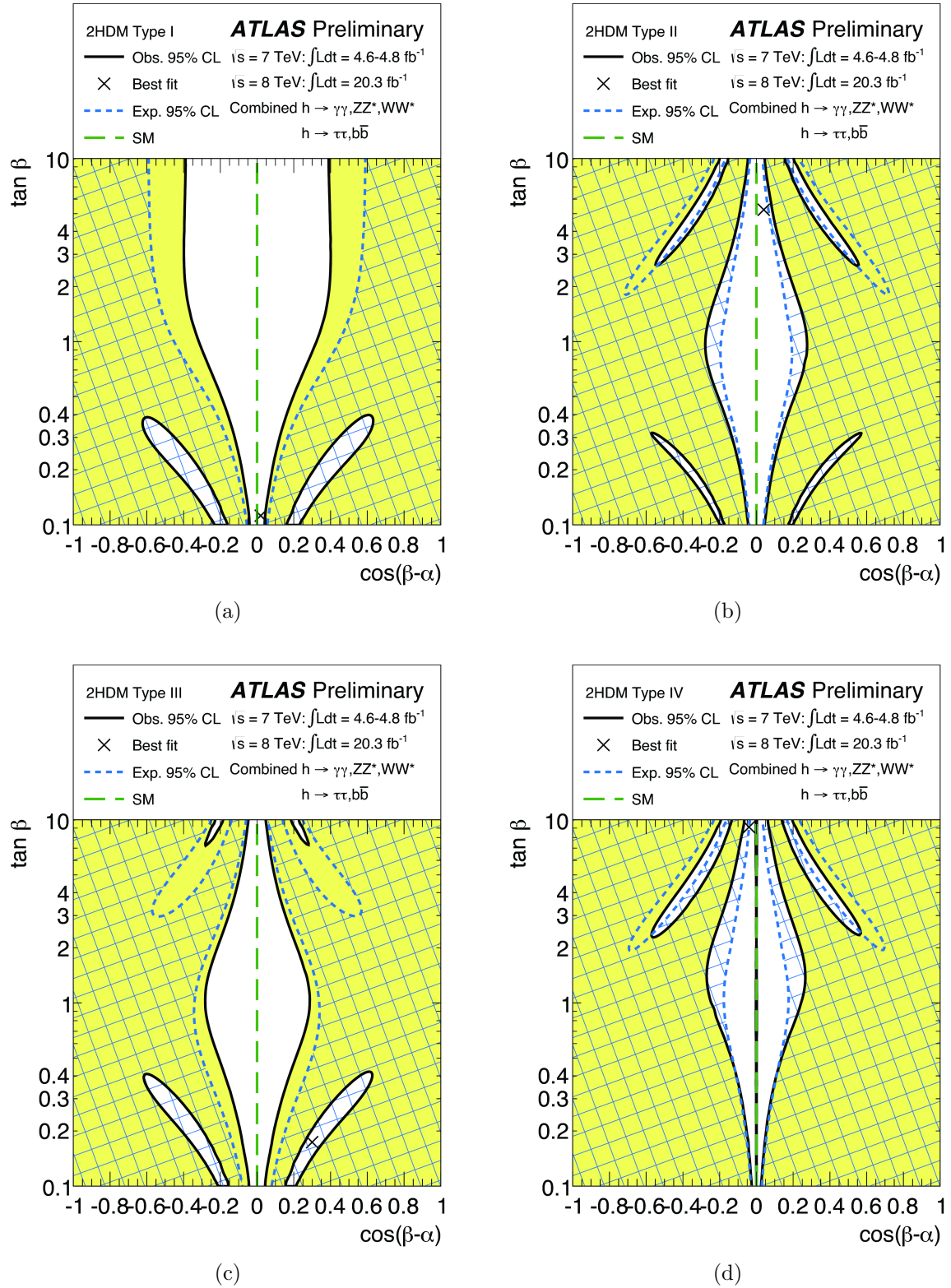


FIGURE 86 – Contour d'exclusion $(\cos(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour les modèles à deux doublets de Higgs de (a) type 1, (b) type 2, (c) type 3 et (d) type 4.

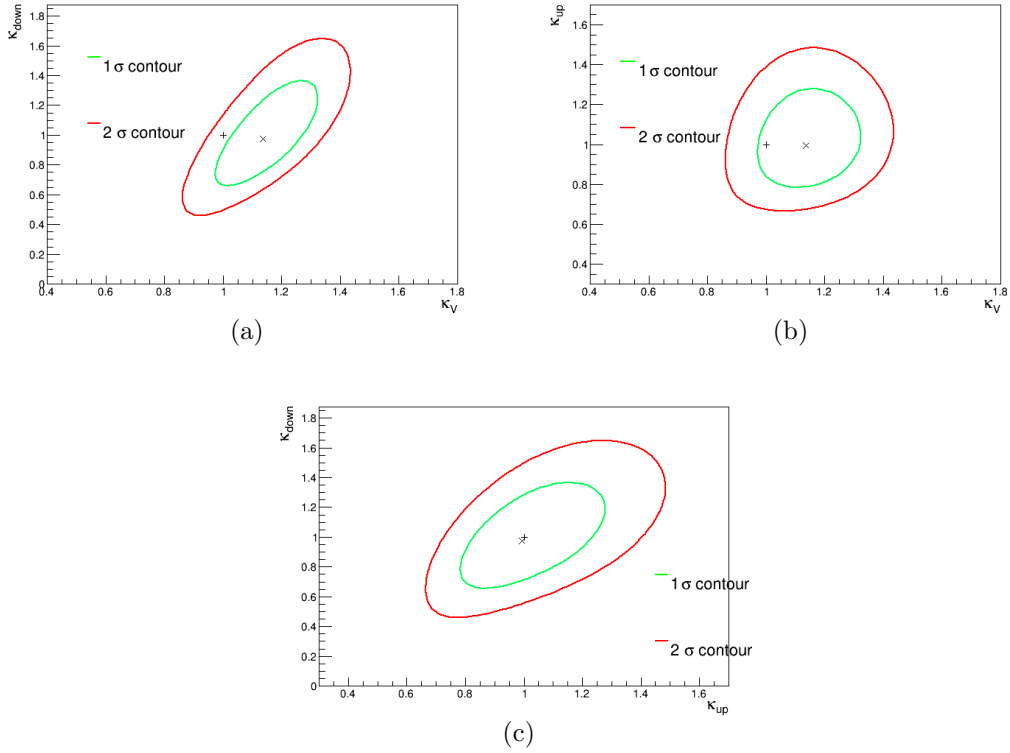


FIGURE 87 – Contours d’exclusion à 68% CL (vert) et 95% CL (rouge) dans le plan (a) (κ_V, κ_d) , (b) (κ_V, κ_u) et (c) (κ_u, κ_d) .

également exprimé en fonction des coefficients de déviation des couplages. Les corrections du sbottom et de toutes les particules supersymétriques dans le cas de la production du boson de Higgs par fusion de gluons et sa désintégration en une paire de photons sont ainsi négligées.

Dans le cadre du hMSSM [134, 108], ces trois déviations de couplage peuvent être exprimées en fonction de m_A , la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire et $\tan\beta$. Pour cela, il suffit d’utiliser l’expression de α obtenue dans la partie 2 et de la substituer dans les expression de la table 14. Le boson de Higgs à 125.5 GeV est le plus léger des deux bosons de Higgs pairs neutres. Les expressions suivantes sont obtenues :

$$\kappa_u = \frac{\sqrt{1 + \tan^2\beta}}{\tan\beta} \left(\frac{M_Z^2 \cos^2\beta + M_A^2 \sin^2\beta - m_h^2}{(M_Z^2 + M_A^2) \cos\beta \sin\beta} \right) / \sqrt{1 + \left(\frac{M_Z^2 \cos^2\beta + M_A^2 \sin^2\beta - m_h^2}{(M_Z^2 + M_A^2) \cos\beta \sin\beta} \right)^2} \quad (228)$$

$$\kappa_d = \sqrt{1 + \tan^2\beta} / \sqrt{1 + \left(\frac{M_Z^2 \cos^2\beta + M_A^2 \sin^2\beta - m_h^2}{(M_Z^2 + M_A^2) \cos\beta \sin\beta} \right)^2} \quad (229)$$

$$\kappa_V = \frac{1}{1 + \tan^2\beta} \kappa_d + \frac{\tan^2\beta}{1 + \tan^2\beta} \kappa_u \quad (230)$$

Il existe deux manières de contraindre ce modèle. La première méthode consiste à utiliser les équations 228-230 pour tracer sur les contours de la figure 87. La seconde méthode consiste à ajuster la fonction de vraisemblance après l’avoir exprimée en fonction de m_A et $\tan\beta$, d’une manière analogue à ce qui a déjà été fait pour les modèles à deux doublets de Higgs.

La première approche ne peut être utilisée que dans le plan (κ_u, κ_d) . En effet, comme le montre la figure 88a, la précision sur κ_V est trop faible pour apporter une contrainte significative sur le modèle. Pour $m_A > 125$ GeV, la variation de κ_V est de l'ordre de 2 % alors que la figure 87 montre des variations de l'ordre 10%. La figure 88b montre une représentation des courbes $m_A = \text{constante}$ et $\tan \beta = \text{constante}$ dans le plan (κ_u, κ_d) , par exemple pour $\tan \beta = 1$ les valeurs de m_A inférieures à 380 GeV sont exclues avec 68% CL. L'information sur κ_V n'est pas utilisée. En effet, la valeur ajustée de κ_V peut être très différente de la valeur prédite par la formule 230 mais cette différence n'est pas utilisée pour évaluer l'incompatibilité entre les données et les valeurs de κ_u et κ_d . Dans cette approche, le résultat obtenu est moins sensible à une fluctuation statistique de κ_V .

La seconde approche réalise l'ajustement directement sur les paramètres m_A et $\tan \beta$, il se restreint donc dans l'espace $(\kappa_u, \kappa_d, \kappa_V)$ à l'ensemble des points accessibles par le hMSSM. Cet ensemble forme un plan, différent du plan (κ_u, κ_d) utilisé dans l'approche précédente. La figure 89a montre les contours d'exclusion à 95% CL dans le plan $(m_A, \tan \beta)$. La figure 89b montre l'espace sondé par les modèles à deux doublets de Higgs de type 2. En comparant avec la figure 88b, on constate que l'espace sondé par le hMSSM est une restriction de cet espace. En particulier, la partie $\kappa_u > 1$ n'est pas accessible par le hMSSM or comme le montre la figure 86b, le maximum de la fonction de vraisemblance se trouve dans cette région pour les modèles à deux doublets de Higgs de type 2. Dans l'espace sondé par le hMSSM, la valeur la plus proche de ce point est la valeur du modèle standard qui dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ correspond à une valeur de m_A infinie ce qui explique pourquoi le maximum de la fonction de vraisemblance se trouve à l'infini.

On remarque également que les limites mises dans les deux approches ne sont pas les mêmes. Une première raison a déjà été évoquée, la valeur de κ_V n'est pas la même, dans la première approche, la valeur est ajustée librement sur les données, dans la seconde, la valeur utilisée est celle prédite par la formule 230. La seconde raison est que la valeur du maximum de la fonction de vraisemblance utilisée pour déterminer les contours n'est pas la même dans les deux approches. Dans la première approche, le maximum utilisé est le maximum global sur l'ensemble de l'espace $(\kappa_u, \kappa_d, \kappa_V)$ alors que dans la seconde approche le maximum est le maximum dans l'espace accessible. Ces deux approches ne s'interprètent pas de la même manière. Dans la première approche, une limite est mise sur l'ensemble de l'espace des paramètres $(\kappa_u, \kappa_d, \kappa_V)$, et sont ensuite interprétés dans le cadre du hMSSM mais on ne suppose pas, *a priori*, que le modèle est vrai. Une mesure peut donc conduire à l'exclusion de l'ensemble du modèle. Dans la seconde approche, on se restreint à l'ensemble des points du hMSSM. Dans cette approche, le hMSSM ne peut pas être exclu.

Modèles composites

Une première solution au problème de naturalité est la supersymétrie abordé dans la section 2. Une alternative est de considérer le boson de Higgs comme une particule composite. Dans ces modèles, les fermions sont les représentations d'une symétrie de jauge étendue. A partir d'une échelle d'énergie caractéristique f , les composants du boson de Higgs pourront être mis en évidence. Dans ces modèles, les coefficients de déviation des couplages aux fermions (κ_F) et aux bosons de jauge (κ_V) peuvent être exprimés en fonction du rapport ξ de cette échelle caractéristique f sur la valeur moyenne de l'état du vide v . Deux modèles ont été testés, ils diffèrent par la symétrie utilisée pour étendre celle du modèle standard.

Le premier modèle testé, MCHM4 (pour Minimal Composite Higgs Model 4) [67], intègre

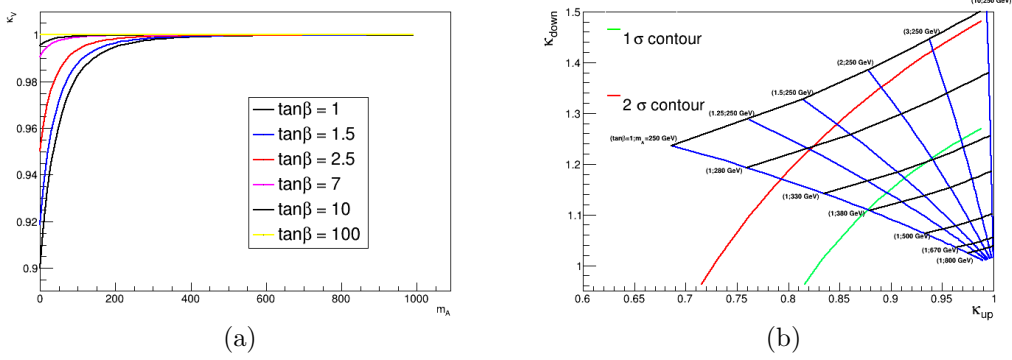


FIGURE 88 – (a) Variation de κ_V pour différentes valeurs de m_A et $\tan\beta$, (b) Représentation des courbes $m_A = \text{constante}$ et $\tan\beta = \text{constante}$ dans le plan (κ_u, κ_d) .

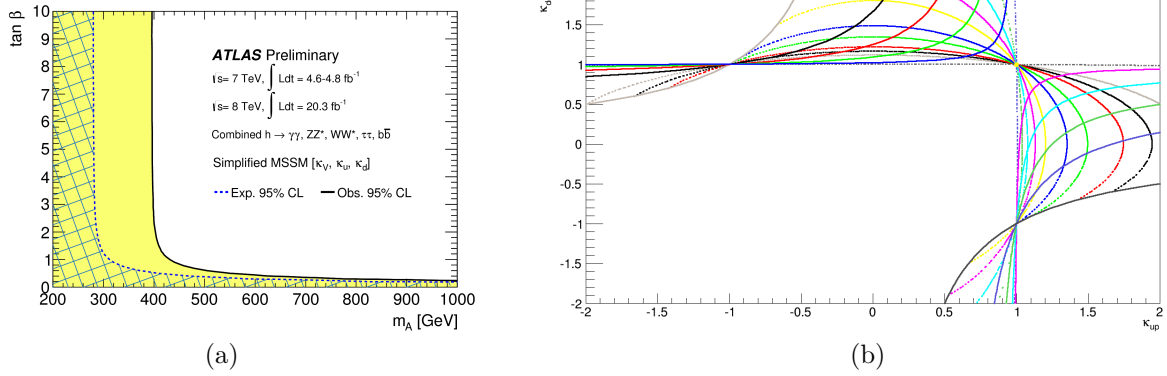


FIGURE 89 – (a) Contours d'exclusion à 95% CL dans le plan $(m_A, \tan\beta)$ et (b) espace sondé par les modèles à deux doublets de Higgs de type 2 dans le plan (κ_u, κ_d) .

les fermions dans une représentation spinorielle de $SO(5)$, les coefficients de déviation des couplages ont l'expression suivante :

$$\kappa_V = \kappa_F = \sqrt{1 - \xi} \quad (231)$$

Le second modèle testé, MCHM5 [101, 95], intègre les fermions dans une représentation fondamentale de $SO(5)$, les coefficients de déviation des couplages ont l'expression suivante :

$$\kappa_V = \sqrt{1 - \xi} \text{ et } \kappa_F = \frac{1 - 2\xi}{\sqrt{1 - \xi}} \quad (232)$$

La figure 90 illustre le profil de la fonction de vraisemblance en fonction de ξ . Etant donné que ξ est un rapport d'énergie, seules les valeurs positives ont un sens et le modèle standard est retrouvé lorsque $\xi \rightarrow 0$. La valeur indiquée par l'ajustement est donc compatible avec le modèle standard. Une limite peut ainsi être mise sur le paramètre ξ ou de manière équivalente sur l'échelle caractéristique d'énergie f .

Dans le cas du modèle MCHM4, la limite à 95% CL est $\xi < 0.12$ ou de manière équivalente $f > 710$ GeV. Dans le cas du modèle MCHM5, la limite à 95% CL est $\xi < 0.15$ ou de

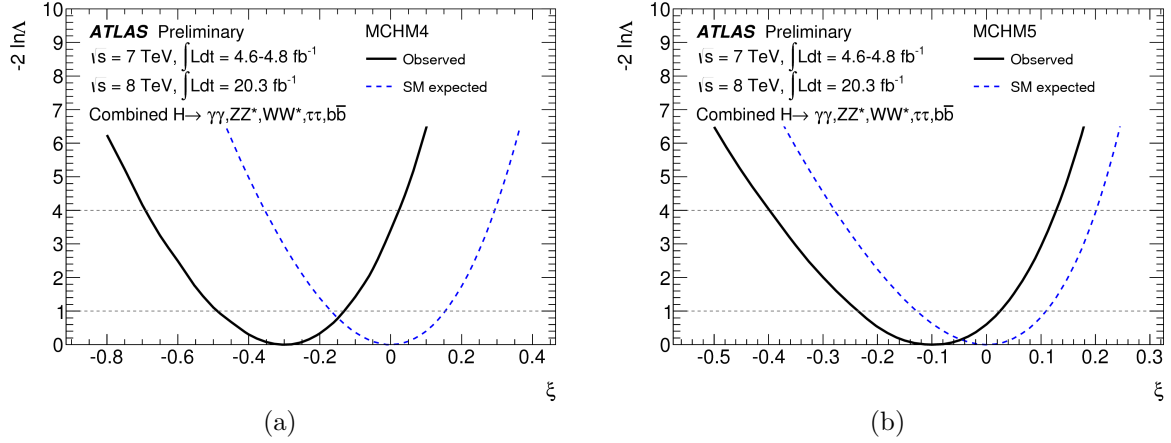


FIGURE 90 – Profil de la fonction de vraisemblance en fonction de ξ pour le modèle (a) MCHM4 et (b) MCHM5.

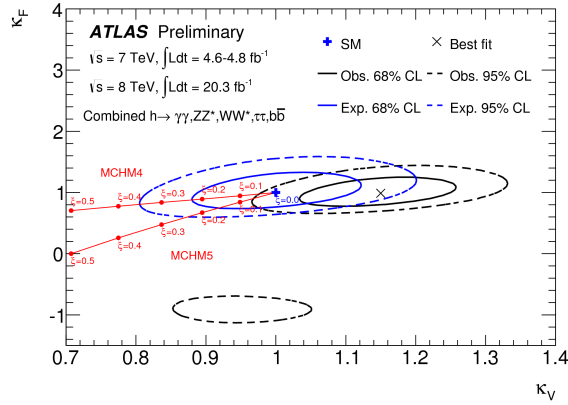


FIGURE 91 – Valeurs sondées par les modèles MCHM4 et MCHM5 dans le plan (κ_V, κ_F) .

manière équivalente $f > 640$ GeV. Comme dans le cas du hMSSM, l'ajustement après la reparamétrisation de la fonction de vraisemblance suppose que le modèle est vrai. La figure 91 représente les équations paramétriques définies par les équations 231 et 232 dans le plan (κ_V, κ_F) , elle permet ainsi de visualiser les valeurs des coefficients de déviation des couplages sondés par ces modèles.

Contrainte sur la matière noire

Dans la partie précédente, une limite sur le rapport de désintégration invisible du boson de Higgs a été calculée. Dans le cadre de modèles où le boson de Higgs est la seule particule interagissant significativement avec la matière noire [133, 124, 115, 107], la limite sur le rapport d'embranchement de désintégration invisible du boson de Higgs peut être convertie en section efficace de diffusion de matière noire sur un noyau. Le médiateur de cette interaction étant le boson de Higgs. Cette conversion dépend de la nature de la matière noire : scalaire, vectorielle ou fermionique et n'est valide que si la masse de la matière noire est inférieure à $m_h/2$. La

largeur de désintégration est donnée par :

$$\text{Matière noire scalaire S : } \Gamma(h \rightarrow SS) = \lambda_{hSS}^2 \frac{v^2 \beta_S}{128\pi m_h} \quad (233)$$

$$\text{Matière noire fermionique f : } \Gamma(h \rightarrow ff) = \frac{\lambda_{hff}^2 v^2 \beta_f^3 m_h}{\Lambda^2 64\pi} \quad (234)$$

$$\text{Matière noire vectorielle V : } \Gamma(h \rightarrow VV) = \lambda_{hVV}^2 \frac{v^2 \beta_V m_h^3}{512\pi m_V^4} \times \left(1 - 4 \frac{m_V^2}{m_h^2} + 12 \frac{m_V^4}{m_h^4}\right) \quad (235)$$

où λ_{hSS}^2 , $\frac{\lambda_{hff}^2}{\Lambda^2}$ et λ_{hVV}^2 sont les couplages entre le boson de Higgs et la matière noire, v est la valeur moyenne de l'état du vide et $\beta_\chi = \sqrt{1 - 4m_\chi^2/m_h^2}$. A partir de ces équations et de la limite sur le rapport d'embranchement de désintégration invisible, la valeur des couplages entre le boson de Higgs et la matière noire peut être obtenue. Les formules suivantes permettent d'obtenir la section efficace de diffusion de la matière noire sur le noyau :

$$\text{Matière noire scalaire S : } \sigma_{S-N} = \lambda_{hSS}^2 \frac{m_N^4 f_N^2}{16\pi m_h^4 (m_S + m_N)^2} \quad (236)$$

$$\text{Matière noire fermionique f : } \sigma_{f-N} = \frac{\lambda_{hff}^2}{\Lambda^2} \frac{m_N^4 f_N^2 m_f^2}{4\pi m_h^4 (m_f + m_N)^2} \quad (237)$$

$$\text{Matière noire vectorielle V : } \sigma_{V-N} = \lambda_{hVV}^2 \frac{m_N^4 f_N^2}{16\pi m_h^4 (m_V + m_N)^2} \quad (238)$$

où $m_N \sim 0.94$ GeV est la masse du nucléon et $f_N = 0.33_{-0.07}^{+0.30}$ est le facteur de forme associé au couplage entre le boson de Higgs et le noyau calculé à partir de la QCD sur réseau. Une limite sur le rapport d'embranchement invisible du boson de Higgs peut donc être convertie en contours d'exclusion dans le plan section efficace d'interaction entre la matière noire et le noyau et la masse de la matière de noire. La limite ainsi obtenue peut être comparée aux limites provenant des recherches directes de matière noire [80, 82, 86, 68, 62, 73]. Ce résultat est présenté sur la figure 92. Les limites imposées par ATLAS et les expériences de recherche directe sont complémentaires, les limites mises par ATLAS couvrent des masses de matière noire faibles alors que les expériences de recherche directe sont plus sensibles à haute masse et ne supposent pas que le médiateur de l'interaction noyau-matière noire soit le boson de Higgs.

6.3.5 Projections pour HL-LHC

Dans le contexte de l'ECFA (European Committee for Future Accelerator), des projections des différentes analyses de recherche du boson de Higgs ont été réalisées. Ces projections ont ensuite été combinées et interprétées dans le cadre de différents modèles. Les projections ont été réalisées pour deux luminosités $300 fb^{-1}$ et $3000 fb^{-1}$, elles correspondent aux luminosités que le LHC devrait enregistrer jusqu'en 2022 et 2030 respectivement, après des arrêts techniques afin d'améliorer à la fois l'accélérateur et les détecteurs [6, 83].

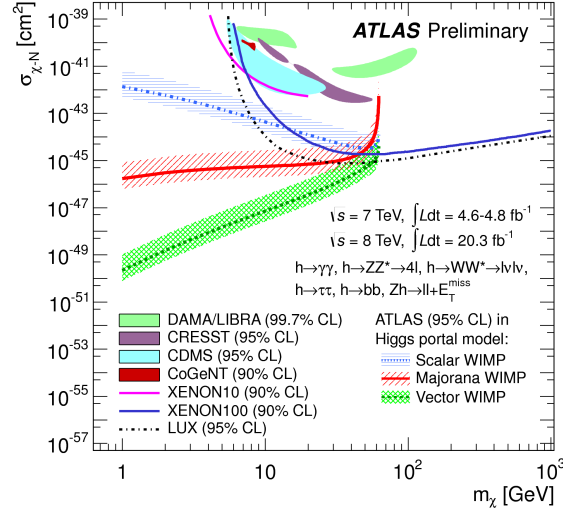


FIGURE 92 – Comparaison des limites sur la section efficace de diffusion de matière noire sur un noyau entre ATLAS et les expériences de recherche directe de matière noire.

Canaux utilisés

Les analyses incluses dans cette combinaison sont des projections des analyses actuelles. Elles tiennent compte de l'augmentation de la statistique permettant ainsi l'étude de modes de production rare, en particulier la production en association avec une paire de quarks top ou des modes de désintégration rare comme la désintégration en une paire de muons ou en un boson Z et un photon. La liste des analyses incluses dans la combinaison est la suivante :

- $H \rightarrow \gamma\gamma$ [17, 14], contenant des catégories basées sur le nombre de jets : 0 jet, 1 jet et 2 jets, cette dernière étant sensible à la production par VBF, ainsi que des catégories basées sur le nombre de leptons afin d'obtenir une sensibilité au mode de production associée à un boson de jauge W ou Z ou à une paire de quarks top.
- $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ [14], divisée en catégories sensibles à chaque mode de production y compris la production en association avec une paire de quarks top,
- $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2l2\nu$ [14], divisée en catégories 0, 1 et 2 jets, cette dernière permettant d'être sensible à la production par VBF,
- $H \rightarrow Z(\rightarrow ll)\gamma$ [20], divisée en catégories sans jet ou avec au moins 2 jets pour obtenir une sensibilité à la production par VBF.,
- $H \rightarrow \tau\tau$ [14] avec une sélection requérant 2 jets afin d'être sensible à la production par VBF,
- $H \rightarrow \mu\mu$ [14] avec une sélection permettant d'être sensible à la désintégration produite inclusivement mais une sélection spécifique pour la production en association avec une paire de quarks top est également utilisée,
- $H \rightarrow b\bar{b}$ [19] avec une sélection requérant un ou deux leptons pour identifier les modes de production WH et ZH respectivement.

Pour chaque analyse, les critères de déclenchement, l'efficacité d'identification des leptons et des photons sont ajustés pour tenir compte de l'important empilement associé à la haute luminosité. Pour les catégories sensibles à la production par VBF, les coupures sont plus fortes afin de

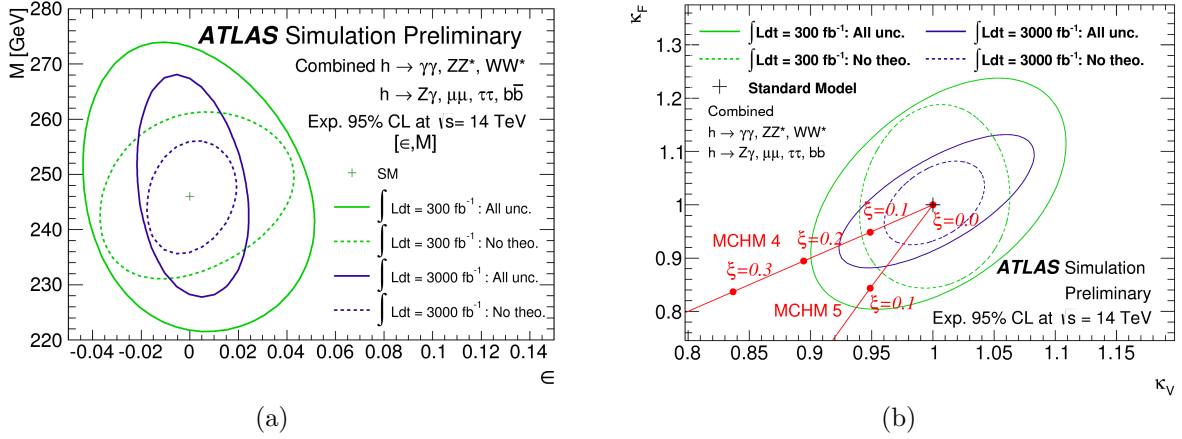


FIGURE 93 – Projection pour (a) la vérification de la dépendance des couplages en fonction de la masse et (b) des modèles composites.

| Modèle | 300 fb ⁻¹ | | 3000 fb ⁻¹ | |
|--------|----------------------|------------------|-----------------------|------------------|
| | Toutes les inc. | Pas d'inc. théo. | Toutes les inc. | Pas d'inc. théo. |
| MCHM4 | 620 GeV | 810 GeV | 710 GeV | 980 GeV |
| MCHM5 | 780 GeV | 950 GeV | 1.0 TeV | 1.2 TeV |

TABLE 15 – Limite attendue pour les deux modèles composites pour 300 fb⁻¹ et 3000 fb⁻¹ avec ou sans les incertitudes théoriques.

réduire les taux attendus d'identifications erronées[13]. Les mesures différentielles de production du boson de Higgs ne sont pas incluses dans cette combinaison bien qu'elles pourraient améliorer la précision de la mesure des couplages [39, 37].

Projections

La figure 93a montre la projection dans le cas de l'ajustement (ϵ, M) pour $300fb^{-1}$ et $3000fb^{-1}$ en tenant compte ou non des incertitudes théoriques. L'augmentation de luminosité permet de diviser par deux l'erreur sur le paramètre ϵ et réduire d'un facteur 1.5 l'erreur sur le paramètre M . La dégradation relative de l'erreur sur les paramètres est la même pour les deux luminosités lorsque les incertitudes théoriques sont incluses. Etant donné que l'impact des incertitudes théoriques n'est pas la même sur tous les canaux, la corrélation entre M et ϵ change lorsque les incertitudes théoriques sont incluses. La figure 93b montre dans le plan (κ_V, κ_F) les équations paramétriques des modèles MCHM4 et MCHM5, les limites à 95% CL sur l'échelle caractéristique où le boson de Higgs apparaît comme composite sont résumées dans la table 15.

La figure 94 montre la projection des limites à 95% CL sur la masse du boson de Higgs pseudo-scalaire dans le cadre du hMSSM. Pour une luminosité de $300fb^{-1}$, la limite est de 390 GeV (490 GeV) pour $2 < \tan\beta < 10$ avec (sans) l'inclusion des incertitudes théoriques. Pour une luminosité de $3000fb^{-1}$, la limite devient 480 GeV (640 GeV) pour $2 < \tan\beta < 10$ avec (sans) l'inclusion des incertitudes théoriques.

La figure 95 montre la projection des limites pour les différents modèles à deux doublets de Higgs. Par rapport à la figure 86, la forme des contours est similaire bien que les régions

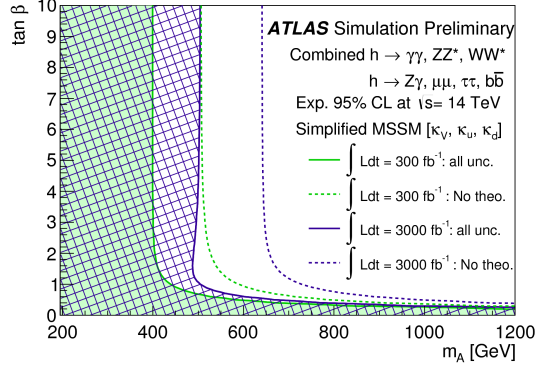


FIGURE 94 – Projections des limites dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ pour le hMSSM.

exclues soient plus grandes. On constate une disparition des pétales grâce à une statistique plus grande.

6.4 Résultats finaux

Cette partie présente la combinaison finale du run 1 des analyses de recherche du boson de Higgs [59, 44].

6.4.1 Modification des analyses existantes

Les différentes analyses utilisées lors de la combinaison pour Moriond EW 2014 ont été modifiées afin d'améliorer leur sensibilité. Les modifications majeures du point de vue de la combinaison sont présentées.

Pour l'analyse $H \rightarrow \gamma\gamma$ [38], deux catégories dédiées au mode de production en association avec une paire de quarks top ont été introduites. De plus, les catégories existantes ont été redéfinies afin d'améliorer la sensibilité.

La différence majeure de l'analyse $H \rightarrow ZZ^*$ [48] est l'utilisation d'un ajustement à deux dimensions utilisant la masse invariante du système de quatre leptons ainsi que la sortie du BDT pour les catégories dédiées à la fusion de gluons et à la production par VBF. La combinaison des analyses $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$ a permis une mesure très précise de la masse du boson de Higgs, d'abord indépendamment par ATLAS et CMS puis la combinaison des quatre analyses a permis d'améliorer la précision. Les valeurs des masses obtenues indépendamment par ATLAS et CMS et par la combinaison des deux expériences [43] sont résumées par la figure 96. L'incertitude dominante sur la mesure de la masse reste statistique, toutefois le Run 2 devrait diminuer cette incertitude. La masse du boson de Higgs est ainsi connue avec une précision de l'ordre de 100 MeV.

Pour l'analyse $H \rightarrow WW^*$ [49, 57] l'ajout de catégories contenant trois ou quatre leptons permet d'obtenir une sensibilité au mode de production en association avec un boson de jauge. Dans les catégories contenant 3 leptons, les taux d'événements sont extraits en utilisant l'information d'un BDT ou la distribution du ΔR minimum entre les leptons de charge opposée.

Aucune modification majeure n'a été introduite dans l'analyse $H \rightarrow \tau\tau$ [46], à l'exception de l'ajout des données prises à 7 TeV.

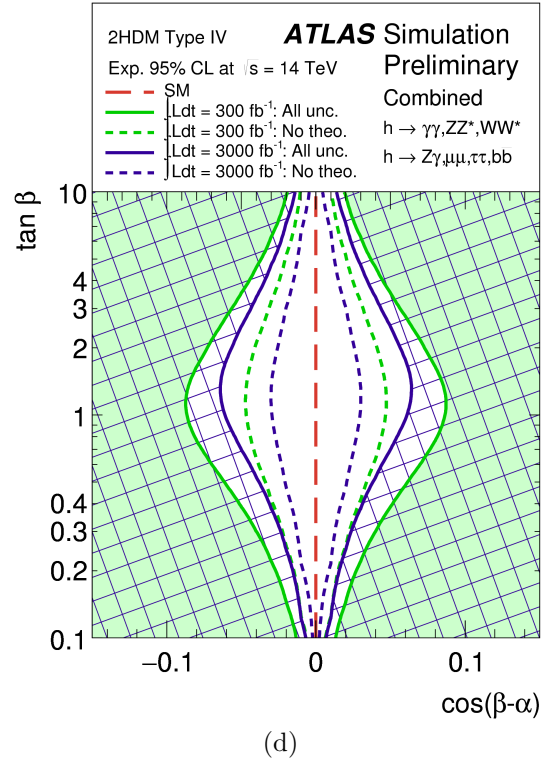
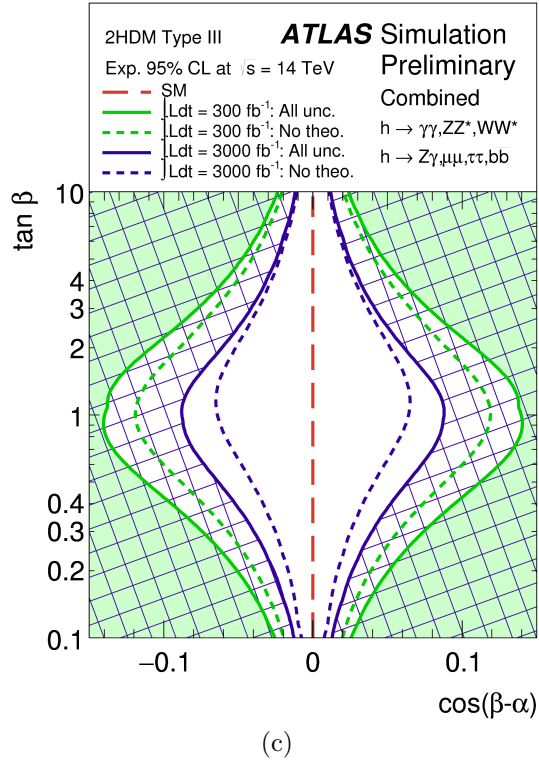
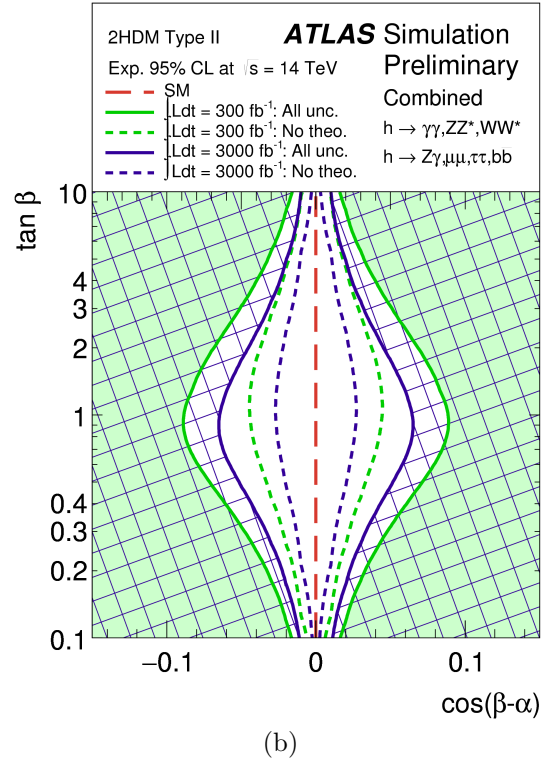
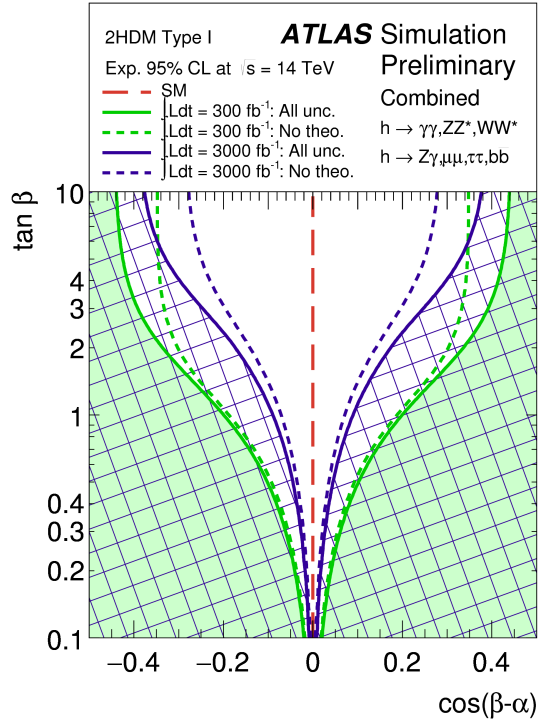


FIGURE 95 – Contour d'exclusion $(\cos(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour les modèles à deux doublets de Higgs de (a) type 1, (b) type 2, (c) type 3 et (d) type 4.

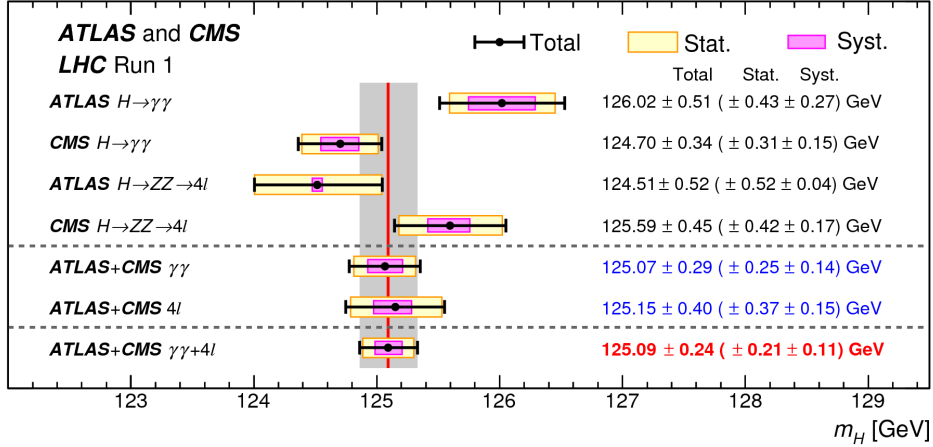


FIGURE 96 – Valeurs mesurées de la masse du boson de Higgs par les analyses des différentes expériences.

La modification majeure pour l'analyse $H \rightarrow b\bar{b}$ [55] a été l'introduction d'une analyse multivariée basée sur un BDT pour les données prises à 8 TeV.

En plus de la modification des analyses déjà incluses dans la combinaison, de nouvelles analyses ont été ajoutées.

Le canal $H \rightarrow Z\gamma$

La première analyse ajoutée est la recherche de la désintégration du boson de Higgs en un boson Z et un photon [40]. L'analyse sélectionne deux leptons isolés de même saveur et de charge opposée ainsi qu'un photon. La masse invariante du système de leptons doit satisfaire la condition $m_{ll} > m_Z - 10$ GeV et la masse du système de deux leptons et du photon doit être compatible avec la masse du boson de Higgs. Les catégories sont définies en fonction de la séparation en pseudo-rapidité du photon et du boson Z et le p_{Tt} la composante du p_T orthogonale au thrust axis du système $Z\gamma$. La variable discriminante de l'analyse est la masse invariante du système $Z\gamma$.

Le canal $H \rightarrow \mu\mu$

La seconde analyse ajoutée est la recherche du boson de Higgs se désintégrant en une paire de muons [42]. Une catégorie requière que les événements contiennent deux jets, elle est sensible à la production par VBF. Les autres catégories sont divisées en fonction de la pseudo-rapidité du muon et de l'impulsion transverse du système de muons. La masse invariante du système de muons est utilisée comme variable discriminante.

Production associée à une paire de quarks top

Le dernier ensemble d'analyses ajouté à la combinaison est la recherche d'un boson de Higgs produit en association avec une paire de quarks top [56, 54, 52]. Ces analyses sont très importantes du point de vue de la combinaison car elles permettent de contraindre le couplage de Yukawa au quark top directement. Il y a trois canaux principaux en fonction de la désintégration du boson de Higgs. La première analyse recherche la désintégration en une paire de quarks

b. Des catégories sont définies en fonction du nombre de leptons (1 ou 2) afin d'être sensibles aux désintégrations de la paire de quarks top, du nombre de jets total et du nombre de jets de b. L'analyse repose sur un réseau de neurones permettant d'améliorer la discrimination entre signal et bruit de fond. Il existe une analyse ne contenant aucun lepton mais cette analyse n'est pas incluse dans la combinaison.

La seconde analyse se concentre principalement sur les désintégrations en bosons W et en taus bien que la désintégration en bosons Z soit également considérée. Elle cherche des événements contenant plusieurs leptons, des catégories sont définies en fonction du nombre de leptons que contient l'événement. Le signal potentiel est déterminé à partir du nombre d'événements dans les données et du bruit de fond attendu.

La dernière analyse est dédiée à la désintégration en une paire de photons et est incluse dans l'analyse de recherche $H \rightarrow \gamma\gamma$.

Contraintes sur la largeur du boson de Higgs

Les deux dernières analyses incluses dans la combinaison s'intéressent à la région où le boson de Higgs est hors de sa couche de masse [45]. Deux désintégrations sont utilisées dans ce contexte : $H^* \rightarrow ZZ$ et $H^* \rightarrow WW$. La région où le boson de Higgs est hors de sa couche de masse est définie pour une masse supérieure à $2m_Z$ et $2m_W$, respectivement. En supposant que les couplages du boson de Higgs sont indépendants de l'échelle d'énergie ($\kappa_i^{\text{Onshell}} = \kappa_i^{\text{Offshell}}$), la combinaison de l'analyse hors-couche de masse avec l'analyse standard peut être utilisée pour contraindre la largeur total du boson de Higgs. En effet, il est possible d'écrire les relations suivantes :

$$\mu^{\text{Onshell}} = \frac{\kappa_g^2 \kappa_Z^2}{\kappa_H^2} \quad (239)$$

$$\mu^{\text{Offshell}} = \kappa_g^2 \kappa_Z^2 \quad (240)$$

la relation permettant de mesure κ_H est ainsi obtenue :

$$\kappa_H^2 = \frac{\mu^{\text{Offshell}}}{\mu^{\text{Onshell}}} \quad (241)$$

Trois sous-analyses sont définies. La première analyse recherche l'état final où la paire de bosons Z se désintègre en quatre leptons. La région hors couche de masse est définies par $220 < m_{4l} < 1000$ GeV. La discrimination du signal repose sur une méthode utilisant les éléments de matrices afin d'améliorer la sensibilité au signal $gg \rightarrow H^* \rightarrow ZZ$. La seconde analyse se focalise sur le canal $ZZ \rightarrow 2l2\nu$. Pour cette analyse la masse transverse de la paire de bosons Z est utilisée comme variable discriminante sur l'intervalle $380 < m_T^{ZZ} < 1000$ GeV. La dernière analyse utilise le canal $WW \rightarrow e\nu\mu\nu$. Une variable discriminante notée R_8 est définie à partir de la combinaison pondérée de la masse invariante du système de leptons et de la masse transverse du système total. Les événements sont sélectionnés si $R_8 > 450$ GeV. Le nombre d'événements dans les données est comparé au nombre d'événements de bruit de fond attendu pour évaluer le signal potentiel.

6.4.2 Contraintes sur les modes de production et de désintégration

La figure 97a montre les facteurs de force du signal pour les désintégrations en supposant que les sections efficaces de production ont la valeur prédite par le modèle standard. Aucun

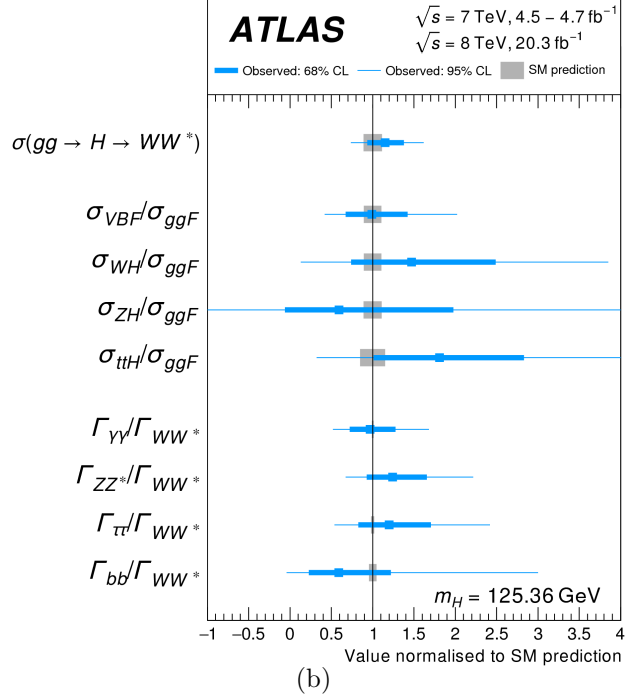
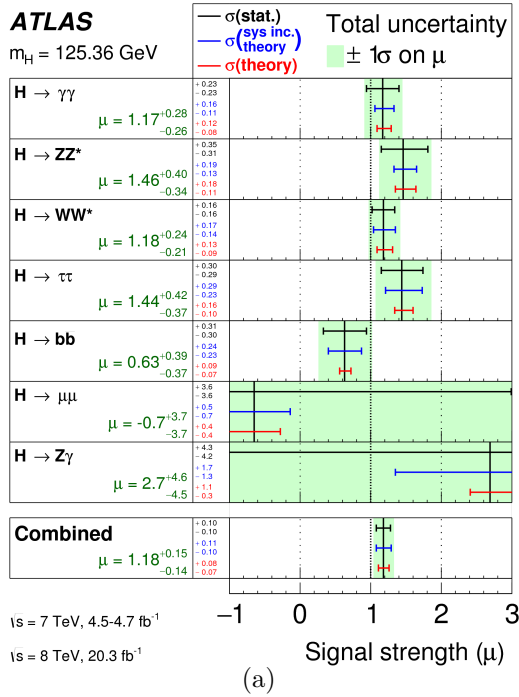


FIGURE 97 – (a) Facteurs de force du signal pour les différents mode de désintégration et (b) Facteurs de force du signal normalisés par le processus $gg \rightarrow H \rightarrow WW^*$.

excès significatif n'est observé dans les canaux à faible statistique $H \rightarrow \mu\mu$ et $H \rightarrow Z\gamma$. La valeur du facteur de force du signal global est :

$$\mu = 1.18^{+0.15}_{-0.14} = 1.18 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{expt.})^{+0.08}_{-0.07}(\text{theo.}). \quad (242)$$

elle est compatible avec les prévisions du modèle standard. Comme dans la combinaison réalisée pour Moriond, les rapports des facteurs de force du signal peuvent être déterminés par ajustement, ils sont déterminés par rapport à la fusion de gluons. En plus du rapport des facteurs de force du signal des modes de production, des rapports similaires sont définis pour les modes de désintégration. Le résultat de l'ajustement est montré sur la figure 97b, il permet de mettre en évidence une production par la fusion de gluons avec une signification statistique supérieure à 5σ et une production par VBF avec une signification statistique de 4.3σ .

6.4.3 Contraintes sur les couplages

Des ajustements génériques ont été réalisés avec cette nouvelle combinaison. La figure 98 montre le résultat des différents ajustements. Le modèle le plus général réalisé en ajustant les coefficients de déviation des couplages directement comporte les paramètres suivants :

$$(\kappa_W, \kappa_Z, \kappa_t, \kappa_b, \kappa_\tau, \kappa_\mu, \kappa_\gamma, \kappa_g, \kappa_{Z\gamma}, \text{BR}_{i,u}). \quad (243)$$

Trois hypothèses sont utilisées pour obtenir un maximum de la fonction de vraisemblance non dégénéré. La première hypothèse, similaire à celle qui a été réalisée pour la combinaison pour les conférences d'hivers 2014, est de supposer $\text{BR}_{i,u} = 0$. La seconde hypothèse consiste à utiliser l'analyse hors couche de masse, en supposant que le couplage hors couche de masse est

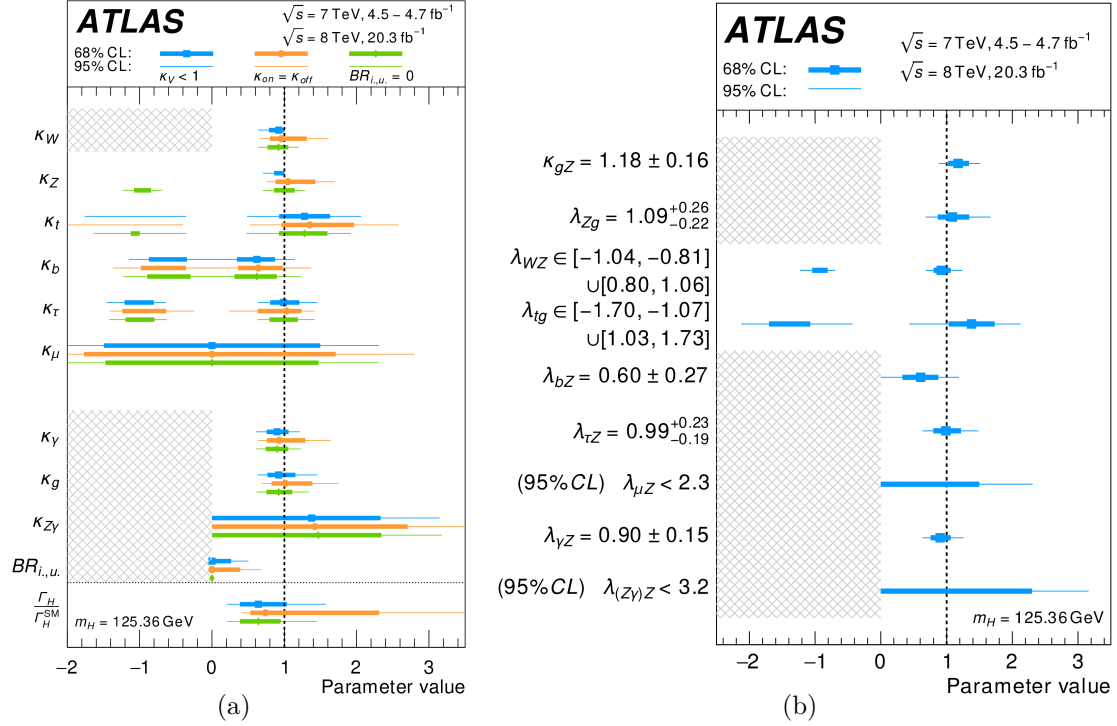


FIGURE 98 – (a) Coefficients de déviation des couplages pour différentes hypothèses (b) Coefficients de déviation des couplages normalisés au couplage entre le boson de Higgs et le boson Z.

le même que le couplage sur la couche de masse. Cette mesure permet de contraindre κ_H (ou de manière équivalente $BR_{i,u}$ comme la section 6.4.1 le détaille. La dernière hypothèse motivée par le fait que la section efficace de diffusion de boson W ne doit pas diverger impose que le couplage entre le boson de Higgs et les bosons de jauge W et Z doit être inférieur à 1. Dans les trois hypothèses, une contrainte sur κ_h peut être déduite en remplaçant l'un des paramètres ajustés par κ_h en appliquant la formule 209.

6.4.4 Interprétations de la mesure des couplages

Une interprétation des couplages a également été réalisée avec cette combinaison. Les résultats sont résumés dans la table 16.

| Modèle | Données | Asimov |
|-----------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| (ϵ, M) | $\epsilon = 0.018 \pm 0.039$ | $\epsilon = 0.000 \pm 0.042$ |
| | $M = 224^{+14}_{-12} \text{ GeV}$ | $M = 246^{+19}_{-16} \text{ GeV}$ |
| MCHM4 | $f > 710 \text{ GeV}$ | $f > 510 \text{ GeV}$ |
| MCHM5 | $f > 780 \text{ GeV}$ | $f > 600 \text{ GeV}$ |

TABLE 16 – Résultats des ajustements pour le modèle vérifiant la dépendance des couplages en fonction de la masse et les modèles composites. La limite est donné à 95% CL.

La figure 99 montre la limite dans le plan $(m_A, \tan \beta)$ dans le cadre du hMSSM pour la combinaison des couplages et pour des analyses de recherche directe. La combinaison des couplages

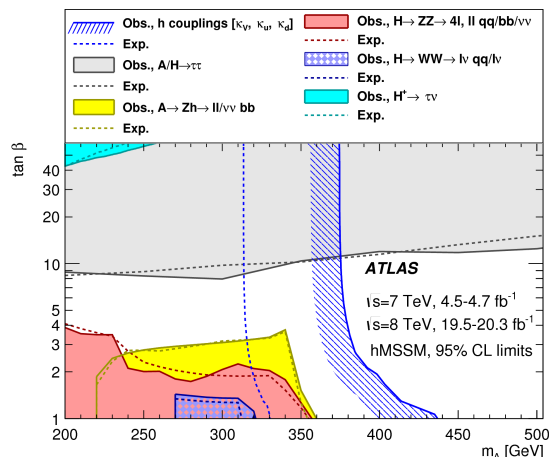


FIGURE 99 – Contours d’exclusion à 95% CL dans le plan $(m_A, \tan \beta)$.

donne à la fois des résultats complémentaires aux analyses de recherche directe, en particulier l’analyse $H \rightarrow \tau\tau$ mais également redondante par exemple avec l’analyse $A \rightarrow Zh \rightarrow ll/\nu\nu bb$. Les contours d’exclusion des différents modèles à deux doublets de Higgs sont présentés en figure 100. Les différences principales avec les résultats de Moriond sont l’amélioration des contraintes sur les différents modèles et la disparition des pétales à bas $\tan \beta$ due à l’amélioration de la sensibilité des différentes analyses. Aucune déviation significative n’est observée.

6.5 Recherche de désintégration invisible

Dans le cadre du modèle standard, le mode de désintégration du boson de Higgs en particules n’interagissant pas avec le détecteur est $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow \nu\nu\nu\nu$. Le rapport d’embranchement de ce mode de désintégration est très faible de l’ordre de 0.1 %. Dans certaines extensions du modèle standard, le boson de Higgs pourrait se désintégrer en particules de matière noire qui n’interagiraient pas avec le détecteur motivant ainsi les recherches sur ce mode de désintégration. La signature expérimentale de cette désintégration est de l’énergie transverse manquante, elle n’est toutefois pas suffisante pour réduire le bruit de fond. L’utilisation de modes de production possédant une signature particulière permet d’améliorer la sensibilité des analyses. Les analyses réalisées utilisent la production par VBF ou associée à un boson Z, elles vont maintenant être présentées.

6.5.1 Analyses combinées

Les deux premières analyses cherchent à mettre en évidence la désintégration invisible du boson de Higgs produit par VBF.

La première analyse sélectionne les événements possédant 2 jets avec une masse invariante supérieure à 1 TeV et une grande séparation en pseudo-rapidité ($\Delta\eta_{jj} > 4.8$) et une énergie transverse manquante supérieure à 150 GeV [61]. L’analyse évalue la présence éventuelle d’un signal en comparant le nombre d’événements observé dans les données avec le nombre d’événements de bruit de fond attendu.

La seconde analyse exploitant la production par VBF [61] repose sur la définition de deux catégories définies en fonction de la masse invariante de la paire de jets sélectionnés. Les

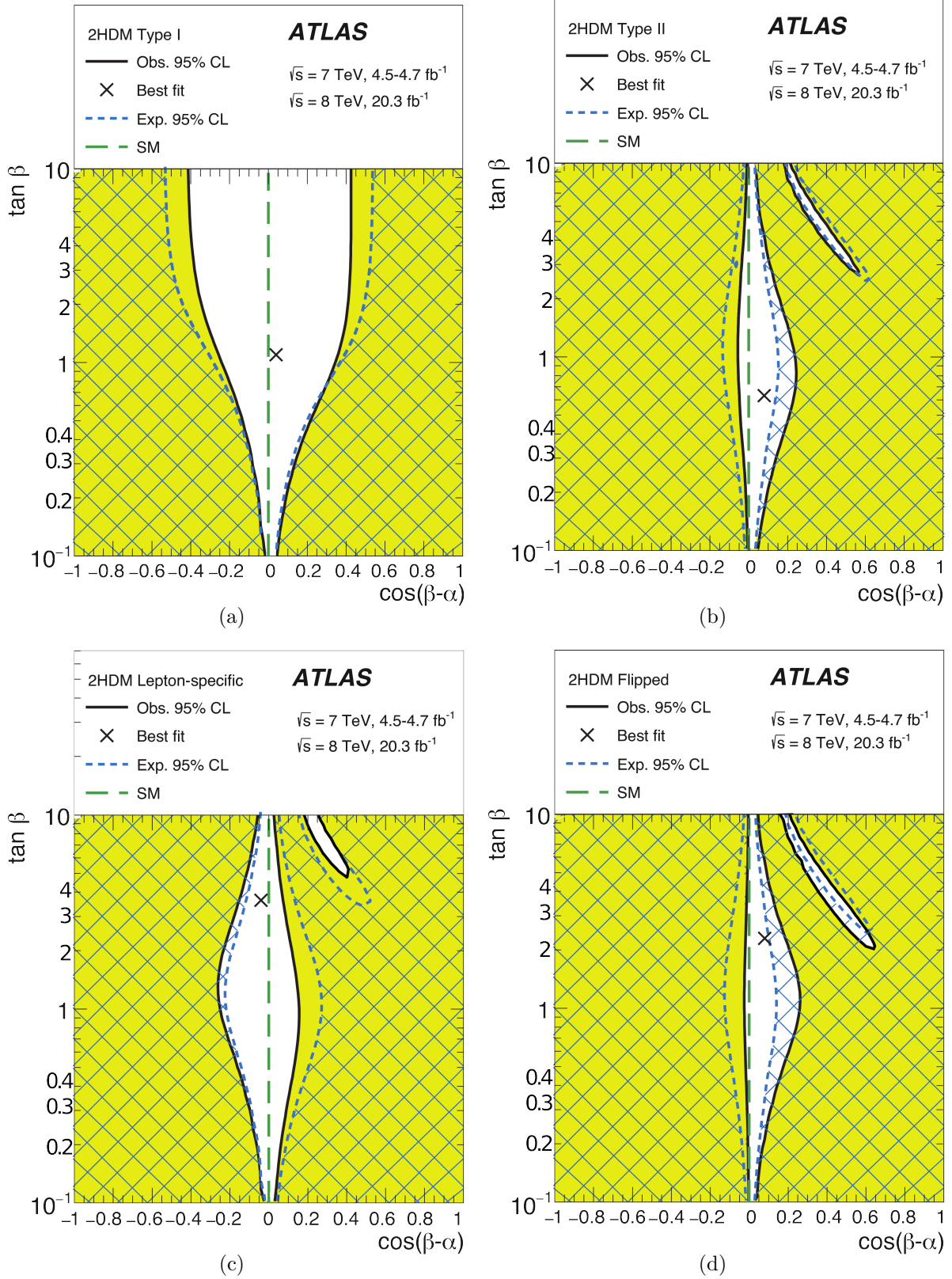


FIGURE 100 – Contours d'exclusion $(\cos(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour les modèles à deux doublets de Higgs de (a) type 1, (b) type 2, (c) type 3 et (d) type 4.

événements doivent posséder une énergie transverse manquante supérieure à 200 GeV. Pour une masse invariante comprise entre 500 GeV et 1 TeV, les deux jets sélectionnés doivent avoir une séparation en pseudo-rapacité supérieure à trois unités alors que pour une masse invariante comprise entre 1 TeV et 5 TeV, la séparation angulaire entre ces jets doit être comprise entre 3 et 4.8. Ces deux analyses ont été combinées pour obtenir une limite sur la désintégration invisible du boson de Higgs à partir de la production par VBF.

La troisième analyse sélectionne les bosons de Higgs produits en association avec un boson Z se désintégrant en deux leptons [41]. Les événements doivent posséder exactement deux leptons de charge opposée compatible avec la désintégration d'un boson Z. L'énergie transverse manquante doit être opposée à la paire de leptons et posséder une valeur proche de l'impulsion transverse de la paire de leptons. L'événement ne doit contenir aucun jet.

La dernière analyse utilise les événements où le boson de Higgs est produit en association avec un boson W ou Z se désintégrant en hadrons [53]. L'analyse sélectionne les événements comportant 2 ou 3 jets, aucun lepton et de l'énergie transverse manquante. Cette analyse est une ré-interprétation du canal 0 lepton de l'analyse $H \rightarrow b\bar{b}$. Le signal est déterminé par un ajustement sur la variable de sortie d'un BDT.

Les paramètres de nuisance corrélés entre les 4 canaux sont les suivants :

- L'incertitude sur la luminosité qui affecte les taux prédits d'événements de signal et de bruit de fond.
- L'incertitude sur la calibration absolue en énergie des jets, ainsi que la résolution en énergie sur les jets.
- L'incertitude sur la modélisation de la gerbe de partons.
- L'incertitude sur les échelles de renormalisation et de factorisation et sur la distribution des partons au sein du proton. Cette incertitude affecte les taux attendus du nombre d'événements de signal.

L'incertitude sur l'énergie transverse manquante a un impact significatif sur le canal $W/Zh \rightarrow jj + E_T^{\text{manquante}}$, elle n'est donc pas corrélée à travers les différentes analyses.

6.5.2 Résultats

La combinaison de ces analyses permet de mettre une limite sur le rapport d'embranchement de désintégration invisible du boson de Higgs. Dans cet ajustement, la paramétrisation du nombre d'événements du signal attendu est la suivante :

$$n_{\text{att},i} = \text{BR}_{i,u} \sum_{j \in \text{productions}} \sigma_{SM,j} \varepsilon_{ijk} \mathcal{A}_{ijk} \mathcal{L} + b. \quad (244)$$

Dans cette approche, les sections efficaces de production sont supposées égales à celles du modèle standard. La table 17 montre la limite à 95% CL provenant des différentes analyses et leur combinaison. Les valeurs attendues avec leur erreur à ± 1 et 2σ sur $\text{BR}_{i,u}$ sont également données. L'analyse la plus sensible est l'analyse exploitant la production par VBF.

| Canaux | Limite supérieure à 95% CL sur $BR_{i,u}$ | | | | | |
|----------------------|---|------------|-----------|----------|----------|-----------|
| | Données | -2σ | $-\sigma$ | Attendue | σ | 2σ |
| VBF h | 0.28 | 0.17 | 0.23 | 0.31 | 0.44 | 0.60 |
| $Z(\rightarrow ll)h$ | 0.75 | 0.33 | 0.45 | 0.62 | 0.86 | 1.19 |
| $V(\rightarrow jj)h$ | 0.78 | 0.46 | 0.62 | 0.86 | 1.19 | 1.60 |
| Combinaison | 0.25 | 0.14 | 0.19 | 0.27 | 0.37 | 0.50 |

TABLE 17 – Limite observée et attendue à 95% CL pour chaque analyse et leur combinaison.

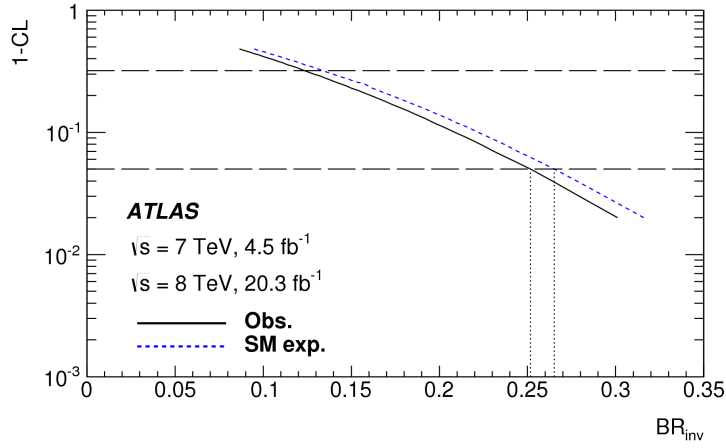
La figure 101a montre la limite sur le rapport d'embranchement de désintégration invisible du boson de Higgs en fonction du CL. Ces résultats supposent les taux de production prévus par le modèle standard, un moyen de s'affranchir de ces hypothèses est de combiner les analyses de recherche de désintégration invisible avec les analyses standard. Dans cette combinaison, l'analyse $V(\rightarrow jj)h$ n'est pas utilisée à cause d'un recouvrement dans les événements utilisés avec l'analyse $h \rightarrow b\bar{b}$. Cette combinaison suppose que le rapport d'embranchement non détecté du boson de Higgs est nul. La figure 101b montre le profil de la fonction de vraisemblance en fonction de BR_i dans le cas de l'ajustement comportant les paramètres $(\kappa_W, \kappa_Z, \kappa_t, \kappa_b, \kappa_\tau, \kappa_\mu, \kappa_\gamma, \kappa_g, \kappa_{Z\gamma}, BR_i)$. Les analyses de recherche de désintégration invisible contribuent le plus à la limite sur BR_i . La limite à 95% CL est de 0.23 alors que la limite attendue est 0.24. La figure 101c montre la limite sur la section efficace de diffusion de matière noire, en utilisant la procédure décrite dans la section 6.3.4.

6.6 Conclusion

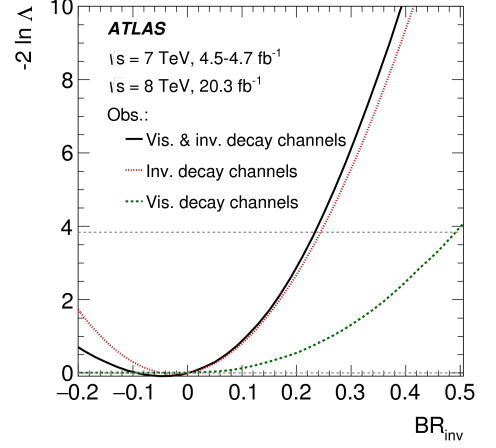
Les différentes analyses de recherche du boson de Higgs ont été combinées afin de permettre une étude précise de ces propriétés. Les taux de production et de désintégration du boson de Higgs sont en accord avec les prédictions du modèle standard comme le montre la valeur du facteur de force du signal global :

$$\mu = 1.18_{-0.14}^{+0.15} = 1.18 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{expt.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{theo.}). \quad (245)$$

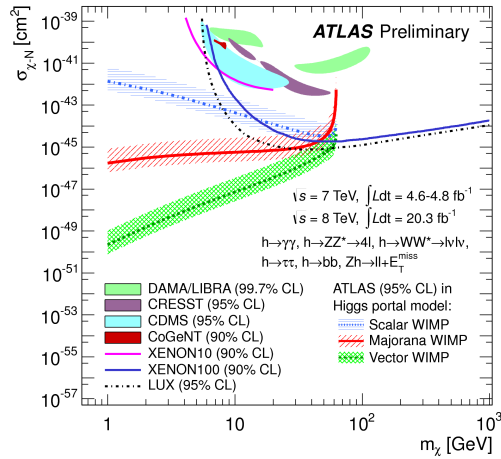
Les conclusions sont les mêmes lors de la détermination de ces couplages avec les particules du modèle standard, dans l'ensemble des modèles testés se basant sur différentes hypothèses aucune déviation significative des prévisions du modèle standard est observée. Ces observations ont ensuite été utilisées pour contraindre les différentes extensions du modèle standard en particulier les modèles à deux doublets de Higgs, les modèles composites et les modèles de type MSSM. Par exemple dans le cadre du hMSSM, les masses d'un boson A pseudoscalaire inférieures à 370 GeV sont exclues pour $\tan\beta > 1$. Une limite sur la désintégration invisible du boson de Higgs a également été établie : $BR_i < 0.23$ à 95% CL et interprétée dans le contexte de la recherche de matière noire. Le Run 2 du LHC va permettre d'enregistrer plus de données et ainsi de réduire l'erreur statistique, il sera donc très important de réduire les erreurs systématiques (expérimentale et théorique) car à l'heure actuelle, ces trois types d'erreurs contribuent équitablement à l'incertitude totale. De plus, la mesure de certains couplages est dominée par l'erreur statique, par exemple la mesure des couplages du boson de Higgs au muon ou au quark top. Le Run 2 va permettre d'améliorer la précision sur la mesure de ces couplages. Sur le plus long terme, la production d'une paire de boson de Higgs permettra de mesurer le couplage trilinéaire du boson de Higgs.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 101 – (a) $BR_{i,u}$ en fonction du CL pour la combinaison des analyses de recherche de désintégration invisible. (b) Profils de la fonction de vraisemblance en fonction de BR_i pour les analyses standards, les analyses de recherche invisibles et leur combinaison. (c) Comparaison des limites sur la section efficace de diffusion de matière noire sur un noyau entre ATLAS et les expériences de recherche directe de matière noire [80, 82, 87, 68, 62, 73, 69, 81].

7 Recherche d'un boson de Higgs pseudo-scalaire

7.1 Introduction

La première méthode, décrite précédemment, pour mettre en évidence de la nouvelle physique est de mesurer des déviations dans les prévisions du modèle standard et de les interpréter dans le contexte d'une extension du modèle standard. La seconde manière de procéder est une recherche directe de nouvelles particules. Par exemple, dans le cadre des modèles à deux doublets de Higgs, on peut rechercher un des quatre bosons de Higgs additionnels. L'analyse détaillée dans cette partie recherche le boson de Higgs pseudo-scalaire A . Elle est optimisée pour une production du boson A par la fusion de gluons, toutefois l'analyse possède également une sensibilité à la production associée à une paire de quarks b . L'analyse recherche la désintégration du boson A en un boson de Higgs assimilé au boson de Higgs CP-pair le plus léger dans les modèles à deux doublets de Higgs et un boson Z , le boson de Higgs se désintégrant en une paire de quarks b . Deux canaux sont étudiés en fonction de la désintégration du boson Z . Le premier canal se focalise sur la désintégration du boson Z en neutrinos, en plus de deux quarks b il recherche la présence d'énergie transverse manquante. Ce canal présente l'avantage de posséder un rapport d'embranchement important par opposition au second canal qui se focalise sur la désintégration du boson Z en deux leptons chargés, électrons ou muons, les désintégrations en leptons tau ne sont pas considérées. Ce canal a une excellente résolution sur la masse du boson A car l'état final est complètement reconstruit.

Une analyse similaire a déjà été réalisée avec les données du run 1 [51], aucun excès significatif n'a été mis en évidence comme le montre la figure 102a. L'analyse présentée dans cette partie utilise les données prises lors du run 2 à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse se traduit par une augmentation de la section efficace de production du boson A comme le montre la figure 102b pour un modèle à deux doublets de Higgs de type 1 caractérisé par $(\cos(\beta - \alpha) = 0.35, \tan \beta = 1)$.

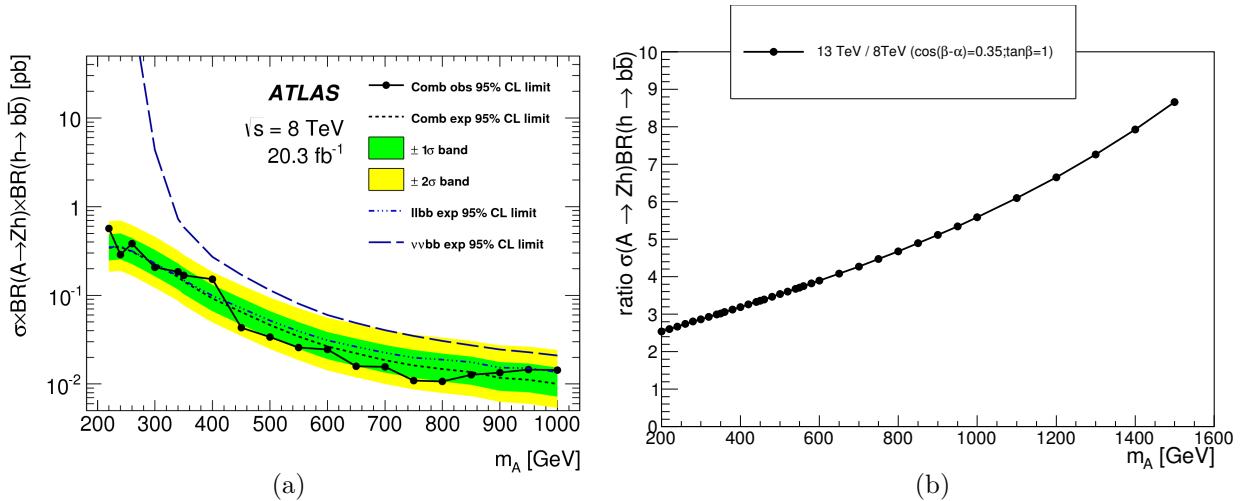


FIGURE 102 – (a) Limites sur $\sigma(gg \rightarrow A) \times \text{BR}(A \rightarrow Zh) \times \text{BR}(h \rightarrow b\bar{b})$ pour l'ensemble des données prises à 7 TeV et 8 TeV. (b) le rapport de la section efficace de production par fusion de gluons à 13 TeV sur celle à 8 TeV pour un modèle à deux doublets de Higgs de type 1 caractérisé par $(\cos(\beta - \alpha) = 0.35, \tan \beta = 1)$ en fonction de la masse m_A du boson A .

Le point choisi correspond à une section efficace comparable à la limite à 95 % CL pour un boson A possédant une masse entre 600 et 900 GeV obtenue dans [26]. L'augmentation d'énergie permet d'augmenter la section efficace de production de plus d'un facteur deux pour les faibles masses de boson A (m_A) et devient plus importante avec l'augmentation de m_A du fait de l'augmentation de la section efficace des gluons pour de grand Q^2 . De plus, par rapport au run 1, l'intervalle de masse dans lequel le boson est recherché a été étendu de 1 TeV à 2 TeV pour arriver à une recherche réalisée dans l'intervalle 300 – 2000 GeV.

Dans la seconde section, les différents échantillons Monte Carlo et les données utilisées pour réaliser l'analyse sont présentés. La troisième section présente les différents objets utilisés : les électrons, les muons, les taus, les petits et gros jets, l'énergie transverse manquante ainsi que la procédure pour supprimer le recouvrement entre les différents objets. La quatrième section décrit les deux régimes considérés dans l'analyse : le régime résolu et le régime fusionné et les coupures appliquées dans chacun de ces régimes sont présentées respectivement dans les cinquième et sixième partie. La dernière section décrit le traitement statistique et le résultat de l'analyse.

7.2 Données et échantillons Monte Carlo

Les données utilisées dans l'analyse sont les données enregistrées par ATLAS lors des collisions proton-proton réalisées durant l'année 2015 au début du run 2. La luminosité intégrée correspondant à ce lot de données est $3.2 \pm 0.2 \text{fb}^{-1}$. De plus, seules les données où l'ensemble du détecteur fonctionne correctement sont utilisées.

La conception de l'analyse repose sur l'utilisation d'échantillons Monte Carlo (MC) utilisés pour optimiser les coupures appliquées, évaluer les bruits de fond et les erreurs systématiques associées à leur modélisation.

Les échantillons de signaux utilisés pour le signal $A \rightarrow Zh$ sont générés avec MadGraph5 [78, 117], la gerbe de partons étant générée par PYTHIA 8 [141]. Le boson A est généré par la fusion de gluons en utilisant les fonctions décrivant la distribution des partons au sein du proton (PDFs pour parton distribution functions) NNPDF2.3LO [84]. Différentes masses de boson A sont générées entre 220 GeV et 2 TeV en négligeant sa largeur. Cette hypothèse peut se révéler problématique dans le contexte d'une interprétation dans les modèles à deux doublets de Higgs. En effet pour certains points du modèle, la largeur peut devenir grande et ne plus être négligeable par rapport à la résolution expérimentale, en particulier dans le canal 2 leptons. La prise en compte de cet effet sera détaillée dans la section 7.8.3. Entre 220 GeV et 500 GeV, les points de masse sont séparés de 20 GeV, entre 500 GeV et 1 TeV, la séparation est de 50 GeV et entre 1 TeV et 2 TeV, la séparation est de 100 GeV. Pour tous les points de masse, la masse du boson de Higgs CP-pair le plus léger est fixée à 125 GeV et son rapport d'embranchement en $b\bar{b}$ à $57.7\% \pm 2\%$ [79].

La production d'un boson W ou Z en association avec des jets est simulée par Sherpa 2.1.1 [120] utilisant les PDFs CT10 [130]. Les échantillons sont divisés en fonction de l'impulsion transverse du boson W ou Z afin d'obtenir suffisamment de statistique Monte Carlo pour de grandes impulsions. De plus, différents filtres sont appliqués pour générer les échantillons. Cette procédure permet d'obtenir assez d'événements dans l'espace des phases enrichi en saveurs lourdes, les filtres sont décrits dans la table 18. Les filtres C veto B sont différents pour les échantillons Z et W car la section efficace W + jets de c au niveau générateur est plus grande. Les sections efficaces sont calculées avec une précision NNLO en tenant compte des interférences

Z/γ^* [135], elles sont utilisées pour renormaliser les échantillons générés. Dans le cas où le boson Z se désintègre en une paire de leptons, l'échantillon est généré avec $m_u > 40$ GeV.

| Filtre | Description |
|---------------------|---|
| Filtre B | au moins 1 hadron constitué d'un quark b avec $p_T > 0$ GeV et $ \eta < 4$ |
| Filtre C veto B (Z) | au moins 1 hadron constitué d'un quark c avec $p_T > 4$ GeV et $ \eta < 3$, les événements passant le filtre B sont rejetés |
| Filtre C veto B (W) | au moins 1 hadron constitué d'un quark c avec $p_T > 4$ GeV et $ \eta < 4$ associé par $\Delta R < 0.5$ à un jet <i>AntiKt4TruthJets</i> avec $p_T > 15$ GeV et $ \eta < 3$, les événements passant le filtre B sont rejetés |
| veto C veto B | les événements ne passant pas filtre B et filtre C veto B |

TABLE 18 – Filtres sur les saveurs lourdes utilisés pour générer les échantillons $V + \text{jets}$ avec une description du filtre. Les jets *AntiKt4TruthJets* sont reconstruits à partir de toutes les particules stables au niveau générateur à l'exception des muons et des neutrinos en utilisant l'algorithme anti-kt de rayon 0.4

Les processus de production du quark top sont simulés à partir de PowHeg [136, 116] et plus particulièrement de l'outil PowHeg-BOX [76] reposant sur les PDFs CT10. De plus, les gerbes de partons sont générées par PYTHIA 6 en utilisant les PDFs CTEQ6L1. La section efficace de la production d'une paire de quarks top est calculée à une précision NNLO+NNLL [103]. Seules les cas où la paire de quarks top ne se désintègre pas de manière complètement hadronique sont considérés. Les sections efficaces des processus produisant un seul quark top sont calculées à une précision NLO avec Hathor v2.1 [75, 125] pour une masse du quark top de 172.5 GeV. Les trois modes de productions (canal-s, canal-t et en association avec un boson W) sont produits indépendamment.

Les productions d'une paire de bosons de jauge massifs (WW, WZ, ZZ) sont simulées en utilisant Sherpa 2.1 et les PDFs CT10. Les sections efficaces sont obtenues avec une précision NLO [93].

La production non résonnante du boson de Higgs en association avec un boson W/Z est simulée en utilisant Pythia 8 en appliquant le réglage de la gerbe de parton A14 avec les PDFs NNPDF2.3LO. Le processus induit par fusion de gluons est simulé par PowHeg, la gerbe de partons étant produite par Pythia 8 utilisant les PDFs CT10 et le réglage AZNLO. Pour la production en association avec un boson W , l'échantillon est normalisé avec la section efficace calculée à une précision NNLO pour l'interaction forte et NLO pour l'interaction électrofaible [79]. La section efficace inclusive de la production associée à un boson Z est calculée à une précision NNLO pour l'interaction forte et NLO pour l'interaction électrofaible. La section efficace pour $gg \rightarrow Zh$ est calculée à la précision NLO. Afin d'éviter un double comptage lors de la fusion des échantillons $qq \rightarrow Zh$ et $gg \rightarrow Zh$, la section efficace du processus $qq \rightarrow Zh$ est évaluée comme la différence entre la section efficace inclusive et la section efficace du processus $gg \rightarrow Zh$.

Des simulations d'évènements multijet ont également été réalisés en utilisant Pythia 8 en appliquant le réglage de la gerbe de parton A14 avec les PDFs NNPDF2.3LO. Afin d'obtenir une statistique plus grande dans les régions d'intérêt, l'échantillon a été divisé en 13 intervalles entre 20 GeV et l'infini selon l'impulsion transverse du vrai jet de plus grande impulsion transverse.

Les vrais jets sont reconstruits à partir de toutes les particules stables au niveau générateur à l'exception des muons et des neutrinos en utilisant l'algorithme anti-kt de rayon 0.6.

La table 19 résume les différents échantillons utilisés pour évaluer la normalisation et la forme des bruits de fond considérés dans l'analyse. Dans cette analyse, le bruit de fond comportant plusieurs jets (multijet) est négligeable. Cette hypothèse sera discutée en détail dans les sections 7.5 et 7.6.

| Processus | Générateur | σ | $N_{\text{événements}}$ |
|---|-------------------|------------------------------|-------------------------|
| Boson de jauge + jets | | | |
| $W \rightarrow l\nu$ | Sherpa 2.1 | 20,080 pb | 68M |
| $Z\gamma^* \rightarrow ll$ | Sherpa 2.1 | 2067 pb ($m_{ll} > 40$ GeV) | 11M |
| $Z\gamma^* \rightarrow \nu\nu$ | Sherpa 2.1 | 1914 pb | 42M |
| Top-quark | | | |
| tt | PowHeg + PYTHIA 6 | 831.76 pb | 19M |
| s – channel | PowHeg + PYTHIA 6 | 3.314 pb | 2M |
| t – channel | PowHeg + PYTHIA 6 | 69.51 pb | 1M |
| Wt – channel | PowHeg + PYTHIA 6 | 68.00 pb | 1M |
| Diboson | | | |
| WW | Sherpa 2.1 | 51.97 pb | 3M |
| WZ | Sherpa 2.1 | 23.72 pb | 1.5M |
| ZZ | Sherpa 2.1 | 7.00 pb | 250k |
| SM VH Higgs | | | |
| $qq \rightarrow Wh \rightarrow l\nu b\bar{b}$ | PYTHIA 8 | 0.258 pb | 497k |
| $qq \rightarrow Zh \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ | PYTHIA 8 | 0.143 pb | 500k |
| $gg \rightarrow Zh \rightarrow \nu\nu b\bar{b}$ | PowHeg + PYTHIA 8 | 0.32 pb | 298.84k |
| $qq \rightarrow Zh \rightarrow ll b\bar{b}$ | PYTHIA 8 | 0.045 pb | 498k |
| $gg \rightarrow Zh \rightarrow ll b\bar{b}$ | PowHeg + PYTHIA 8 | 0.32 pb | 299.6k |

TABLE 19 – Echantillons Monte Carlo utilisés pour évaluer les bruits de fond et sections efficaces utilisées pour normaliser les processus à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Dans la table, l inclut électron, muon et tau.

Tous les échantillons simulés incluent les effets de l'empilement en superposant aux événements des processus durs des événements de biais minimum. Les événements sont alors traités par la simulation du détecteur ATLAS basée sur GEANT4 [34, 70] qui simule l'interaction des particules avec le détecteur. Puis les événements sont reconstruits en utilisant les algorithmes de reconstruction standard d'ATLAS.

7.3 Sélection des objets

Les critères de sélection des différents objets utilisés dans l'analyse sont présentés dans cette partie.

| Sélection | p_T | η | ID | d_0^{sig} | $ \Delta z_0^{BL} \sin \theta $ | Isolation |
|-----------|-----------|-----------------|----------------------|-------------|---------------------------------|----------------|
| VH-Loose | >7 GeV | $ \eta < 2.47$ | LH Loose | < 5 | < 0.5 mm | LooseTrackOnly |
| ZH-Signal | >25 GeV | | Identique à VH-Loose | | | |

TABLE 20 – Critères de sélection des électrons. d_0^{sig} est la signification statistique du paramètre d’impact transverse ; z_0 est le paramètre d’impact longitudinal et θ est l’angle entre l’impulsion de la trace associée à l’électron et l’axe du faisceau. LH Loose est le point de fonctionnement d’une identification des électrons basée sur une fonction de vraisemblance.

7.3.1 Electrons

Les électrons sont définis à partir des amas d’énergie provenant du calorimètre électromagnétique construits grâce à un algorithme de fenêtre glissante. De plus, les traces sont associées aux amas afin de corriger les pertes par bremsstrahlung et l’absence de vertex est requise. Un vertex indique la conversion d’un photon en paire e^+e^- . Les amas provenant d’électrons sont identifiés à l’aide d’une fonction de vraisemblance qui tient compte de la position et des profils longitudinaux et transverses de l’amas, des traces pouvant être associées à l’amas ainsi que la qualité de ces traces.

Les critères de sélection des électrons ne sont pas les mêmes dans tous les canaux afin de maximiser leur sensibilité, ces critères sont résumés dans la table 20. Ils consistent à définir 2 sélections, une sélection lâche qui permet de rejeter efficacement les événements contenant un électron et une sélection plus stricte avec une coupure sur l’impulsion transverse des électrons qui permet de sélectionner les événements contenant un électron en limitant les mauvaises identifications. Cette seconde sélection est utile pour le canal 2 leptons car elle permet de limiter les bruits de fond liés au boson Z.

La correction de l’énergie des jets dont la sélection est détaillée dans la section 7.3.4 tient compte des électrons provenant de la désintégration semi-leptonique des hadrons contenant des quarks b, b-hadrons. Pour cette correction, les électrons possédant la qualité Loose LH avec $p_T > 4$ GeV et $|\eta| < 2.7$ sont utilisés.

7.3.2 Muons

Pour le run 2, ATLAS utilise la combinaison de quatre algorithmes pour reconstruire les muons : Combined, Standalone, SegmentTagged et CaloTagged [29]. Les algorithmes utilisent les traces du détecteur interne et éventuellement les traces des muons mesurées dans le spectromètre ou l’énergie de MIP (minimum ionizing particle) déposée dans le calorimètre. La majorité des muons proviennent de l’algorithme Combined, l’utilisation des autres algorithmes permet toutefois d’augmenter l’acceptance de la reconstruction des muons.

Les différents critères pour définir les types de muons utilisés dans l’analyse sont résumés dans la table 21.

Il est utile d’identifier les muons provenant de la désintégration des hadrons b afin d’améliorer la résolution en énergie des jets. Cette procédure sera détaillée dans la section 7.3.4. Pour un jet de rayon R_j , un muon sera à l’intérieur du jet si $\Delta R(\mu, jets) < R_j$. Les muons sélectionnés doivent passer les coupures $p_T > 4$ GeV, $|\eta| < 2.7$ et être de qualité medium, le critère sur l’isolation étant retiré.

| Sélection | p_T | η | ID | d_0^{sig} | $ \Delta z_0^{\text{BL}} \sin \theta $ | Isolation |
|-----------|-----------|----------------|---------------|----------------------|--|----------------|
| VH-Loose | >7 GeV | $ \eta < 2.7$ | Loose quality | < 3 | < 0.5 mm | LooseTrackOnly |
| ZH-Signal | >25 GeV | $ \eta < 2.5$ | | Identique à VH-Loose | | |

TABLE 21 – Critères de sélection des muons. d_0^{sig} est la signification statistique du paramètre d'impact transverse, z_0 est le paramètre d'impact longitudinal et θ est l'angle entre l'impulsion de la trace associée à l'électron et l'axe du faisceau.

7.3.3 Taus

Afin de réduire la contamination des bruits de fond W/Z + jets et des paires de quarks top notés $t\bar{t}$, un veto sur les taus peut être appliqué, il est donc nécessaire de définir ces objets. Seul les taus se désintégrant en hadrons sont considérés. La reconstruction des taus commence par celle de jets anti-kt de rayon 0.4. L'impulsion transverse du tau est définie comme l'impulsion des amas se trouvant dans $\Delta R < 0.2$ autour de la direction du jet. Les traces associées à un tau doivent satisfaire la condition $\Delta R(\tau, \text{trace}) < 0.2$. Dans l'analyse, les critères de sélection suivants sont appliqués :

- $p_T > 20$ GeV
- $|\eta| < 2.5$ en excluant $1.37 < |\eta| < 1.52$
- 1 ou 3 traces

De plus, un BDT est utilisé pour rejeter le bruit de fond provenant des jets. Une qualité "medium" est requise pour que l'objet soit considéré comme un tau. Des corrections en énergie sont appliquées à ces objets [30].

7.3.4 Jets

Deux collections de jets (voir la section 5 pour plus de détails sur la reconstruction des jets) sont considérées dans l'analyse pour reconstruire le boson de Higgs, chacune étant destinée à un régime particulier d'énergie.

Jets de rayon $R = 0.4$

La première collection de jets est reconstruite à partir des amas du calorimètre calibrés à l'énergie électromagnétique avec l'algorithme anti- k_t de rayon $R = 0.4$. Les critères de sélection appliqués à ces objets sont résumés dans la table 22. Une étude a été réalisée afin d'estimer l'influence de l'augmentation de l'impulsion transverse minimale des jets sur la signification statistique et l'acceptance dans le canal 0 lepton en considérant uniquement le régime résolu pour toute impulsion transverse du boson Z . Pour cette étude, l'ensemble des coupures appliquées est décrit dans la table 23, la fenêtre en masse et la ligne de déclenchement sont différents de la sélection utilisée pour produire le résultat final. La figure 103b montre l'amélioration relative par rapport au cas nominal (20 GeV) de l'augmentation de la coupure à 25 GeV. L'augmentation a un effet négligeable ou dégrade légèrement la signification statistique sauf pour les très faibles valeurs de m_A où la signification statistique est améliorée de 5%. La coupure est donc laissée à 20 GeV.

L'état final étudié contient des jets issus de quarks b, il est donc nécessaire de définir la saveur d'un jet. La saveur d'un jet de rayon R_j est définie de la manière suivante :

| Sélection | Critères |
|----------------|--|
| Jets avants | Nettoyage des jets |
| | $p_T > 30 \text{ GeV}$ $2.5 \leq \eta < 4.5$ |
| Jets de signal | Nettoyage des jets |
| | $p_T \geq 50 \text{ GeV}$ $20 \text{ GeV} \leq p_T < 50 \text{ GeV}$ |
| | $ \eta < 2.5$ ou $ \eta < 2.4$ |
| | $JVT \geq 0.64$ |

TABLE 22 – Critères de sélection des jets de rayon 0.4. Nettoyage des jets : procédure qui retire les jets dont les amas possèdent des cellules du calorimètre avec un bruit important. La variable JVT (pour Jet Vertex Tagger) est la valeur d’une fonction de vraisemblance qui permet de distinguer les jets provenant des processus physiques d’intérêt avec les jets provenant de l’empilement.

| | |
|--|---|
| HLT_xe80 | $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] \geq 20^\circ$ |
| $\text{MET} \geq 150 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, h) \geq 120^\circ$ |
| $\text{MET}_{\text{trace}} \geq 30 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) \geq 90^\circ$ |
| $N(\text{Jets de signal}) \geq 2$ | $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) \geq 140^\circ$ |
| $p_{\text{TB1}} \geq 45 \text{ GeV}$ | $105 \leq m_h \leq 145 \text{ GeV}$ |
| $\text{sumpt} \geq 120 \text{ GeV}$ (150 GeV pour 3 jet ou plus) | Veto sur les taus medium |

TABLE 23 – Coupures appliquées pour l’étude sur l’augmentation de la coupure sur l’impulsion transverse des jets de 20 GeV à 25 GeV

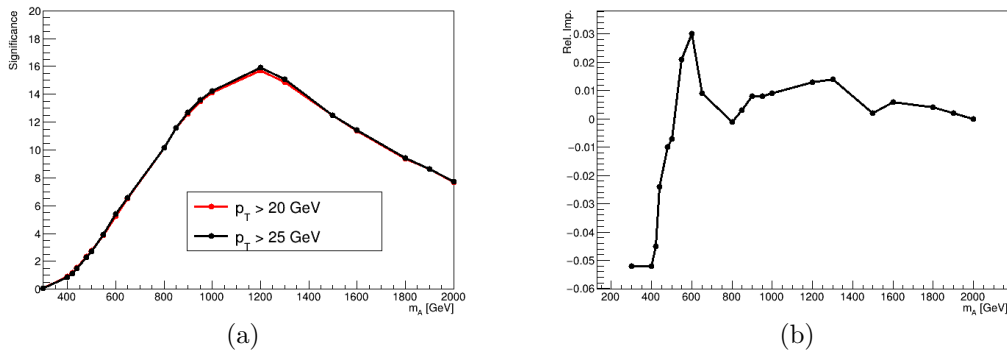


FIGURE 103 – (a) Signification statistique pour différentes coupures sur l’impulsion transverse des jets. La section efficace du signal n’étant pas connue seul l’amélioration relative à un sens. (b) Amélioration relative de la signification statistique due à l’augmentation de la coupure minimale sur l’impulsion transverse des jets à 25 GeV par rapport au cas nominal (20 GeV).

1. Si un hadron b vérifiant $\Delta R < R_j$ par rapport à la direction du jet est trouvé, le jet sera étiqueté b .
2. Si un hadron b n'est pas trouvé, alors un hadron c (hadron contenant un quark c) est cherché, le jet est étiqueté c si le hadron c vérifie $\Delta R < R_j$ par rapport à la direction du jet.
3. Si un τ vérifiant $\Delta R < R_j$ par rapport à la direction du jet est trouvé, le jet est étiqueté τ .
4. Si un hadron b ou c est associé à plusieurs jets, seul le jet le plus proche prend la saveur du hadron.
5. Tous les jets non étiquetés après les étapes 1 - 4 sont étiquetés légers.

Il est possible d'identifier les jets provenant de hadron b , cette identification repose sur les propriétés de la désintégration des quarks B . Elle utilise un BDT pour produire une variable de sortie sur laquelle couper. Si le jet passe la coupure alors il est identifié comme jet de b . L'algorithme MV2c20 [60, 25, 22] utilise les informations provenant de l'impulsion transverse et la pseudorapidité des jets, des informations sur les vertex primaires et secondaires et des informations sur les paramètres d'impact transverses et longitudinaux des traces associés au jet. Des facteurs d'échelle sont appliqués sur le Monte Carlo pour corriger les différences d'efficacité avec les données.

Des corrections permettant d'améliorer la reconstruction du quadrivecteur énergie-impulsion des jets sont appliquées [27]. Les jets reconstruits sont calibrés, cette calibration étant produite à partir des jets légers. Elle ne tient pas compte des spécificités liées à la désintégration des hadrons b , en particulier la présence de muons dans le jet. Les muons ne déposent presque pas d'énergie dans le calorimètre. Ainsi lorsqu'un muon défini dans la section 7.3.2 est à l'intérieur d'un jet identifié comme un jet de b , son quadrivecteur énergie-impulsion est ajouté à celui du jet. La résolution et la réponse en énergie sont ainsi améliorées. Cette correction est qualifiée de muon-in-jet. Les incertitudes systématiques liées à cette correction sont négligeables par rapport aux autres incertitudes systématiques liés à l'échelle d'énergie des jets.

Une seconde correction est appliquée sur les jets de b , elle est qualifiée de PtReco. Cette correction permet d'obtenir une échelle d'énergie des jets au niveau partonique car elle permet une meilleure résolution sur la masse du boson de Higgs. Pour les jets contenant un muon, le quadrivecteur utilisé est celui obtenu après la correction muon-in-jet. La correction est déterminée sur un lot de signal simulé en calculant le rapport de l'impulsion transverse du jet $p_{T,jet}$ sur l'impulsion transverse du quark b $p_{T,b}$ en fonction de $p_{T,jet}$. Pour chaque intervalle défini entre 20 et 350 GeV, la distribution $p_{T,jet}/p_{T,b}$ est ajustée par une fonction Bukin [89]. La fonction Bukin est une généralisation de la gaussienne permettant des queues asymétriques. Le résultat est interpolé pour obtenir une fonction plus régulière. Cette correction dépend également du nombre de muons dans le jet. Aucune incertitude systématique n'est introduite pour cette correction.

Jets de rayon $R = 1$ et leur collection associée

Les jets reconstruits par l'algorithme anti- k_t avec $R = 1$ à partir d'amas calorimétriques calibrés localement composent la seconde famille de jets, ils sont qualifiés de gros jets. Le trimming avec $(f, R_{sub}) = (0.05, 0.2)$ est appliqué sur ces gros jets, le détail de la procédure est donnée dans la section 5.1.2 ou [129]. Afin d'identifier les gros jets provenant de hadrons, une famille additionnelle de jets est utilisée, ce sont des jets reconstruits à partir des traces

| Sélection | Critères |
|----------------|--|
| Gros jets | $p_T > 250 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.0$ |
| Jets de traces | $p_T > 10 \text{ GeV}$ $ \eta < 2.5$ au moins deux traces |

TABLE 24 – Critères de sélection pour les gros jets et les jets de traces

reconstruite dans le détecteur interne avec un algorithme anti- k_t de rayon $R = 0.2$. L'algorithme d'identification des jets de B est appliqué aux jets construits à partir des traces qui sont ensuite associés aux gros jets par une procédure d'association fantôme [91]. Elle consiste à introduire les jets de traces dans l'algorithme de reconstruction des gros jets avec une impulsion très faible de l'ordre de 10^{-40} GeV, ainsi ils ne perturbent pas la reconstruction des jets mais ils se retrouvent associés à un gros jet. Les critères appliqués à ces deux familles de jets sont résumés dans la table 24.

Comme pour les jets standards, les gros jets sont calibrés et leur résolution est corrigée dans le Monte Carlo pour tenir compte des différences avec les données. De plus, les muons se trouvant dans les gros jets de b sont ajoutés au quadrivecteur du gros jet ce qui améliore la réponse et la résolution en énergie lorsque des hadrons B sont dans le jet.

7.3.5 Suppression du recouvrement (Overlap Removal)

Les différents types objets sont reconstruits indépendamment les uns des autres, ainsi un électron est également reconstruit comme un jet. Une procédure a été définie pour supprimer ce recouvrement entre les objets. La séquence est la suivante [65] :

- Si un électron et un muon partagent la même trace alors l'électron est retiré.
- Les jets se trouvant dans le cône $\Delta R = 0.2$ autour d'un électron sont retirés, ces jets ne sont que les électrons reconstruits par l'algorithme de reconstruction des jets.
- Pour les jets survivants qui passent la condition $JVT > 0.64$ si $p_T^{\text{jet}} < 50 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{jet}}| < 2.4$, les électrons sont retirés s'ils se trouvent dans le cône $R = \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^{\text{électron}})$.
- Les jets se trouvant dans le cône $\Delta R = 0.2$ d'un muon sont retirés si le nombre de traces d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV est inférieure strictement à 3 ou si $p_T^{\text{jet}}/p_T^{\text{muon}} < 2$ et le rapport entre p_T^{muon} et la somme des impulsions transverses des traces associées au jet est supérieure à 0.7. Ce sont des jets pour lesquels le dépôt en énergie dans le calorimètre est trop faible, le dépôt peut donc être dû au muon contenu dans le jet.
- Pour les jets survivants qui passent la condition $JVT > 0.64$ si $p_T^{\text{jet}} < 50 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{jet}}| < 2.4$, les muons sont retirés s'ils se trouvent dans le cône $R = \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^{\text{muon}})$.
- Les jets qui se trouvent dans un cône de rayon 0.4 autour d'un tau sont retirés.

Les cônes de tailles variables permettent de ne pas perdre trop de leptons dans les régimes de grandes impulsions. Lorsque les gros jets sont utilisés dans l'analyse, une étape supplémentaire est appliquée, elle consiste à retirer tous les gros jets se trouvant dans le cône de rayon 1.2 d'un électron.

7.3.6 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante (MET) est une quantité très importante dans le canal 0 lepton à cause de la présence des neutrinos qui ne déposent aucune énergie dans le détecteur. L'énergie transverse manquante est estimée comme l'opposée de la somme vectorielle des objets physiques dans l'événement auquel est ajouté un terme qualifié de mou [24]. Ce terme mou ou TST (pour Track Soft Term) est estimé à partir des traces qui ne sont pas associées aux objets physiques. De plus, seules les traces associées au vertex primaire sont utilisées, la méthode est donc robuste face à l'empilement.

Une méthode plus robuste face à l'empilement pour estimer l'énergie manquante est d'utiliser uniquement les traces. L'énergie transverse manquante des traces notée MET_{trace} est ainsi définie. Toutefois cette méthode ne tient pas compte de la contribution des particules neutres ce qui signifie que la résolution est moindre mais elle permet de rejeter le bruit de fond non collisionnel pour lequel l'impulsion transverse des trace manquante est faible.

Une variable additionnelle peut également être utilisée dans la sélection des événements, cette variable notée METHT est défini par :

$$METHT = \frac{MET}{\sqrt{\sum p_T^e + \sum p_T^\mu + \sum p_T^{\text{jet}}}} \quad (246)$$

où la somme porte sur les électrons, muons et jets de l'événement.

7.4 Régimes considérés

Les produits de désintégration de particules massives possèdent une faible séparation angulaire, il peut ainsi être plus facile de reconstruire directement la particule massive plutôt que les produits de désintégration séparément. Deux régimes sont donc considérés dans l'analyse, le premier régime qualifié de "résolu" cherche à reconstruire et identifier indépendamment pour chaque quark b les hadrons b provenant de leur hadronisation, pour cela des jets de rayon 0.4 sont utilisés. Au contraire, le second régime qualifié de "fusionné" cherche à reconstruire directement le boson de Higgs grâce à un jet de rayon 1 qualifié de gros jet. Le premier régime est très similaire à l'analyse réalisée lors du run 1 [51] alors que le second est très proche de l'analyse recherchant des résonances se désintégrant en boson W ou Z et en boson de Higgs [26]. Afin d'assurer l'orthogonalité des deux régimes, plusieurs transitions ont été envisagées :

- Les deux régimes sont séparés par une coupure sur p_T^Z , si $p_T^Z < p_T^{Z,\text{coupure}}$ alors le régime résolu est utilisé, si $p_T^Z > p_T^{Z,\text{coupure}}$ alors le régime fusionné est utilisé.
- La sélection du régime résolu est d'abord appliquée puis sur les événements qui ont échoué la sélection du régime fusionné est appliquée. La procédure inverse peut également être appliquée.
- Une sélection est appliquée puis l'autre en se basant sur différents critères. Par exemple, pour $p_T^Z < p_T^{Z,\text{coupure}}$, la sélection résolue est appliquée puis sur les événements rejetés la sélection fusionnée est appliquée et inversement pour $p_T^Z > p_T^{Z,\text{coupure}}$.

Pour le canal 0 lepton, l'impulsion transverse du boson Z notée p_T^Z est reconstruite comme l'énergie transverse manquante de l'événement alors que pour le canal 2 leptons, l'impulsion transverse de la paire de leptons est utilisée. La définition des différents objets utilisés sera présentée dans la section 7.3. Il a été montré que le meilleur compromis entre simplicité et performance est l'utilisation d'une coupure sur p_T^Z à 500 GeV.

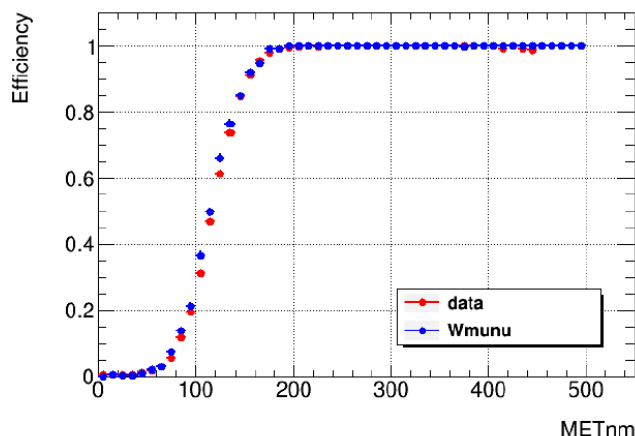


FIGURE 104 – Evolution de l'efficacité du système de déclenchement en fonction de l'énergie transverse manquante.

7.5 Régime résolu : sélection des événements

Dans cette section, la sélection des événements est présentée pour les deux canaux. Une coupure sur le nombre de leptons permet de définir les canaux 0 lepton ou 2 leptons. Le canal 0 lepton rejette tous les événements possédant au moins un lepton VH-loose alors que le canal 2 leptons requière la présence de deux leptons VH-loose.

Les bruits de fond W et Z + jets sont décomposés en fonction de la saveur des deux jets de signal sélectionnés pour reconstruire le boson de Higgs. En effet, l'identification des jet de b change la saveur des jets présents dans l'événement en fonction des catégories de l'analyse qui dépendent elle-même du nombre de jets de b identifié dans l'événement. La décomposition suivante est réalisée :

- Zbb et Wbb : les deux jets sont étiquetés b
- Zcc et Wcc : les deux jets sont étiquetés c
- Zl et Wl : les deux jets sont étiquetés léger
- Zbc et Wbc : un jet est étiqueté b et un jet est étiqueté c
- Zbl et Wbl : un jet est étiqueté jet de b et un jet est étiqueté léger
- Zcl et Wcl : un jet est étiqueté jet de c et un jet est étiqueté léger

7.5.1 Déclenchement

Canal : 0 lepton

Le système de déclenchement utilisé dans le canal 0 lepton repose sur la mesure de l'énergie transverse manquante. La ligne de déclenchement utilise les seuils de 50 GeV et 70 GeV pour respectivement les systèmes de déclenchement au niveau L1 et HLT. Dans certaines études, le seuil du HLT est 80 GeV car au moment de l'étude seul ce système de déclenchement était disponible dans les échantillons Monte-Carlo. Ce sont les lignes de déclenchement non pré-échantillonnées possédant les seuils les plus bas. De plus, afin de maximiser les performances de l'analyse, le système de déclenchement est utilisé dans une région de l'espace des phases où son efficacité n'est pas de 100%. Comme le montre la figure 104, l'efficacité est de 85% à 150 GeV, le système de déclenchement devient 100 % efficace à 200 GeV. L'étude de l'efficacité est donc très importante.

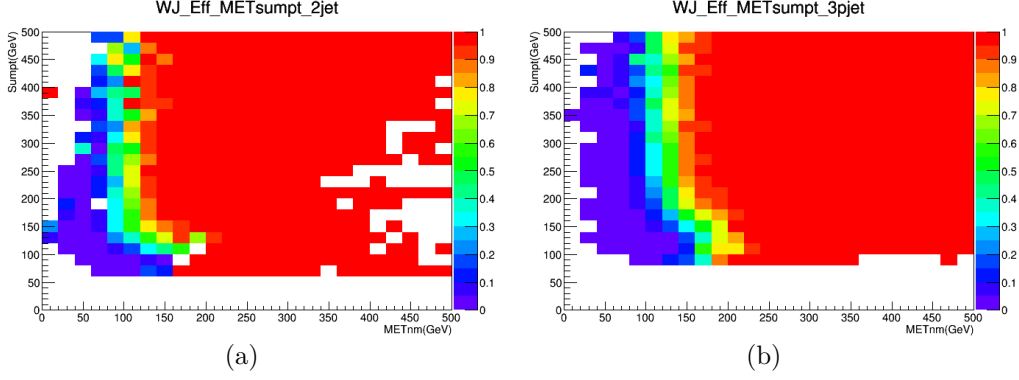


FIGURE 105 – Efficacité du système de déclenchement dans le Monte Carlo pour des événements $W(\mu, \nu) +$ jets comportant (a) 2 jets (b) 3 jets ou plus en fonction de la MET et de sumpt.

L'énergie transverse manquante au niveau du système de déclenchement est déterminée à partir de l'information du calorimètre seul. Les muons ne sont pas pris en compte. Pour évaluer l'efficacité du système de déclenchement, il est nécessaire de trouver un processus physique présentant une signature similaire à $\nu\nu qq$. A ce niveau, le processus $W(\mu\nu) +$ jets est utilisé, en effet, les muons ne déposent presque pas d'énergie dans le calorimètre. En retirant la contribution des muons dans le calcul de l'énergie transverse manquante, on obtient un traitement de l'énergie transverse manquante cohérent avec celui du système de déclenchement. Un ensemble de coupures permettant de sélectionner les événements $W(\mu\nu) +$ jets est alors défini. Un système de déclenchement orthogonal au système de déclenchement HLT_xe70 basé sur les muons est utilisé : HLT_mu20_loose_L1MU15 ou HLT_mu50. En effet, pour les grandes impulsions du boson W, les événements vont déclencher les deux options et on aura $p_{T,W} = \text{MET}$ au niveau du système de déclenchement. L'efficacité du système de déclenchement est alors définie par le rapport du nombre d'événements passant la sélection et le système de déclenchement sur le nombre d'événements passant la sélection uniquement.

La seule variable possédant une corrélation significativement différente dans les données et la simulation avec l'efficacité du système de déclenchement est la somme des impulsions transverses (sumpt) des, au plus, trois jets de plus hautes impulsions transverses. Cette corrélation dans la simulation est montrée sur la figure 105 et le rapport de l'efficacité dans les données sur l'efficacité dans la simulation est montrée sur la figure 106. Le comportement de l'efficacité n'est pas le même dans les données et le Monte-Carlo à bas sumpt.

Une coupure sur sumpt est donc appliquée pour retirer la région concernée. La valeur de la coupure est la même que pour l'analyse du run 1, dans les événements à 2 jets la coupure est de 120 GeV, pour les événements de 3 jets ou plus elle est de 150 GeV. L'impact d'une augmentation de la coupure sur la sensibilité de l'analyse a été étudié.

Pour cette étude, la sélection présentée dans la table 25 est utilisée, cette sélection est très similaire à celle présentée dans la section 7.5.

De plus, le régime résolu est utilisé pour toute impulsion transverse du boson Z. La signification statistique est évaluée en utilisant la formule suivante :

$$\text{signification statistique} = \sqrt{\sum_i 2((s_i + b_i) \ln(1 + \frac{s_i}{b_i} - s_i))} \quad (247)$$

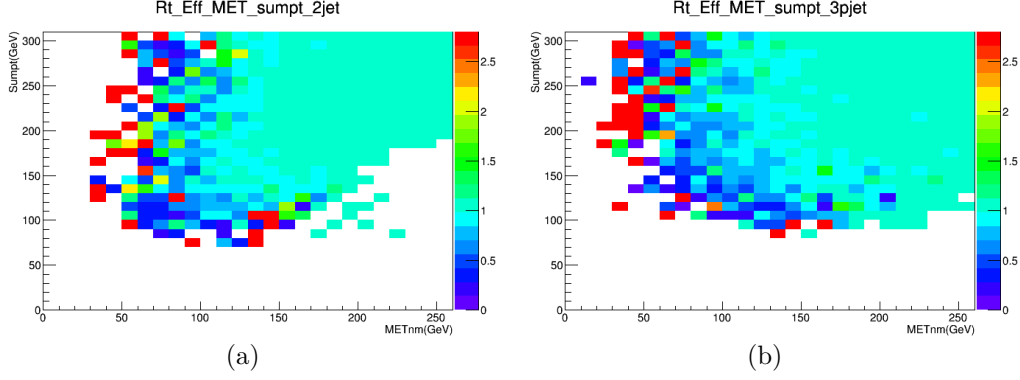


FIGURE 106 – Rapport de l’efficacité évaluée dans les données sur l’efficacité évaluée dans le Monte Carlo pour des événements $W(\mu, \nu) + \text{jets}$ comportant (a) 2 jets (b) 3 jets ou plus en fonction de la MET et de sumpt.

| | |
|--|---|
| HLT_xe80 | $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] \geq 20^\circ$ |
| $\text{MET} \geq 150 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, h) \geq 120^\circ$ |
| $\text{MET}_{\text{trace}} \geq 30 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) \geq 90^\circ$ |
| $N(\text{Jets de signal}) \geq 2$ | $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) \geq 140^\circ$ |
| $\text{pTB1} \geq 45 \text{ GeV}$ | $105 \leq m_h \leq 145 \text{ GeV}$ |
| $\text{sumpt} \geq 120 \text{ GeV}$ (150 GeV pour 3 jet ou plus) | Veto sur les taus medium |

TABLE 25 – Coupures appliquées pour l’étude de la coupure sur sumpt

où la somme porte sur l’ensemble des points d’une distribution, dans cette étude il s’agit de la distribution de la masse transverse du système Zh définie par :

$$m_{Vh} = \sqrt{(E_T^h + \text{MET})^2 - (\vec{p}_T^h + \vec{\text{MET}})^2} \quad (248)$$

où $E_T^h = \sqrt{p_T^{h^2} + m_h^2}$ avec \vec{p}_T^h l’impulsion transverse du système de deux jets et p_T^h sa norme. La signification statistique est calculée indépendamment pour 2, 3 et 4 jets ou plus puis elles sont combinées en effectuant une somme quadratique. La formule repose sur l’approximation de Wilks [146] et Wald [144] du rapport de vraisemblance.

Pour retirer complètement la région concernée, il peut être nécessaire d’augmenter la coupure. Comme le montre la figure 107, une augmentation à 150 GeV (180 GeV) pour les événements comportant 2 jets (3 jets ou plus) a un effet négligeable sur le signal $A \rightarrow Zh$ pour une masse m_A de 400 GeV. Toutefois, une augmentation à 180 GeV (200 GeV) pour les événements comportant 2 jets (3 jets ou plus) commence à avoir un impact sur la signification statistique de 7% (17%). Néanmoins, après la coupure définie au run 1, le biais restant entre les données et le Monte-Carlo a été jugé négligeable, la coupure n’a donc pas été augmentée.

Canal 2 leptons

Le canal 2 leptons utilise un système de déclenchement basé sur les électrons et les muons. La liste complète des lignes de déclenchement est donnée dans la table 26. Les lignes de déclenchement utilisant les muons requièrent la présence d’un muon isolé ou d’un muon non isolé mais possédant une impulsion transverse de 20 GeV. De plus, la résolution sur la mesure

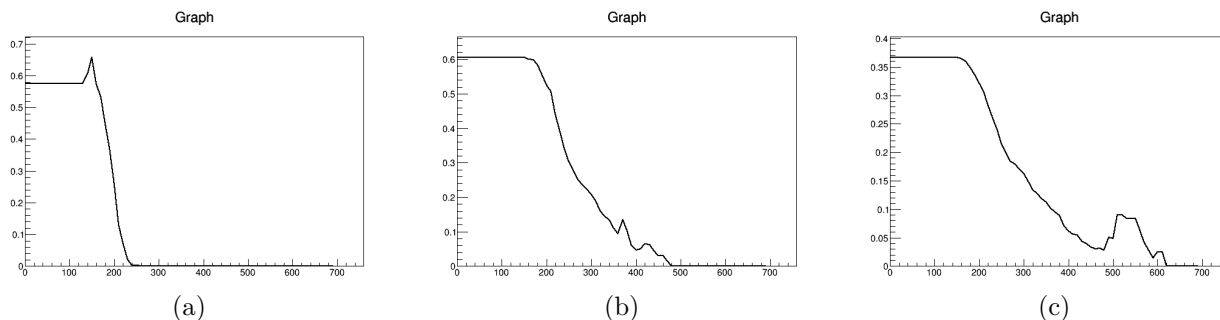


FIGURE 107 – Evolution de la signification statistique en fonction de la coupure sur sumpt pour (a) 2 jets, (b) 3 jets et (c) 4 jets ou plus.

de l'impulsion transverse des muons est excellente contrairement à la résolution sur l'énergie transverse manquante. Afin de s'assurer de la validité des facteurs de correction d'efficacité appliqués, le lepton ayant déclenché l'enregistrement de l'événement doit correspondre à un des leptons obtenus par la reconstruction complète. La différence d'efficacité est corrigée en appliquant des facteurs d'échelles qui tiennent compte de la présence de plusieurs leptons dans l'événement alors qu'un seul lepton est requis pour l'enregistrer. L'étude des systèmes de déclenchement avec 2 leptons n'étant pas assez avancée, ils n'ont pas été utilisés, toutefois des résultats préliminaires montrent un gain d'acceptance marginal de l'ordre de 2%.

| 0 lepton | 2 leptons |
|----------|--|
| HLT_xe70 | HLT_mu20_iloose_L1MU15 OR HLT_mu50 HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH (data) OR HLT_e24_lhmedium_L1EM18VH (MC) OR HLT_e60_lhmedium OR HLT_e120_lhloose |

TABLE 26 – Table récapitulative des lignes de déclenchement utilisées.

Dans le cas où un électron et un muon sont présents dans l'événement, le facteur d'échelle associé à l'électron est appliqué en premier. Si l'électron n'a pas déclenché l'enregistrement alors celui du muon est appliqué.

7.5.2 Sélection commune aux canaux 0 lepton et 2 leptons

Dans les deux canaux, les événements pour lesquels un des sous-détecteur n'a pas fonctionné correctement sont retirés. L'événement doit posséder un vertex primaire et au moins deux jets de signal ou un gros jet. Si un jet contient une cellule du calorimètre avec un bruit important, le jet est qualifié de mauvais jet et l'événement est rejeté.

Les événements doivent posséder au moins deux jets de signal, des jets supplémentaires (de signal ou avants) sont autorisés.

L'algorithme d'identification des jets MV2c20 fonctionnant à une efficacité de 70% est utilisé sur tous les jets de signal. La valeur du point de fonctionnement a été optimisée pour obtenir

la meilleure signification statistique. Les événements sont classifiés en fonction du nombre de jets identifiés comme jet de b. Les événements ne possédant pas de jet de b sont classés dans la catégorie 0-tag, les événements possédant exactement un (resp. deux) jet de b sont classés dans la catégorie 1-tag (2-tag). Les événements possédant 3 jets de b ou plus sont classés dans la catégorie 3p-tag, cette catégorie n'est pas utilisée actuellement dans l'analyse. Néanmoins, son utilisation pourrait améliorer la sensibilité au mode de production du boson A en association avec une paire de quarks b. La catégorie 2-tag est la région la plus sensible tandis que les catégories 0-tag et 1-tag permettent de contraindre les bruits de fond. Le jet de b de plus haute impulsion transverse dans les catégories 1-tag et 2-tag ou le jet de plus haute impulsion transverse dans la catégorie 0-tag doit vérifier $p_T > 45$ GeV, cette variable est notée pTB1 dans les tables décrivant les coupures. L'impulsion transverse du second jet sélectionné est noté pTB2.

Les corrections relatives aux jets de b, muon-in-jet et PtReco, sont appliquées uniquement pour le calcul de la masse du boson de Higgs et de la variable discriminante qui sera présentée ultérieurement.

La masse du système de deux jets m_h est reconstruite dans la catégorie 2-tag en utilisant les deux jets de b. Dans la catégorie 1-tag, le jet de b et le jet de signal restant de plus haut p_T sont utilisés pour calculer la masse du système de deux jets alors que, dans la catégorie 0-tag, les deux jets de plus haute impulsion transverse sont utilisés.

Les régions de signal sont définies par une coupure sur la masse reconstruite du boson de Higgs, la fenêtre de masse $110 < m_h < 140$ GeV est ainsi appliquée pour que la masse reconstruite soit compatible avec la masse du système de deux jets. Cette fenêtre a été optimisée à la fois pour les canaux 0 ou 2 leptons.

Dans le canal 0 lepton, il n'est pas possible de reconstruire la masse invariante à cause de la présence de neutrinos dans l'état final. La masse transverse du boson A est utilisée comme variable discriminante, elle est ainsi définie par la formule suivante :

$$m_{vh} = \sqrt{(E_T^h + \text{MET})^2 - (\vec{p}_T^h + \vec{\text{MET}})^2} \quad (249)$$

où $E_T^h = \sqrt{p_T^{h^2} + m_h^2}$ avec \vec{p}_T^h l'impulsion transverse du système de deux jets et p_T^h sa norme. Pour le calcul de la masse transverse dans la région du signal, le quadrivecteur du système des deux jets sélectionnés est multiplié par le facteur $125 \text{ GeV}/m_{jj}$ pour que la masse invariante soit celle du boson de Higgs. Cette procédure déforme le bruit de fond mais l'augmentation de la résolution du signal permet de gagner en sensibilité.

Dans le canal 2 leptons, la masse invariante du système {deux leptons, deux jets} est utilisée comme variable discriminante. Afin d'améliorer la résolution, le facteur $91 \text{ GeV}/m(\mu\mu)$ est appliqué au quadrivecteur des leptons dans la région du signal. De la même manière, dans la région du signal, le quadrivecteur du système des deux jets sélectionnés est multiplié par le facteur $125 \text{ GeV}/m_{jj}$ pour que la masse invariante soit celle du boson de Higgs.

Optimisation de la fenêtre m_h pour le canal 0 lepton

Dans le canal 0 lepton, la fenêtre de masse optimale est obtenue en maximisant la signification statistique calculée en combinant les catégories 2 jets, 3 jets, 4 jets et 5 jets ou plus. La signification statistique combinée est obtenue en prenant la racine carrée de la somme quadratique des signification statistiques des catégories individuelles. La distribution utilisée pour

| | |
|--|--|
| HLT_xe80 | $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] \geq 20^\circ$ |
| $\text{MET} \geq 150 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) \geq 120^\circ$ |
| $N(\text{Jets de signal}) \geq 2$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) \geq 90^\circ$ |
| $p\text{TB1} \geq 45 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) \geq 140^\circ$ |
| $\text{sumpt} \geq 120 \text{ GeV}$ (150 GeV pour 3 jet ou plus) | $\text{MET}_{\text{trace}} \geq 30 \text{ GeV}$ |
| Veto sur les taus medium, les électrons et les muons | |

TABLE 27 – Coupures appliquées pour l’optimisation de la fenêtre de masse

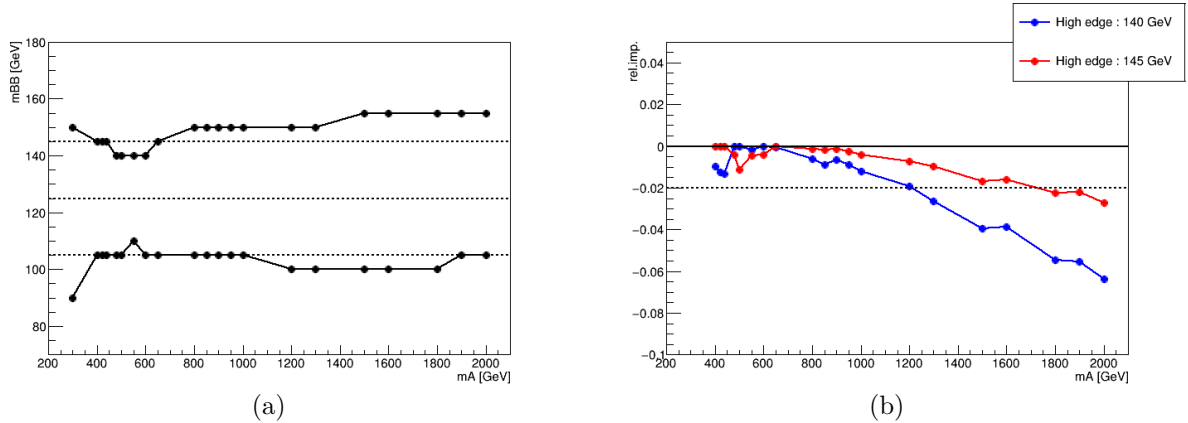


FIGURE 108 – (a) Fenêtre de masse optimale en fonction de m_A (b) Perte relative sur la signification statistique par rapport au cas optimal lorsque les fenêtres [105 :140] et [105 :145] sont choisies

calculer la signification statistique est la masse transverse. Les coupures appliquées pour cette optimisation sont données dans la table 27.

Pour chaque point de masse m_A , la fenêtre de masse m_h optimale est obtenue en balayant indépendamment par pas de 5 GeV la borne supérieure ou inférieure de l’intervalle. La figure 108a montre cette fenêtre en fonction de la masse m_A . Cette optimisation étant réalisée dans le cadre du régime résolu, le choix optimal tiendra compte en particulier des faibles m_A , inférieures à 800 GeV. Pour la majorité de ces masses, une borne inférieure à 105 GeV est optimale. Pour la borne supérieure, deux choix semblent possibles 140 ou 145 GeV. La figure 108b montre la perte relative sur la signification statistique par rapport à la fenêtre de m_h optimale pour les fenêtres 105-140 GeV et 105-145 GeV. La fenêtre 105-145 GeV est choisie car la perte relative est inférieure à 2% sur tout l’intervalle de masse m_A . La robustesse du résultat a été testée en décalant le balayage de 2.5 GeV, la figure 109 montre la perte relative par rapport au cas optimal pour quatre fenêtres de masse proches de l’optimum.

Une vérification supplémentaire a été réalisée en comparant les limites attendues pour différentes fenêtres de masse grâce à une fonction de vraisemblance pour le canal 0 lepton dans le régime résolu.

Pour construire la fonction de vraisemblance, les catégories 1 tag et 2 tag sont utilisées. De plus les événements sont classés en fonction du nombre de jets en trois catégories : 2 + 3 jets, 4 jets et 5 jets ou plus. Ils sont également classés en fonction de la masse du système de deux jets : dans la région de signal ou dans les bandes latérales, par exemple $110 < m_h < 140$ et $[m_h < 110 \text{ ou } m_h > 140]$.

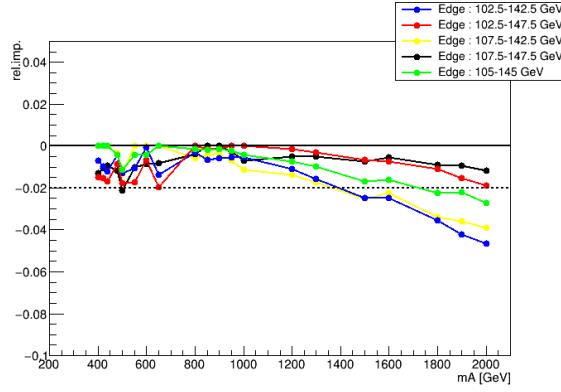


FIGURE 109 – Perte relative sur la signification statistique par rapport au cas optimal lorsque l'intervalle [105 :145] et quatre fenêtres décalées de 2.5 GeV sont choisies

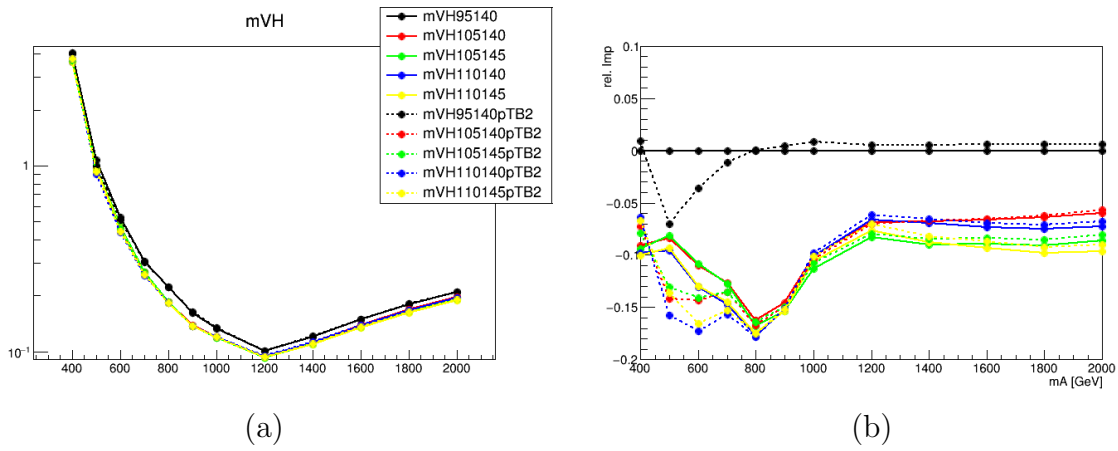


FIGURE 110 – (a) Limite sur μ pour différentes fenêtres avec ou sans la coupure optimisée sur pTB2 (b) Amélioration relative par rapport au défaut [95 :140] GeV

Le modèle utilisé pour construire la fonction de vraisemblance est détaillé dans les tables 28 et 29, il est très proche du modèle détaillé dans la section 7.8. La différence principale est l'utilisation de catégorie en fonction du nombre de jets dans l'événement.

Les valeurs choisies pour les mesures auxiliaires sont inspirées des valeurs utilisées lors du run 1. Les paramètres de nuisance se terminant par $_J$ et un nombre sont des paramètres de nuisances qui tiennent compte de l'incertitude sur la normalisation entre les différentes catégories de jets. Pour le bruit de fond $t\bar{t}$, la référence est la catégorie 5 jets ou plus car le bruit de fond domine cette catégorie, pour les bruits de fond $Z + \text{jets}$ et $W + \text{jets}$, la référence est la catégorie 2+3 jets. La signification des autres paramètres est donnée dans la section 7.8.

Une limite sur μ est calculée pour différentes fenêtres de masse proches de la valeur optimisée. Le cas où une coupure supplémentaire sur une variable notée pTB2 dont l'optimisation sera présentée dans la section 7.5.3 est considéré. Les limites pour les différents cas sont montrées sur la figure 110a. La figure 110b montre l'amélioration relative par rapport au cas nominal au moment de l'étude : $95 < m_h < 140$ GeV. Indépendamment de l'utilisation de la coupure optimisée sur pTB2, la fenêtre optimale est 110-140 GeV. Le résultat de l'optimisation dans le canal 2 leptons donne un résultat similaire, la fenêtre 110-140 GeV a donc été choisie.

| Nom du paramètre | Bruit de fond | Catégories | Valeur |
|---|---|---------------------------|--------|
| Bruit de fond $Z + \text{jets}$ | | | |
| norm_Zbb | $Z + \text{h.f} = \{Zbb, Zbl, Zcc, Zbc\}$ | Toutes | Libre |
| SysZbcZbbRatio | Zbc | Toutes | 12% |
| SysZblZbbRatio | Zbl | Toutes | 12% |
| SysZccZbbRatio | Zcc | Toutes | 12% |
| SysZclNorm | Zcl | Toutes | 30% |
| SysZlNorm | Zl | Toutes | 10% |
| SysZbbNorm_J[4-5] | $Z + \text{h.f}$ | [4 jets - 5 jets ou plus] | 20% |
| SysZclNorm_J[4-5] | Zcl | [4 jets - 5 jets ou plus] | 20% |
| SysZlNorm_J[4-5] | Zl | [4 jets - 5 jets ou plus] | 5% |
| Bruit de fond $W + \text{jets}$ | | | |
| SysNorm_Wbb | $W + \text{h.f} = \{Wbb, Wbl, Wcc, Wbc\}$ | Toutes | 30% |
| SysWbcWbbRatio | Wbc | Toutes | 35% |
| SysWblWbbRatio | Wbl | Toutes | 12% |
| SysWccWbbRatio | Wcc | Toutes | 12% |
| SysWclNorm | Wcl | Toutes | 30% |
| SysWlNorm | Wl | Toutes | 10% |
| SysWhfNorm_J[4-5] | $W + \text{h.f}$ | [4 jets - 5 jets ou plus] | 20% |
| SysWclNorm_J[4-5] | Wcl | [4 jets - 5 jets ou plus] | 20% |
| SysWlNorm_J[4-5] | Wl | [4 jets - 5 jets ou plus] | 10% |

TABLE 28 – Modèle utilisé pour construire la fonction de vraisemblance pour les bruits de fond $W/Z + \text{jets}$. La notation `SysWhfNorm_J[4-5]` est une notation abrégée pour `SysWhfNorm_J4` s’appliquant sur les catégories 4 jets et `SysWhfNorm_J5` s’appliquant sur les catégories 5 jets ou plus. Libre signifie qu’aucune mesure auxiliaire n’est appliquée

| Nom du paramètre | Bruit de fond | Catégories | Valeur |
|---------------------------------------|-----------------------|---------------------|--------|
| Bruits de fond relatifs au top | | | |
| SysstopsNorm | single-top : canal s | Toutes | 4% |
| SysstoptNorm | single-top : canal t | Toutes | 4% |
| SysstopWtNorm | single-top : canal Wt | Toutes | 7% |
| norm_ttbar_L0 | $t\bar{t}$ | Toutes | Libre |
| norm_ttbar_J[23-4] | $t\bar{t}$ | [2+3 jets - 4 jets] | 10 % |
| Signal | | | |
| μ | Signal | Toutes | Libre |

TABLE 29 – Modèle utilisé pour construire la fonction de vraisemblance pour les bruits de fond relatifs au top et le signal. La notation `norm_ttbar_J[23-4]` est une notation abrégée pour `norm_ttbar_J23` s’appliquant sur les catégories 2+3 jets et `norm_ttbar_J4` s’appliquant sur les catégories 4 jets. Libre signifie qu’aucune mesure auxiliaire n’est appliquée

7.5.3 Sélection spécifique au canal 0 lepton

Les coupures spécifiques au canal 0 lepton vont maintenant être présentées. Les événements doivent posséder une énergie transverse manquante supérieure à 150 GeV. Afin de réduire le bruit de fond non collisionnel, l'énergie transverse calculée à partir des traces doit être supérieure à 30 GeV. Une coupure est appliquée sur la somme scalaire des au plus trois jets de plus grande impulsion, sa valeur est de 120 GeV pour les événements contenant 2 jets et 150 GeV pour les événements en contenant trois ou plus. L'intérêt de cette coupure et son optimisation ont déjà été discutés dans la section 7.3.

Réjection du bruit de fond multijet

La contribution du bruit de fond multijet dans le canal 0 lepton provient essentiellement de la mauvaise mesure de l'énergie d'un jet par le calorimètre. L'énergie transverse manquante tend donc à être alignée avec ce jet :

- La MET et le système de deux jets seront ainsi plus proches à la différence des événements de signal où la MET et le système de deux jets sont dos-à-dos.
- La mesure de l'énergie transverse manquante des traces n'est pas influencée par cette mauvaise mesure au niveau calorimétrique, la MET et la MET_{trace} ne seront pas alignées à la différence des événements où l'énergie manquante provient de neutrinos.
- De plus, les événements multijets sélectionnés sont principalement des événements comportant deux jets de grande impulsion transverse dos-à-dos à la différence des événements de signal où les deux jets sont beaucoup plus proches.

Pour rejeter le bruit de fond multijet, les quatre coupures suivantes sont donc appliquées :

- 1- $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})] > 20^\circ$
- 2- $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 140^\circ$
- 3- $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) > 120^\circ$
- 4- $\Delta\Phi(\text{MET}, MET_{\text{trace}}) < 90^\circ$

où jet1 et jet2 sont les deux jets utilisés pour reconstruire le boson de Higgs, Φ est l'angle azimutal et pre-sel. jets sont au plus trois jets de plus haute impulsion transverse. Les valeurs des trois premières coupures sont héritées de l'analyse du run 1. La première coupure a été ré-évaluée, en se basant sur la distribution du Monte Carlo. Les variables utilisées pour rejeter le bruit de fond multijet sont qualifiées de variables anti-QCD. La table 30 résume les coupures utilisées pour l'étude.

| Coupures Basiques | Coupures anti-QCD |
|--|--|
| HLT_xe70 | |
| $MET \geq 150 \text{ GeV}$ | $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] \geq 20^\circ$ |
| $N(\text{Jets de signal}) \geq 2$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) \geq 120^\circ$ |
| $p\text{TB1} \geq 45 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, MET_{\text{trace}}) \geq 90^\circ$ |
| $\text{sumpt} \geq 120 \text{ GeV}$ (150 GeV pour 3 jet ou plus) | $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) \geq 140^\circ$ |
| $MET_{\text{trace}} \geq 30 \text{ GeV}$ si 0 ou 1 jet de b | |

TABLE 30 – Coupures appliquées pour l'estimation du bruit de fond multijet

Afin de pouvoir négliger le bruit de fond multijet dans les études statistiques ultérieures, il est nécessaire que le nombre d'événements de bruit de fond multijet vérifie deux conditions :

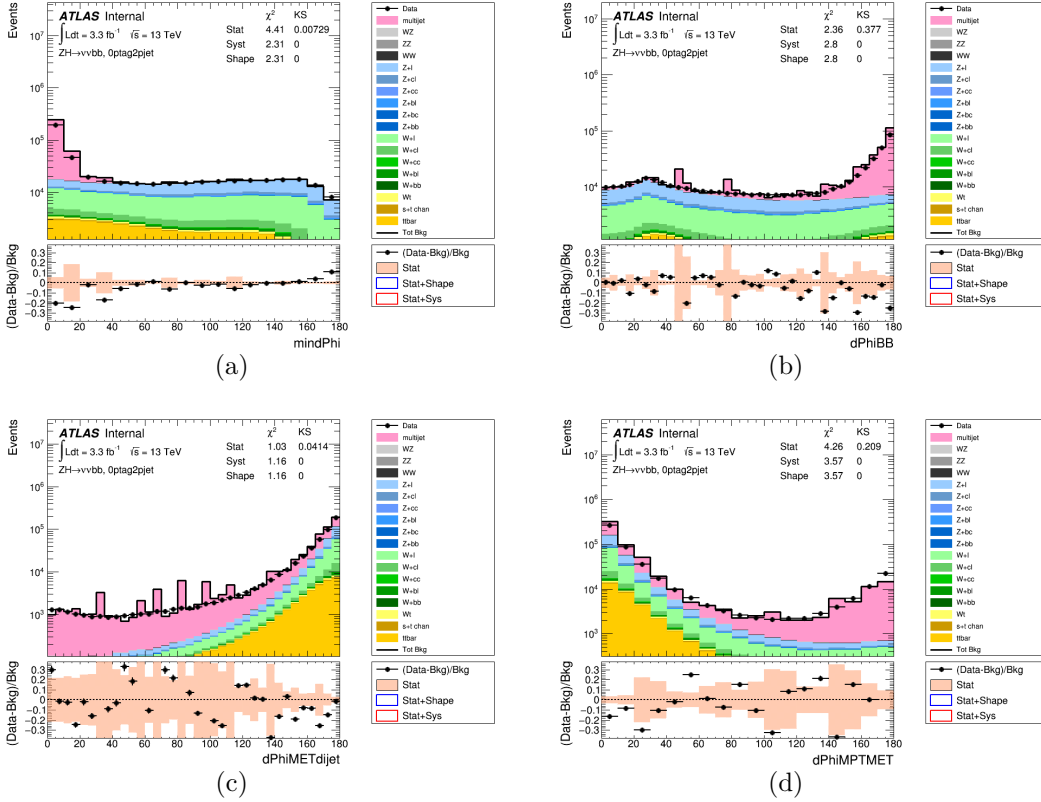


FIGURE 111 – Distributions des variables anti-QCD après les coupures basiques pour un nombre inclusif de jets et de jets de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ (c) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2})$ (d) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$

- 1- Il doit être de l'ordre de 1% de tous les autres bruits de fond qualifiés de bruit de fond électrofaible.
- 2- Il doit être de l'ordre de 10% du signal dans l'intervalle $60 < m_h < 160$ GeV dans les catégories contenant 2 jets de b. La section efficace du processus $gg \rightarrow A \rightarrow Zh$ des paramètres du modèle à deux doublets de Higgs choisis. On choisit pour évaluer cette condition la production du boson de Higgs par Z/Wh , dans la mesure où la section efficace du processus est de l'ordre du picobarn ce qui est du même ordre de grandeur que les limites qui seront mises pour les faibles m_A où le régime résolu est sensible.

L'estimation du bruit de fond multijet se base sur le Monte Carlo. Afin de s'assurer que l'estimation est fiable, il est nécessaire de vérifier que la modélisation des données par la simulation est correcte. La figure 111 montre les distributions des variables anti-QCD après les coupures basiques. On remarque que les variables $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ sont les plus efficaces pour rejeter le bruit de fond multijet. L'accord entre les données et le Monte Carlo est bon, y compris dans les queues de distribution dominées par le bruit de fond multijet.

Les figures 112 et 113 montrent que le bon accord entre les données et le Monte Carlo persiste dans les catégories avec 1 ou 2 jets de b. La conclusion est la même pour les figures 114 et 115 qui correspondent au cas où on coupe sur une des deux variables anti-QCD principales et on regarde la distribution de l'autre. On peut remarquer la présence d'événements possédant un grand poids, ces événements ne sont pas problématique car il ne sont pas soutenus par les

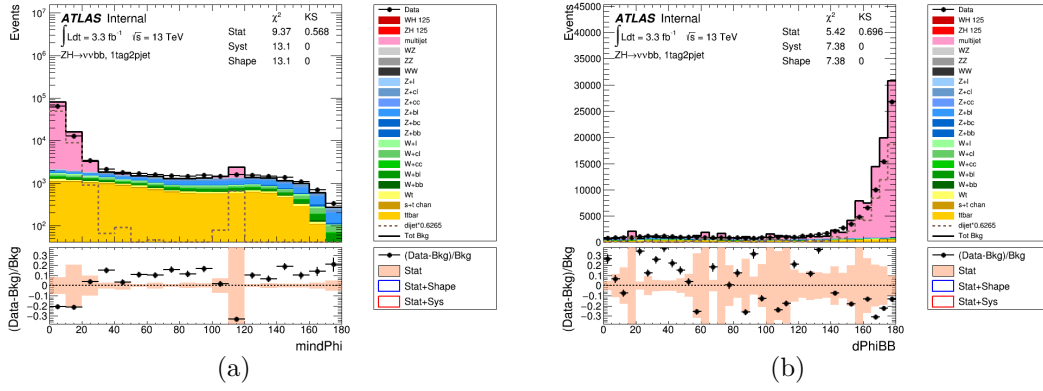


FIGURE 112 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après les coupures basiques pour des événements contenant 1 jet de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$

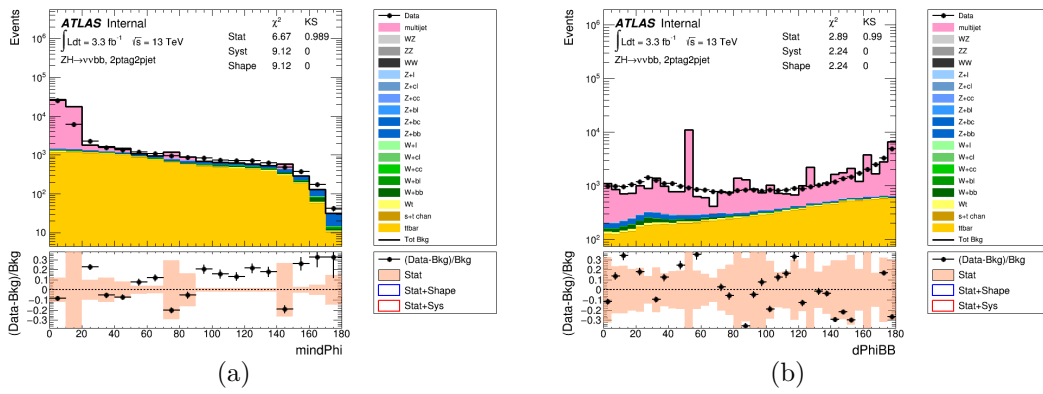


FIGURE 113 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après les coupures basiques pour des événements contenant 2 jets de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$

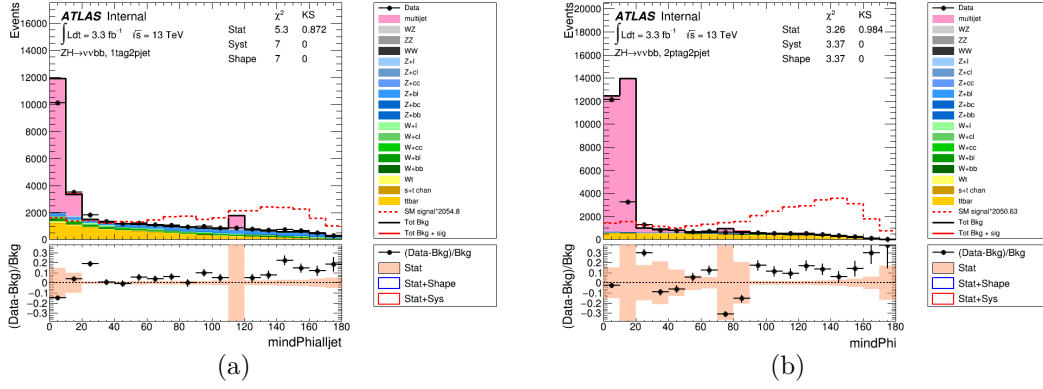


FIGURE 114 – Distributions de $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ après les coupures basiques et la coupure sur $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ pour les événements contenant (a) 1 jet de b (b) 2 jets de b

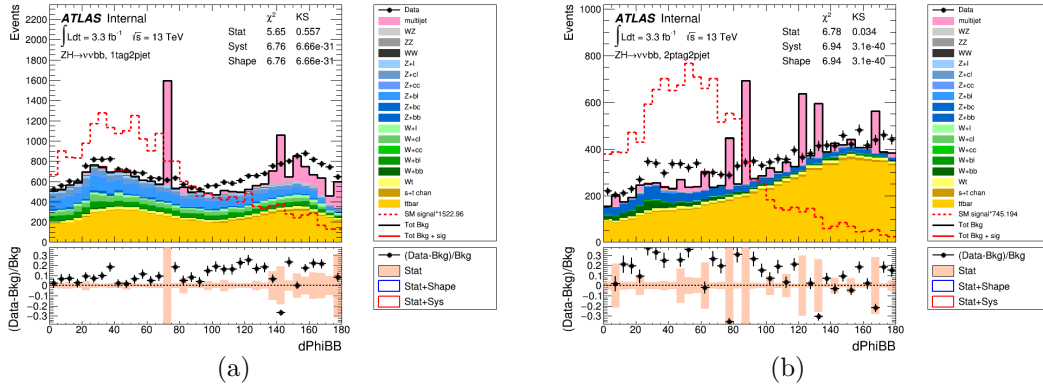


FIGURE 115 – Distributions de $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ après les coupures basiques et la coupure sur $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ pour les événements contenant (a) 1 jet de b (b) 2 jets de b

données et ils sont entachés d'une erreur statistique importante.

Les figures 116 et 117 montre que le Monte Carlo modélise mal les données dans les queues de distributions, à petit $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2})$ ou à grand $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$ où peu de signal est attendu. Les coupures 3 et 4 permettent de retirer des régions où l'accord entre les données et le Monte Carlo n'est pas bon comme les figures 116 et 117 le montrent.

Les figures 118 et 119 montrent les distributions des variables anti-QCD après les coupures basiques et les coupures anti-QCD pour les catégories 1 jet de b et 2 jets de b respectivement, l'accord entre les données et la simulation est bon y compris dans les régions proches des régions retirées par les coupures anti-QCD. Le nombre d'événements multijets restants ainsi que les objectifs à atteindre pour pouvoir négliger le bruit de fond multijet sont donnés dans les tables 31 et 32. Deux catégories sont problématiques. La première est celle des événements contenant 2 jets dont 1 jet de b. Dans cette catégorie, l'objectif n'est pas rempli à cause de la présence d'un événement de très grand poids dont la présence ne se vérifie pas dans les données. De plus, à cause de cet événement, l'incertitude sur la normalisation du bruit multijet est grande, l'objectif est donc considéré comme étant atteint. L'autre est celle contenant 4 jets ou plus dont 2 jets de b. Dans cette catégorie, le bruit de fond multijet ne peut pas être négligé par rapport au signal. Plusieurs coupures supplémentaires ont été envisagées, les deux plus prometteuses

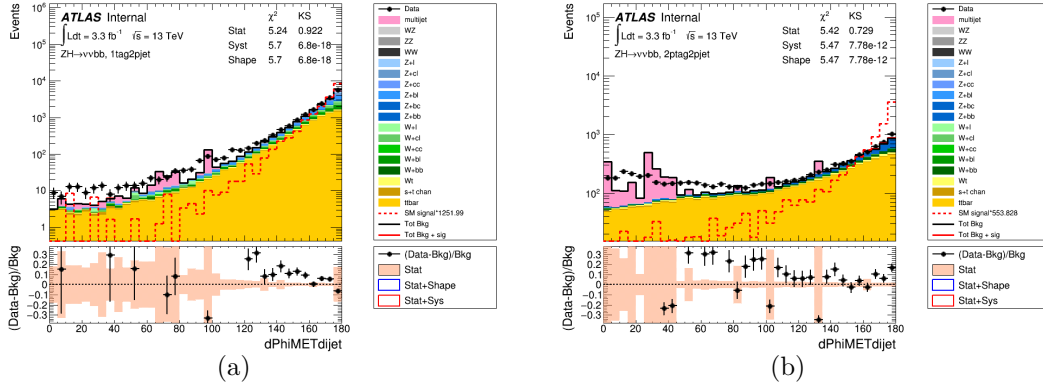


FIGURE 116 – Distributions de $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2})$ après les coupures basiques, la coupure sur $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ et $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ pour les événements contenant (a) 1 jet de b (b) 2 jets de b

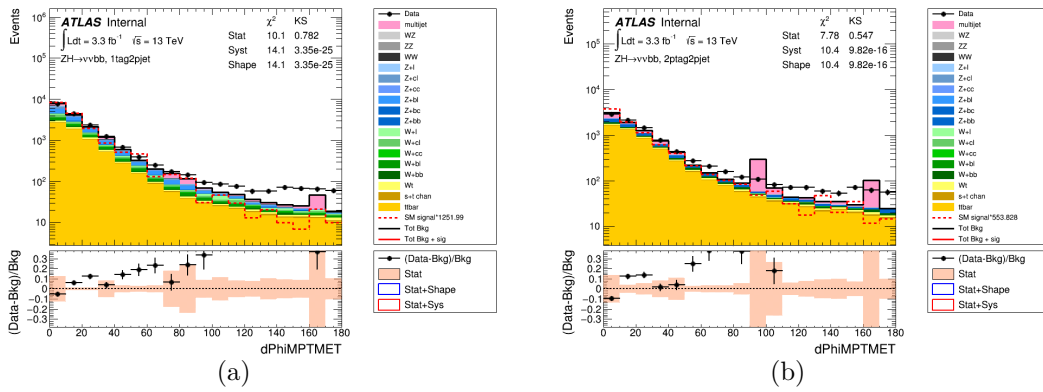


FIGURE 117 – Distributions de $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$ après les coupures basiques, la coupure sur $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ et $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ pour les événements contenant (a) 1 jet de b (b) 2 jets de b

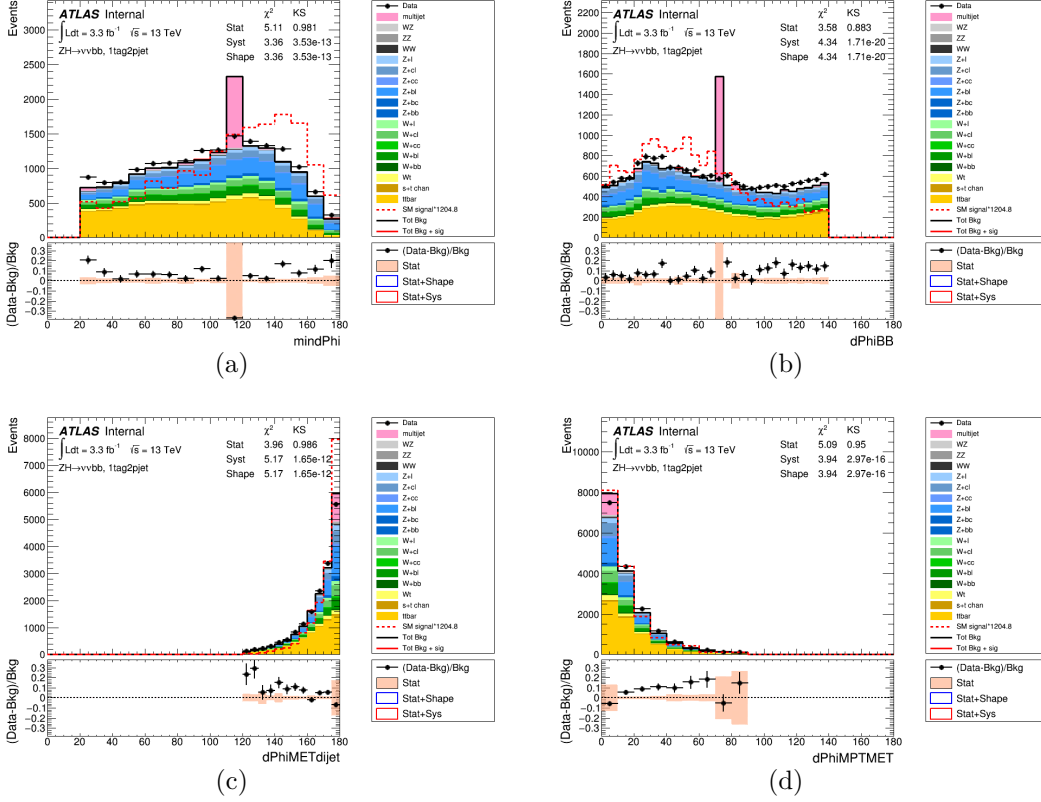


FIGURE 118 – Distribution des variables anti-QCD après les coupures basiques et les coupures anti-QCD pour un nombre inclusif de jets et pour les événements contenant 1 jet de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ (c) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2})$ (d) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$

sont montrées sur la figure 120 en plus de la coupure sur $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ qui peut être augmentée à 40° . Les deux variables considérées sont l'angle azimutale minimale entre la MET et tous les jet de l'événement et le rapport de la $\text{MET}_{\text{trace}}$ sur la MET. Une autre alternative est de demander que le jet de plus haute impulsion soit un jet de b . Comme il le sera justifié dans la section 7.8, la version finale de l'analyse ne considère pas de catégories en fonction du nombre de jets. Dans ces conditions, les objectifs sont considérés comme atteints, le bruit de fond multijet peut donc être négligé.

Veto sur les événements contenant un tau

Afin de réduire la contamination des événements $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$, les événements contenant

| Nombre de jets | Événements | Erreur | 1% de bdf |
|----------------|------------|---------|-----------|
| 2 jets | 1035.5 | 1035.5 | 21.03 |
| 3 jets | 25.09 | 13.4 | 33.2 |
| 4 jets ou plus | 174.05 | 56.04 | 98.29 |
| 2 jets ou plus | 1234.64 | 1037.18 | 152.52 |

TABLE 31 – Estimation du bruit de fond multijet pour les catégories contenant 1 jet de b

| Nombre de jets | Intervalle de masse complet | | | Fenêtre de masse | | |
|----------------|-----------------------------|--------|-----------|------------------|--------|---------------|
| | Événements | Erreur | 1% de bdf | Événements | Erreur | 10% du signal |
| 2 jets | 0 | - | 2.39 | 0 | - | 0.42 |
| 3 jets | 0 | - | 7.08 | 0 | - | 0.46 |
| 4 jets ou plus | 2.7 | 1.58 | 36.38 | 1.86 | 1.27 | 0.47 |
| 2 jets ou plus | 2.7 | 1.58 | 45.85 | 1.86 | 1.46 | 1.37 |

TABLE 32 – Estimation du bruit de fond multijet pour les catégories contenant 2 jets de b

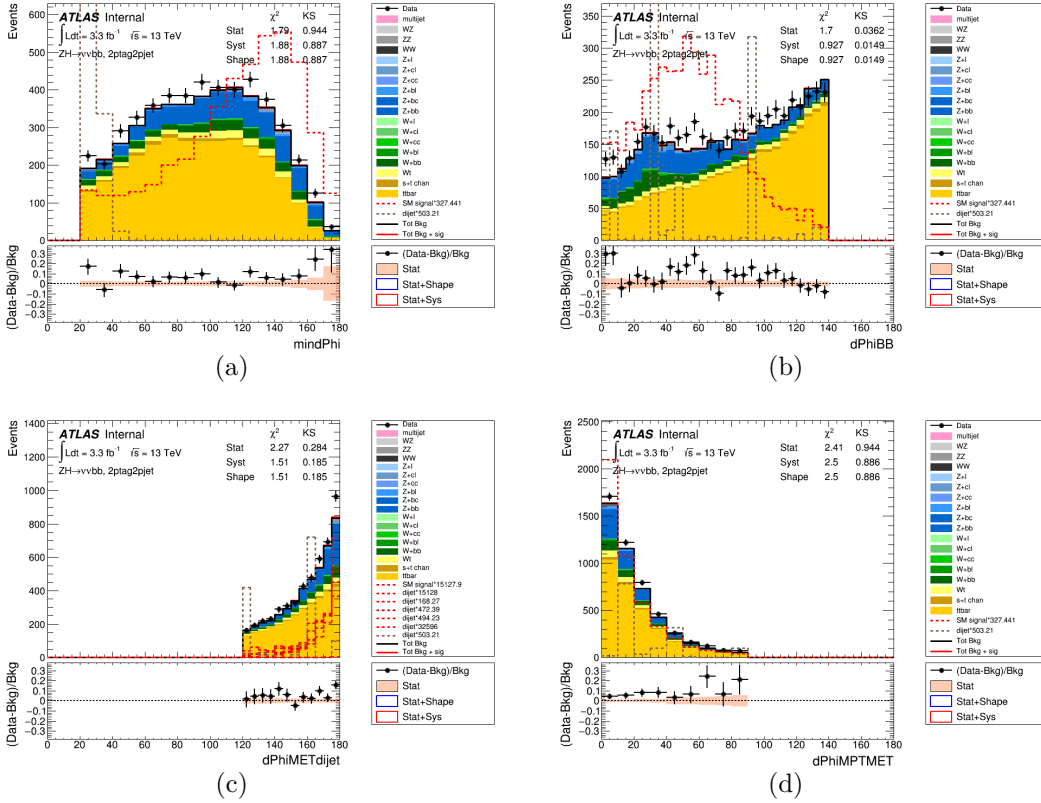


FIGURE 119 – Distribution des variables anti-QCD après les coupures basiques et les coupures anti-QCD pour un nombre inclusif de jets et pour les événements contenant 2 jets de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ (c) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2})$ (d) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$

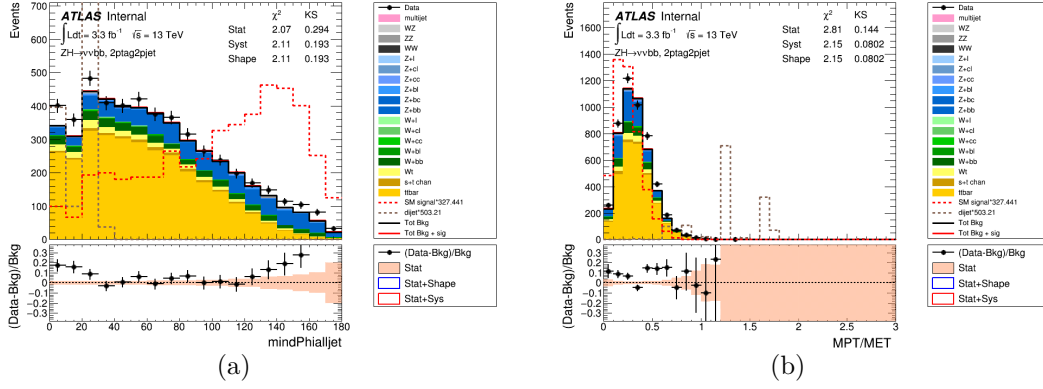


FIGURE 120 – Distributions de (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})]$ où tous les jets sont utilisés (b) $\text{MET}/\text{MET}_{\text{trace}}$ après les coupures basiques et anti-QCD pour les événements contenant 2 jets de b

| | |
|--|--|
| HLT_xe80 | $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] \geq 20^\circ$ |
| $\text{MET} \geq 120 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) \geq 120^\circ$ |
| $\text{MET}_{\text{trace}} \geq 30 \text{ GeV}$ | $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) \geq 90^\circ$ |
| $N(\text{Jets de signal}) \geq 2$ | $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) \geq 140^\circ$ |
| $p\text{TB1} \geq 45 \text{ GeV}$ | $110 \leq m_h \leq 150 \text{ GeV}$ |
| $\text{sumpt} \geq 120 \text{ GeV}$ (150 GeV pour 3 jet ou plus) | $\Delta\Phi(\text{MET}, h) \geq 90^\circ$ pour 2 jets dans les événements contenant 3 jets ou plus |

TABLE 33 – Coupures appliquées pour l'étude du veto sur les événements contenant des taus

un lepton tau se désintégrant en hadrons sont rejetés. Différentes options ont été envisagées qui dépendent de l'utilisation des taus dans la suppression du recouvrement des objets et de leur qualité medium ou loose :

- Les taus ne sont pas utilisés dans l'analyse : **SansTau**
- Les taus loose (medium) sont utilisés dans la suppression du recouvrement des objets mais aucun veto n'est appliqué : **Loose (Medium)**.
- Les taus loose (medium) sont utilisés dans la suppression du recouvrement des objets et les événements contenant des taus loose (medium) sont rejetés : **AvecVetoLoose (AvecVetoMedium)**.

Si les taus sont utilisés dans la suppression du recouvrement, le nombre de jets de l'événement peut changer modifiant ainsi la signification statistique. La table 33 résume les coupures utilisées lors de l'étude. Dans les catégories contenant 2 jets de b, la signification statistique est évaluée indépendamment pour les catégories contenant 2 jets, 3 jets et 4 jets ou plus en utilisant la formule 247. Ces significations statistiques sont ensuite combinées. La distribution de masse transverse est utilisée avec les divisions suivantes : 0 – 150 ; 150 – 720 avec des pas de 30 GeV ; 720 – 760 ; 760 – 800 ; 800 – 850 ; 850 – 900 ; 900 – 1020 ; 1020 – 3000. Ces divisions ont été obtenues en requérant que l'incertitude statistique soit inférieure à 30% dans chacun des intervalles. Ces divisions sont obtenues en partant d'un ensemble de divisions très fines, puis en partant de la droite en fusionnant les divisions jusqu'à obtenir une incertitude sur le bruit de fond inférieure à 30%.

La table 34 montre la signification statistique combinée pour les différentes options. Pour

| | Loose | Medium | AvecVetoLoose | AvecVetoMedium | SansTau |
|------------------|----------------|-----------|----------------|----------------|---------------|
| $m_A = 500$ GeV | 1.33 -0.004 | 1.34 0 | 1.42 0.06 1 | 1.43 0.066 | 1.42 0.059 |
| $m_A = 800$ GeV | 5.64 -0.002 | 5.65 0 | 5.88 0.041 | 5.9.1 0.046 | 5.86 0.038 |
| $m_A = 1000$ GeV | 8.15 -0.002 | 8.17 0 | 8.22 0.005 | 8.25 0.01 | 8.27 0.013 |
| $m_A = 1500$ GeV | 5.98 -0.002 | 5.99 0 | 6.62 0.0105 | 6.29 0.0491 | 6.3 0.051 |
| $m_A = 2000$ GeV | 3.18 -0.002 | 3.18 0 | 3.62 0.14 | 3.39 0.065 | 3.4 0.069 |

TABLE 34 – Signification statistiques combinées pour les catégories contenant 2 jets de b divisées en 2 jets, 3 jets et 4 jets ou plus pour les différents cas étudiés. Pour chaque masse la première ligne donne la signification statistique et la seconde ligne la différence relative par rapport au cas Medium.

| | $Z + \text{jets}$ | $W + \text{jets}$ | $t\bar{t}$ | $m_A = 500$ GeV | $m_A = 1$ TeV | $m_A = 1.5$ TeV |
|----------------|-------------------|-------------------|------------|-----------------|---------------|-----------------|
| SansTau | 127.9 | 14.1 | 335.5 | 13.4 | 27.1 | 14.0 |
| AvecVetoMedium | 123.1 | 14.0 | 305.1 | 13.3 | 26.9 | 13.9 |
| Rapport | 1.04 | 1.00 | 1.09 | 1.01 | 1.01 | 1.01 |

TABLE 35 – Influence sur les bruits de fond principaux du veto sur les taus medium

toutes les masses, la signification statistique est plus grande lorsque les événements contenant des taus sont rejetés, pour les hautes masse m_A un veto sur les taus loose est préféré alors que pour les basses masses m_A , un veto sur les taus medium est préféré. Le régime résolu étant sensible à basse masse, un veto sur les taus medium a donc été choisi.

La table 35 montre la composition du bruit de fond pour deux cas : AvecVetoMedium et SansTau. L'amélioration apportée par le veto est permise grâce à la diminution du bruit de fond $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ alors qu'aucun événement de signal n'est retiré.

Coupeure additionnelle

Une étude supplémentaire a été réalisée qui concerne l'ajout éventuel d'une coupeure additionnelle permettant d'améliorer la sensibilité de l'analyse. La signification statistique est calculée de la même manière que dans l'étude précédente sur l'intérêt d'un veto sur les taus hadroniques.

Les variables étudiées sont : l'énergie transverse manquante, la somme de l'impulsion transverse, pTB1, pTB2, les variables anti-QCD, la différence en pseudo-rapacité ou l'angle ΔR entre les deux jets sélectionnés. Pour cet ensemble de variables, la coupeure optimale est déterminée pour chaque catégorie de jets afin d'évaluer les variables apportant une amélioration non négligeable (de l'ordre de 5%) de la signification statistique. Les variables apportant la meilleure amélioration sont pTB2, l'impulsion transverse du second jet de b de plus haute impulsion et dRBB, l'angle entre les deux jets de b.

Comme la coupeure optimale dépend de m_A , une coupeure en fonction de la masse transverse a été déterminée. Pour chaque intervalle de masse transverse : 0 – 300 ; 300 – 330 ; 330 – 390 ;

| Intervalle de masse transverse [GeV] | Coupure sur pTB2 |
|--------------------------------------|------------------|
| [0,300] | 25 |
| [300,330] | 55 |
| [330,390] | 45 |
| [390,450] | 40 |
| [450,510] | 35 |
| [510,570] | 30 |
| [570,630] | 25 |
| [630,3000] | 20 |

TABLE 36 – Coupures optimales sur pTB2 pour chaque intervalle de masse transverse

390 – 450 ; 450 – 510 ; 510 – 570 ; 570 – 630 ; 630 – 3000, la coupure optimale sur pTB2 a été déterminée en incluant tous les échantillons de signal, le résultat est montré par la table 36. Dans l'intervalle [330;630], la coupure optimale a été ajustée par une droite. La coupure finale est :

$$pTB2 > \begin{cases} 75 - 0.083 * m_{VH} \text{ [GeV]} & \text{si } 300 \text{ GeV} < m_{VH} < 630 \text{ GeV} \\ \text{sinon } 20 \text{ GeV} & \end{cases} \quad (250)$$

L'amélioration apportée par cette coupure pour chaque point de masse est montrée sur la figure 121a. Finalement, il a été vérifié que parmi les variables restantes, aucune n'apporte une amélioration de la signification statistique.

L'effet de la coupure a été évalué en utilisant le modèle d'ajustement décrit dans les tables 28 et 29 dans le paragraphe 7.5.2. Pour construire la fonction de vraisemblance, les catégories 1 tag et 2 tags sont utilisées. De plus les événements sont classés en fonction du nombre de jets en trois catégories : 2 + 3 jets, 4 jets et 5 jets ou plus. Ils sont également classés en fonction de la masse du système de deux jets : dans la région de signal ou dans les bandes latérales, par exemple $110 < m_h < 140$ et $[m_h < 110 \text{ ou } m_h > 140]$. Le résultat est montré par la figure 121b, la limite sur la section efficace de $A \rightarrow Zh$ est meilleure dans l'intervalle [400,800] GeV. Pour les plus hautes masses, la coupure n'a aucun effet. Pour des masses inférieures à 400 GeV, la coupure dégrade la signification statistique de 5% mais pour cette gamme de masse, le canal 2 leptons est plus sensible. La combinaison avec le canal 2 leptons a montré que l'amélioration apportée par cette coupure est faible (<5%), Il a été décidé de ne pas l'inclure dans l'analyse.

7.5.4 Sélection spécifique au canal 2 leptons

Le canal a été optimisé indépendamment par d'autres études, un résumé des coupures choisies est présentées dans cette section. Les événements sélectionnés doivent contenir exactement deux leptons de même saveur dont un lepton ZH-signal et un lepton VH-loose. Dans le cas où les leptons sont des muons, ils doivent également être de charge opposée. Ce critère n'est pas appliqué aux électrons à cause du taux élevé de mauvaise identification . La masse de la paire de leptons doit être compatible avec celle du boson Z : $70 < m(ee, \mu\mu) < 110$ GeV, ce critère permet de supprimer le bruit de fond $t\bar{t}$ et le bruit de fond multijet. Pour supprimer le bruit de fond $t\bar{t}$, les événements doivent également avoir $METHT < 3.5\text{GeV}^{1/2}$

De plus, dans le canal 2 leptons, une région de contrôle permettant de contraindre le bruit de fond $t\bar{t}$ est définie en demandant deux leptons de saveurs différentes. Le critère sur la masse

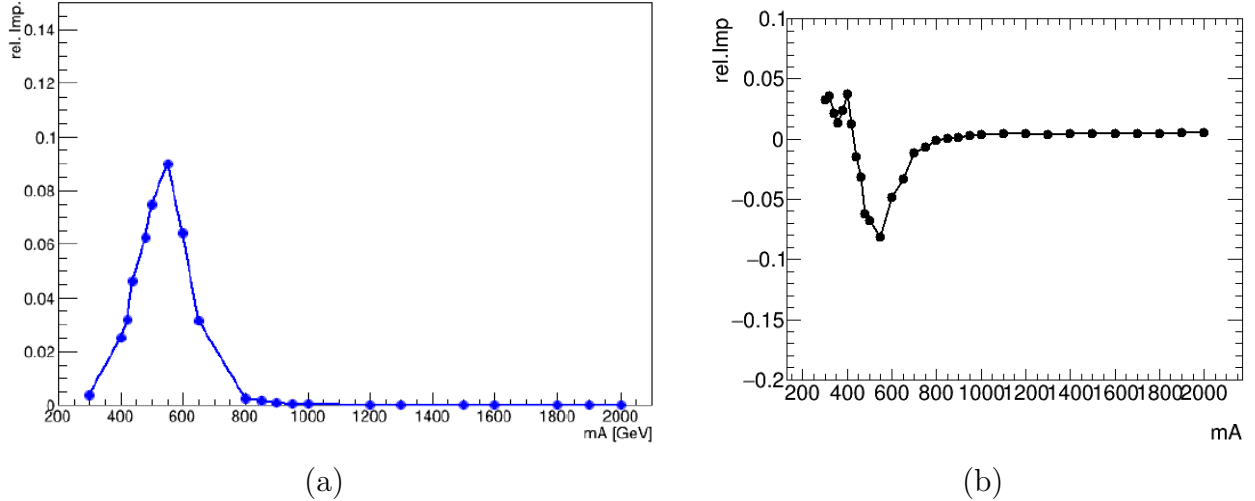


FIGURE 121 – (a) Amélioration de la signification statistique lorsque la coupure en p_{TB2} est appliquée (b) Amélioration de la limite lorsque la coupure en p_{TB2} est appliquée, les limites les plus basses sont plus contraintes.

du système de leptons est modifié : $m(e\mu) > 40$ GeV et les critères sur METHT et la masse du système de deux jets sont retirés. Cette région de contrôle est qualifiée de région top $e\mu$.

7.5.5 Distributions avant l'ajustement

Cette partie montre la distribution de la variables discriminante pour les différentes catégories dans les deux canaux étudiés. La figure 127 montre le bruit de fond dominant dans le canal 0 lepton pour l'analyse résolue est le bruit de fond $t\bar{t}$. Dans la catégorie contenant 1 jet de b, la production du boson Z en association avec des jets de c contribue de manière non négligeable au bruit de fond. La figure 123 montre que le bruit de fond majoritaire dans la catégorie contenant 1 jet de b pour le canal 2 leptons dans l'analyse résolue est la production en association d'un boson Z avec des jets de c. Dans la catégorie contenant 2 jets de b, les bruit de fond dominant sont le bruit $t\bar{t}$ ainsi que la production d'un boson Z en association avec des jets de b. La figure 124 montre que la région top $e\mu$ est dominé par le bruit de fond $t\bar{t}$, dans l'ajustement cette catégorie permettra de contraindre la normalisation de ce bruit de fond.

7.6 Régime fusionné : sélection des événements

Dans cette section, la sélection des événements est présentée pour les deux canaux. Une coupure sur le nombre de leptons permet de définir les canaux 0 lepton ou 2 leptons. Le canal 0 lepton rejette tous les événements possédant au moins un lepton VH-loose alors que le canal 2 leptons requiert la présence de deux leptons VH-loose comme dans le régime résolu.

7.6.1 Sélection commune aux canaux 0 lepton et 2 leptons

Dans le régime fusionné, l'événement doit posséder un gros jet avec deux jets de trace associés vérifiant $p_T < 250$ GeV et $|\eta| < 2$, celui de plus grande impulsion est sélectionné pour reconstruire le boson de Higgs. La décomposition du bruit de fond Z et W + jets est définie de la même manière que pour les jets standards. Néanmoins, la saveur des deux jets de trace de

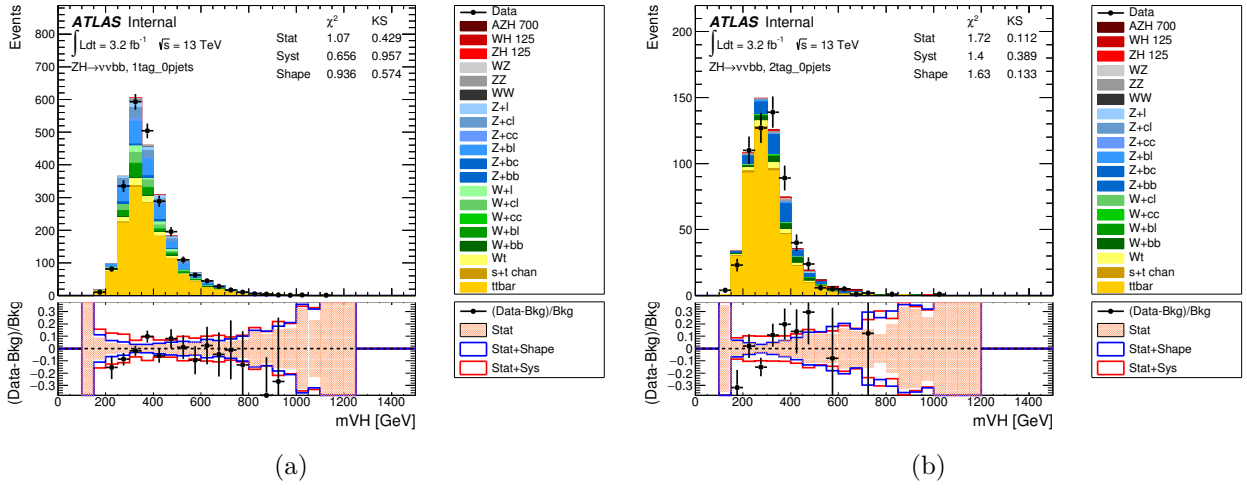


FIGURE 122 – Distribution avant l’ajustement de la masse transverse pour les catégories avec (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b dans le régime résolu pour le canal 0 lepton. Les bruits de fond sont normalisés aux sections efficaces théoriques. Le signal est normalisé à une section arbitraire : $\sigma(A \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 90 \text{ fb}$

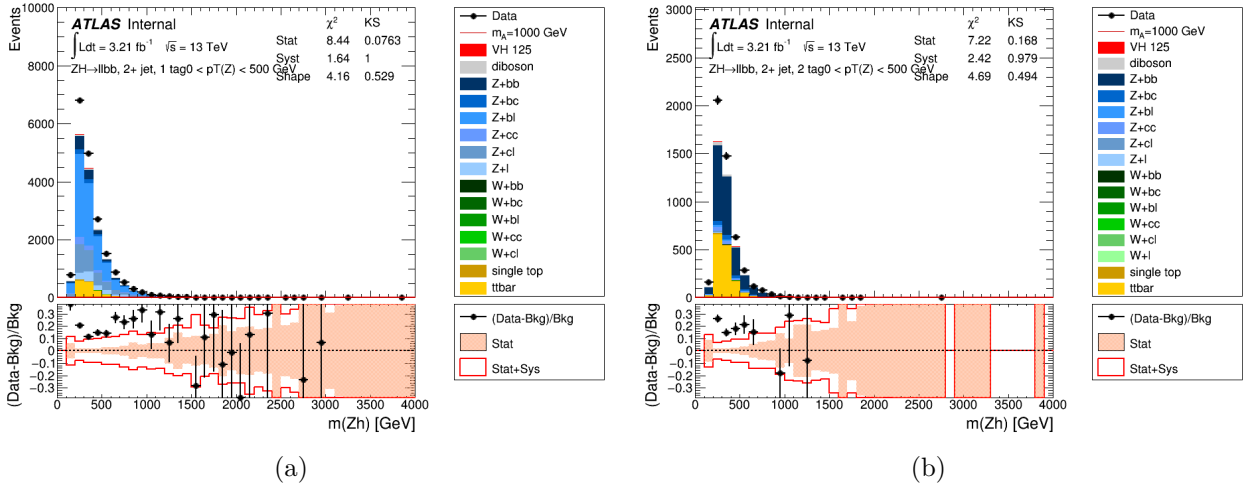


FIGURE 123 – Distribution avant l’ajustement de la masse du système 2 leptons + 2 jets pour les catégories avec (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b dans le régime résolu pour le canal 2 leptons. Les bruits de fond sont normalisés aux sections efficaces théoriques. Le signal est normalisé à une section arbitraire : $\sigma(A \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 90 \text{ fb}$. Le mauvais accord entre les données et la simulation est due à une mauvaise modélisation du générateur Sherpa 2.1 mais la normalisation de la production du boson Z en association avec des jets de saveur lourde est laissé libre dans l’ajustement ce qui permet de tenir compte de cette mauvaise modélisation.

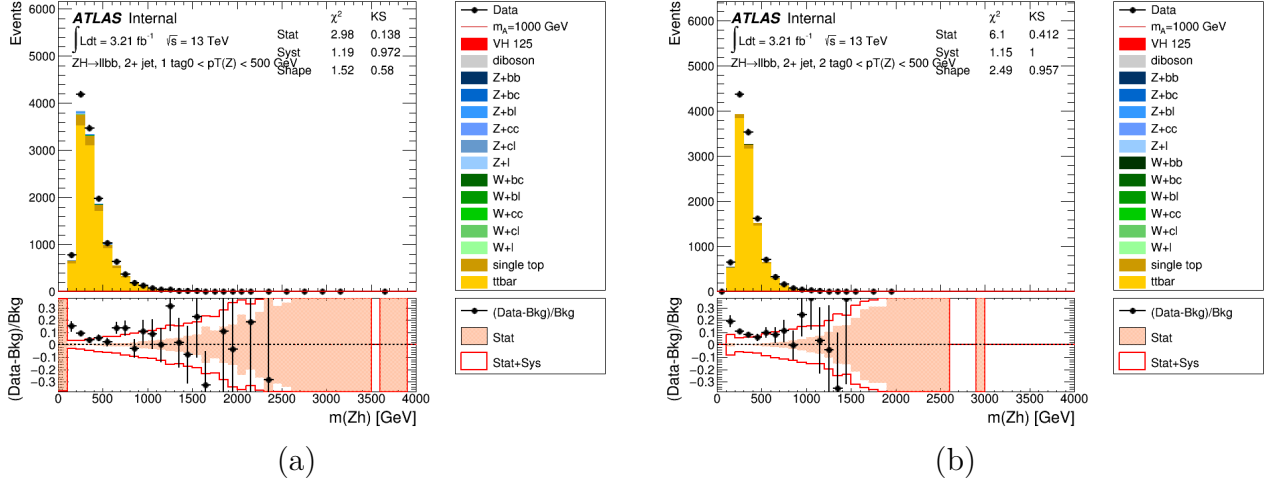


FIGURE 124 – Distribution avant l’ajustement de la masse du système 2 leptons + 2 jets pour les catégories avec (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b dans le régime résolu pour le canal 2 leptons pour la région top emu. Les bruits de fond sont normalisés aux sections efficaces théoriques.

plus haute impulsion transverse associés au gros jet sélectionné est utilisée pour la classification de ces événements.

L’algorithme d’identification des jets nommé MV2c20 pour un point de fonctionnement à 70% est utilisé sur tous les jets de trace. Les événements sont classés en fonction du nombre de jets de trace associés au gros jet sélectionné et b-taggués.

La correction relative aux jets de b muon-in-jet est appliquée uniquement pour les calculs de la masse du système de deux jets et de la variable discriminante qui seront présentés ultérieurement.

Un événement se trouve dans la région de signal si la masse invariante du gros jet sélectionné appartient à l’intervalle [75,145] GeV. Une résolution en masse moins bonne explique un intervalle plus grand par rapport au régime résolu. La fenêtre de masse a une efficacité sur le signal de 90 % [23].

Dans le canal 0 lepton, la masse transverse du boson A est également utilisée comme variable discriminante finale. Elle est donnée par la formule 249 avec \vec{p}_T^h l’impulsion transverse du gros jet sélectionné et E_T^h sa norme. A la différence du régime résolu, aucun facteur multiplicatif est appliqué au gros jet car aucune amélioration de la résolution n’a été constatée. Dans le canal 2 lepton, la masse invariante du système {deux leptons, gros jet} est utilisée comme variable discriminante. Afin d’améliorer la résolution, le facteur $91 \text{ GeV}/m(\mu\mu)$ est appliqué au quadrivecteur des leptons dans la région du signal. A la différence du régime résolu, aucun facteur multiplicatif n’est appliqué au gros jet car aucune amélioration de la résolution n’a été constatée.

7.6.2 Sélection spécifique au canal 0 lepton

Comme dans le cas du régime résolu, il a été montré que rejeter les événements contenant des taus medium permet de rejeter des événements $W + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. Un veto sur les événements contenant des taus est donc appliqué. Afin de réduire le bruit de fond non collisionnel, l’énergie transverse calculée à partir des traces doit être supérieure à 30 GeV comme dans le régime résolu.

| Région | Evénements multijets | 1% du bruit de fond |
|---|----------------------|---------------------|
| 1 gros jet ou plus / 1 jet de trace de b | 3.3 | 2.8 |
| 1 gros jet ou plus / 2 jets de trace de b | 0.4 | 0.2 |

TABLE 37 – Estimation du bruit de fond multijet

| Région | Evénements multijets | Objectif |
|---|----------------------|----------|
| 1 gros jet ou plus / 1 jet de trace de b | 0.11 | 0.085 |
| 1 gros jet ou plus / 2 jets de trace de b | 0.008 | 0.007 |

TABLE 38 – Estimation du bruit de fond multijet dans le régime fusionné

Réjection du bruit de fond multijet

L'origine du bruit de fond multijet est la même pour le régime résolu, les coupures pour le rejeter sont donc très similaires :

- 1- $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] > 20^\circ$
- 2- $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{gros jet}) > 120^\circ$
- 3- $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) < 90^\circ$

où "jet" désigne l'ensemble des jets de signal et avants présents dans l'événement. Bien que les gros jets soient utilisés pour reconstruire le boson de Higgs, les jets de petit rayon sont utilisés pour la réjection du bruit de fond multijet. Il a également été vérifié qu'après ces coupures le bruit de fond multijet est négligeable. Le point de départ de l'étude est l'ensemble de coupures suivant :

- Au moins un gros jet tel que $p_T > 200$ GeV et $|\eta| < 2$
- HLT_xe80 déclenché
- MET > 150 GeV
- MET_{trace} > 30 GeV

La figure 125 montre la distribution des trois variables anti-QCD. Pour les variables montrées, les distributions du signal et du bruit de fond électrofaible et $t\bar{t}$ sont très similaires, la coupure 1 retire donc la majorité du bruit de fond multijet sans rejeter le signal. Pour négliger le bruit de fond multijet, un nombre maximal d'événements autorisés est calculé à partir du bruit de fond électrofaible et $t\bar{t}$. Le second objectif calculé à partir du signal n'est pas considéré dans cet étude car la faible résolution sur la masse transverse implique une distribution avec peu de division. Ainsi s'il reste du bruit de fond multijet il pourra être absorbé par les facteurs d'échelle des autres bruits de fond. La table 37 montre que le bruit de fond multijet représente 2% du bruit de fond électrofaible.

La coupure $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})]$ permet de retirer la majorité du bruit de fond multijet. Toutefois, la figure 126 révèle qu'après la coupure 1, un désaccord entre les données et le Monte Carlo persiste. Les coupures 2 et 3 sont donc appliquées.

Cette optimisation a été réalisée pour l'analyse recherchant une résonance se désintégrant en boson W ou Z et en boson de Higgs avec des gros jets pour l'ensemble de l'intervalle de MET. Dans le régime fusionné, une coupure sur la MET à 500 GeV est ajoutée, dans ce cas l'estimation du bruit de fond multijet ainsi que les objectifs sont donnés dans la table 38. La coupure sur la MET ne change pas les conclusions.

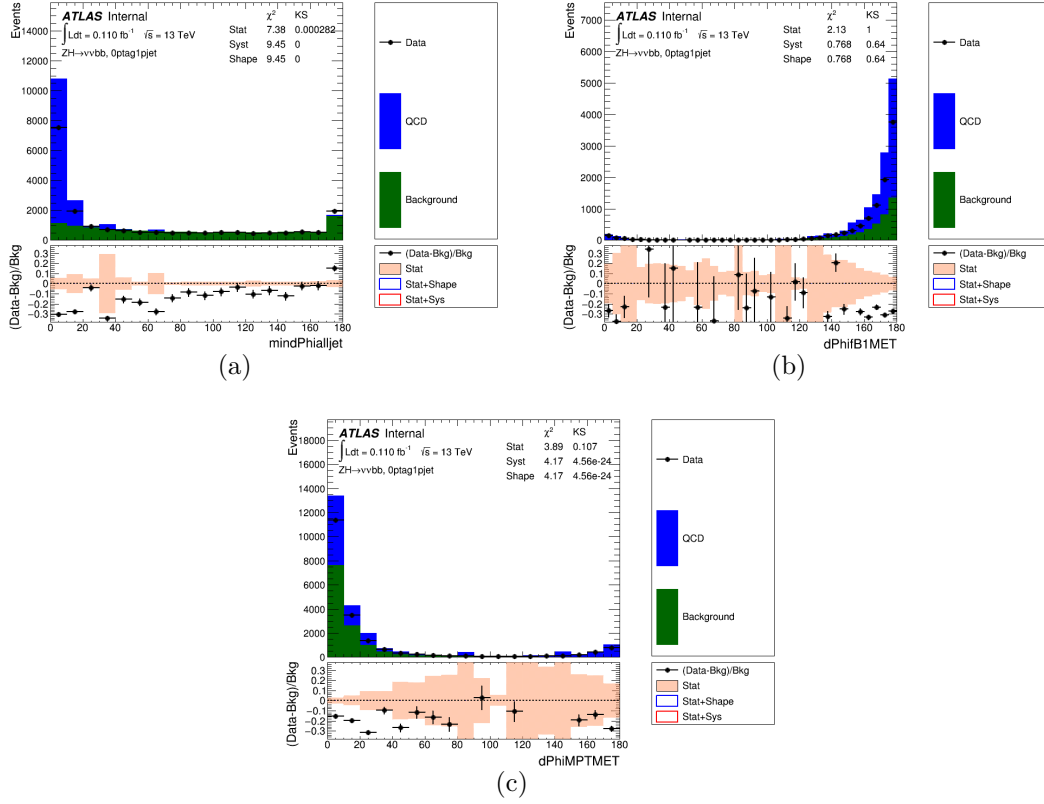


FIGURE 125 – Distribution des variables anti-QCD au début de l'étude pour un nombre inclusif de jets et pour les événements contenant 2 jets de b : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{gros jet})$ (c) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$

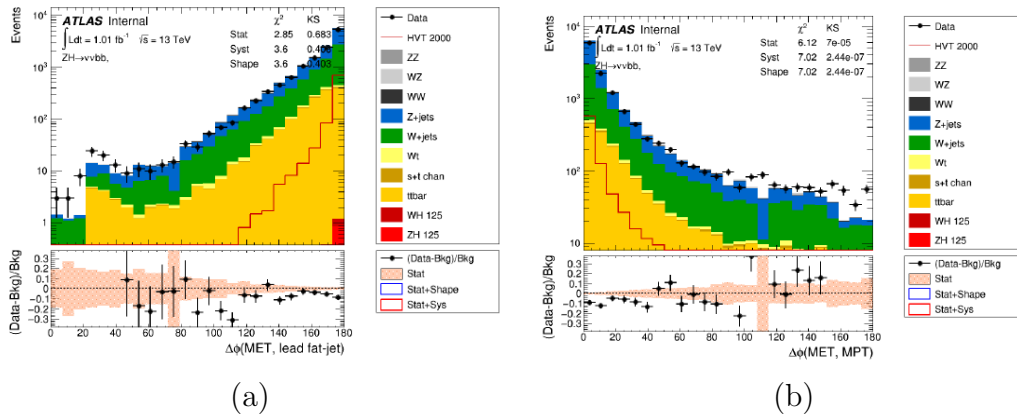


FIGURE 126 – Distribution de (a) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{gros jet})$ (b) $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}})$ après les coupures basiques et $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jets})] > 20^\circ$.

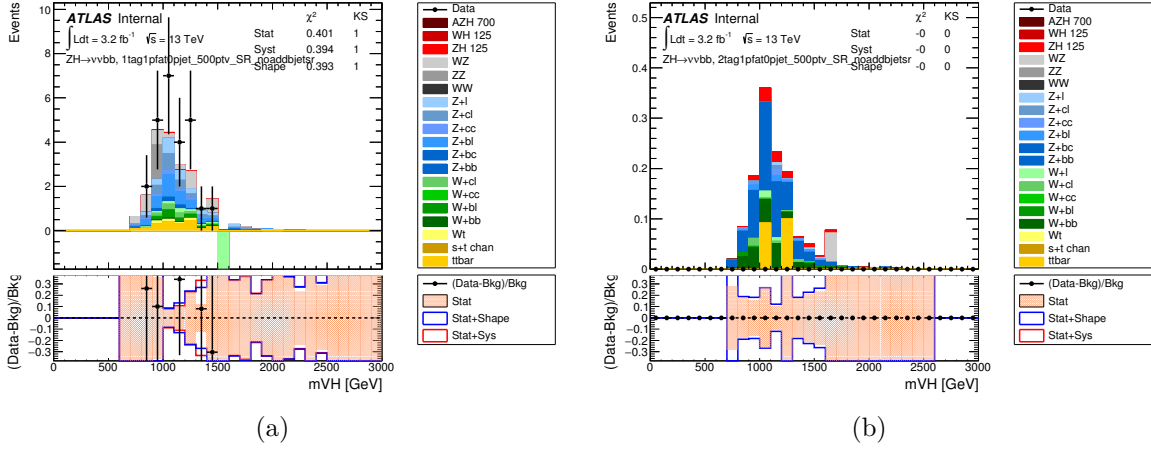


FIGURE 127 – Distribution avant l’ajustement de la masse transverse pour les catégories avec (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b dans le régime fusionné pour le canal 0 lepton. Les bruits de fond sont normalisés aux sections efficaces théoriques. Le signal est normalisé à une section arbitraire : $\sigma(A \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 90 \text{ fb}$

7.6.3 Sélection spécifique au canal 2 leptons

Les événements sélectionnés doivent contenir exactement deux leptons ZH-signal de même saveur. Dans le cas où les leptons sont des muons, ils doivent également être de charge opposée.

Par rapport au régime résolu, la fenêtre de masse du système de deux muons est plus large : $55 < m(\mu\mu) < 125 \text{ GeV}$ à cause d’une dégradation de la résolution sur l’impulsion transverse des traces à haute impulsion transverse car l’analyse boostée est sensible à de grandes masses de boson A ce qui implique un boson Z boosté. Pour les électrons, la fenêtre de masse n’est pas changée : $70 < m(ee) < 110 \text{ GeV}$.

7.6.4 Distributions avant l’ajustement

Cette partie montre la distribution de la variables discriminante pour les différentes catégories dans les deux canaux étudiés. Les figures 127 et 128 montrent que la statistique dans le régime fusionné est beaucoup plus faible que dans le régime résolu pour le canal 0 lepton et 2 leptons respectivement. Dans les deux canaux, le bruit de fond dominant est la production d’un boson Z en association avec des jets de saveur lourde (b ou c).

7.7 Récapitulatif de la sélection des événements

Les tables 39 et 40 résument la sélection des événements dans les différents régimes et canaux.

7.8 Traitement statistique

Cette partie présente le modèle utilisé pour dériver les résultats finaux. Les résultats sont également présentés ainsi que leur interprétation dans le cadre des modèles à deux doublets de Higgs. Le résultat final est obtenu à partir d’un ajustement en combinant les deux canaux qui permet de déterminer les facteurs d’échelle des différents bruits de fond par l’ajustement

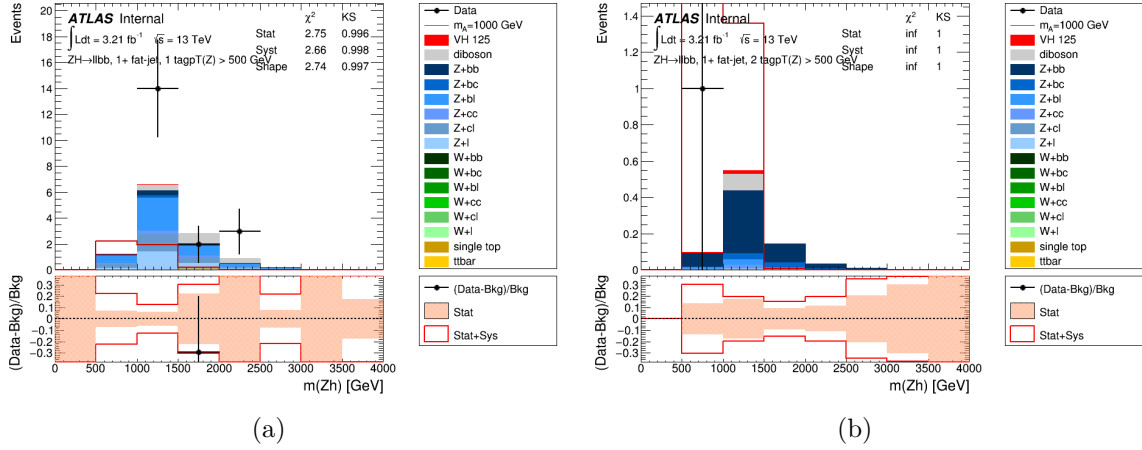


FIGURE 128 – Distribution avant l’ajustement de la masse du système 2 leptons + 2 jets pour les catégories avec (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b dans le régime fusionné pour le canal 2 leptons. Les bruits de fond sont normalisés au sections efficaces théoriques. Le signal est normalisé à une section arbitraire : $\sigma(A \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 90$ fb. Le mauvais accord entre les données et la simulation est due à une mauvaise modélisation du générateur Sherpa 2.1 mais la normalisation de la production du boson Z en association avec des jets de saveur lourde est laissé libre dans l’ajustement ce qui permet de tenir compte de cette mauvaise modélisation.

| Variable | résolu 0-lepton | fusionné 0-lepton |
|--|---|--|
| Trigger | HLT_xe70 | |
| 0 lepton | veto les électrons et muons VH-loose veto les taus | |
| MET | 150 < MET < 500 GeV | > 500 GeV |
| MET _{trace} | > 30 GeV | |
| sumpt | > 120 (2 jets) ou 150 GeV (au moins 3 jets) | - |
| Jets | ≥ 2 jets de signal | ≥ 1 gros jet |
| Jets de b | 1 ou 2 jets de b | ≥ 1 jet de trace de b associé au gros jet sélectionné |
| Jet de b de plus haute impulsion p_T | > 45 GeV | - |
| m_h | 110 GeV < m_h < 140 GeV | 75 GeV < m_h < 145 GeV |
| $ \min\Delta\phi(\text{MET}, \text{jet}) $ | > 20° | |
| $ \Delta\phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) $ ou $ \Delta\phi(\text{MET}, \text{gros jet}) $ | > 120° | |
| $ \Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) $ | < 140° | - |
| $ \Delta\phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) $ | < 90° | |

TABLE 39 – Résumé de la sélection pour le canal 0-lepton dans le régime résolu et fusionné.

| Selection | résolu 2-leptons | fusionné 2-leptons |
|---|--|---|
| Trigger | Système de déclenchement un lepton non échantillonné | |
| 2 lepton | 1 VH loose+1 ZH signal | 2 ZH signal |
| | même saveur (ee ou $\mu\mu$) | |
| | Leptons de charge opposée dans les événements à deux muons | |
| $p_{T,Z}$ | $p_{T,Z} < 500$ GeV | $p_{T,Z} > 500$ GeV |
| m_{ll} | $70 \text{ GeV} < m_{ll} < 110$ GeV | 55 (70) GeV $< m_{\mu\mu(ee)} < 125$ (110) GeV |
| MET | $\text{METHT} < 3.5 \sqrt{\text{GeV}}$ | - |
| Jets | ≥ 2 signal jets | ≥ 1 fat jet |
| Jets de b | 1 ou 2 jets de b | ≥ 1 jet de trace de b associé au gros jet sélectionné |
| Jet de b de plus haute impulsion p_T | > 45 GeV | - |
| m_h | $110 \text{ GeV} < m_h < 140$ GeV | $75 \text{ GeV} < m_h < 145$ GeV |

TABLE 40 – Résumé de la sélection pour le canal 2-leptons dans le régime résolu et fusionné.

d'une fonction de vraisemblance dont la construction a été présentée dans la partie 4. Dans cet ajustement les paramètres de nuisance sont laissés libre (profiling). L'ajustement est réalisé sur les variables discriminantes présentées dans les parties précédentes.

7.8.1 Modèle de l'ajustement

Les processus considérés dans l'ajustement sont les suivants :

- Signal : $A \rightarrow Zh$
- Bruit de fond : Z/W + jets avec la décomposition présentée dans la section 7.5
- Bruit de fond : paire de quarks top : $t\bar{t}$
- Bruit de fond : top seul : canal $s/t/Wt$
- Bruit de fond : paire de bosons : WW, WZ, ZZ
- Bruit de fond : $Vh \rightarrow b\bar{b}$

Le signal peuvent être produits par fusion de gluons ou en association avec une paire de quarks b. L'ajustement est réalisé simultanément sur les canaux 0 et 2 leptons pour les régimes résolus et fusionnés. Les régions de signal contenant 1 ou 2 jets de b sont utilisées, les catégories contenant 1 jet de b permettant de contraindre les différentes composantes des bruits de fond Z/W + jets et apportant un peu de sensibilité additionnelle. La région de contrôle top $e\mu$ et les bandes latérales de la distribution de m_h permettent également de contraindre les bruits de fond. Seules les bandes latérales et la région top $e\mu$ dans le régime résolu sont incluses dans l'ajustement car le nombre d'événements qu'elles contiennent dans le régime fusionné est trop faible pour influencer l'ajustement. La figure 129 résume les différentes régions incluses dans l'ajustement.

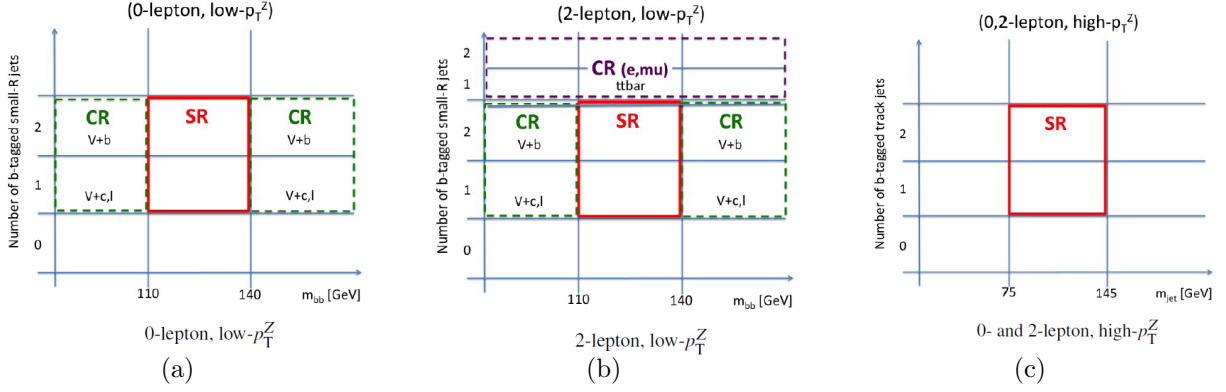


FIGURE 129 – Régions incluses dans l’ajustement pour (a) le canal 0 lepton dans le régime résolu, (b) le canal 2 leptons dans le régime résolu et (c) le régime fusionné

Dans le canal 0 lepton, les divisions de m_{Vh} ont une largeur de 100 GeV entre 200 GeV et 1 TeV dans le régime résolu et une largeur de 500 GeV entre 500 GeV et 2 TeV dans le régime fusionné. Les divisions sont choisies en fonction de la résolution sur la masse transverse qui est meilleure dans le régime résolu et du nombre d’événements attendu plus grand dans le régime résolu. Des divisions plus fines peuvent donc être utilisée pour le régime résolu. Pour le canal 2 leptons, les divisions de taille variable reflètent le changement de bruit de fond et de résolution sur la masse invariante du boson A, elles sont résumées dans la table 41.

| Intervalle de m_{Vh} [GeV] | Largeur des division [GeV] |
|------------------------------|----------------------------|
| 200-560 | 10 |
| 560-840 | 20 |
| 840-1000 | 40 |

TABLE 41 – Largeur des divisions dans la distribution de m_{Vh} pour le canal 2 leptons.

Incertitude sur la statistique du Monte Carlo

Il existe une incertitude liée à la taille finie des échantillons Monte Carlo utilisés. Des paramètres de nuisance sont inclus dans l’ajustement pour en tenir compte à l’aide de mesures auxiliaires poissoniennes. En particulier, un paramètre de nuisance est associé à chaque division de masse transverse pour laquelle l’incertitude statistique est supérieure à 5%.

Incertitude sur la modélisation

La table 42 montre les incertitudes liées à la normalisation du bruit de fond et du signal incluses dans le modèle d’ajustement. Ces incertitudes sont liées à celles sur la normalisation absolue des bruits de fond mais également à la composition relative d’un bruit de fond entre différentes catégories. Les valeurs utilisées par les mesures auxiliaires sont obtenues par comparaison de Monte Carlo. Les paramètres de nuisance contenant dans leur nom **ResMergedRatio** caractérisent l’incertitude relative sur l’acceptance entre les catégories résolues et fusionnées, ceux contenant **LepRatio** caractérisent l’incertitude relative sur l’acceptance entre les canaux 0

| Nom du paramètre | Bruit de fond | Catégories | Valeur |
|---------------------------------------|----------------------------|-------------------------------|-------------|
| Bruits de fond relatifs au top | | | |
| SysstopsNorm | single-top : canal s | Toutes | 4% |
| SysstoptNorm | single-top : canal t | Toutes | 4% |
| SysstopWtNorm | single-top : canal Wt | Toutes | 7% |
| norm_ttbar_L[0-2] | $t\bar{t}$ | [0-2] leptons | Libre |
| ttbar_ResMergedRatio_L[0-2] | $t\bar{t}$ | Régime fusionné [0-2] leptons | 30 % |
| ttbar_mbbCatRatio_L[0-2] | $t\bar{t}$ | Région de signal | [12-9]% |
| ttbar_topemuRatio_L2 | $t\bar{t}$ | Région de contrôle top $e\mu$ | 2.5 % |
| Bruit de fond Z + jets | | | |
| norm_Zbb | Z + h.f | Toutes | Libre |
| norm_Zcbl | Zcl + Zbl | Toutes | Libre |
| SysZclZblRatio | Zcl | Toutes | 13% |
| SysZlNorm | Zl | Toutes | 26% |
| Z[bb-clbl-1]_ResMergedRatio | [Z + h.f - Zcl + Zbl - Zl] | Régime fusionné | [10-20-30]% |
| Z[bb-clbl-1]_LepRatio | [Z + h.f - Zcl + Zbl - Zl] | 0 lepton | [17-12-9]% |
| Bruit de fond W + jets | | | |
| SysNorm_Wbb | W + h.f | Toutes | 30% |
| SysWclNorm | Wcl | Toutes | 20% |
| SysWlNorm | Wl | Toutes | 10% |
| W[bb-cl-1]_ResMergedRatio | [W + h.f - Wcl - Wl] | Régime fusionné | [11-24-33]% |
| Production non résonnante | | | |
| HiggsNorm | Vh modèle standard | Toutes | 50% |
| Signal | | | |
| AZhTheory | Signal | Toutes | 2-8% |
| μ | Signal | Toutes | Libre |

TABLE 42 – Modèle utilisé pour construire la fonction de vraisemblance. La notation `norm_ttbar_L[0-2]` est une notation abrégée pour `norm_ttbar_L0` s’appliquant sur les catégories 0 lepton et `norm_ttbar_L2` s’appliquant sur les catégories 2 leptons. Libre signifie qu’aucune mesure auxiliaire n’est appliquée. $W + \text{h.f} = \{Wbb, Wbl, Wcc, Wbc\}$ et $Z + \text{h.f} = \{Zbb, Zcc, Zbc\}$

et 2 leptons et ceux contenant `mbbCatRatio` caractérisent l’incertitude relative sur l’acceptance entre la région de signal et les bandes latérales de m_h .

En plus de ces incertitudes sur la normalisation, pour le régime résolu, des incertitudes liées à la modélisation de la forme des distributions importantes de l’analyse sont obtenues en comparant des Monte Carlo. Les variables considérées sont la masse transverse, la masse invariante des jets et l’impulsion transverse du boson Z.

Incertainitude expérimentale

En plus des incertitudes sur la modélisation, des incertitudes expérimentales affectant la reconstruction des événements sont incluses dans le modèle de l’ajustement. Les incertitudes expérimentales sur les électrons et les muons sont les suivantes :

- Incertitude sur l’efficacité du système de déclenchement
- Incertitude sur l’efficacité de la reconstruction des électrons et des muons
- Incertitude sur l’identification des électrons
- Incertitude sur l’efficacité du système de déclenchement
- Incertitude liée à l’isolation

— Incertitude sur la mesure de l'énergie et sa résolution

Pour les muons, une incertitude supplémentaire liée à l'efficacité d'association des traces au vertex est incluse.

Pour les jets et les gros jets, les incertitudes sur l'énergie et la résolution sont incluses dans le modèle. Plusieurs paramètres de nuisance sont utilisés à cause des corrélations en p_T et η existant. De plus, des incertitudes liées à l'identification des jets de b sont incluses. Des paramètres de nuisances différents sont associées aux incertitudes sur l'efficacité d'identifier un jet de b, ces incertitudes qui dépendent de la saveur des jets. Ces incertitudes ne sont pas corrélées entre les jets de traces et les jets standards.

Le modèle inclus également des incertitudes sur le système de déclenchement lié à l'énergie transverse manquante mais également des incertitudes sur la détermination du terme mou de l'énergie transverse manquante (TST).

De plus, le modèle tient compte de l'incertitude associée à la mesure de la luminosité.

Traitement des systématiques

L'incertitude est propagée sur la distribution de la variable discriminante de deux manières : en modifiant le poids de l'événement ou en re-sélectionnant les événements. Par exemple, lorsque l'impact de l'incertitude sur l'énergie des jets est évalué, l'énergie des jets change, le nombre d'événements passant la sélection est donc également modifié. Si la variation ou la statistique sont faibles, une partie importante de la variation peut provenir de l'incertitude du Monte Carlo déjà incluse dans le modèle. Afin de limiter cet effet, un algorithme permettant de lisser les distributions est utilisé sur les incertitudes concernées principalement l'énergie des jets.

De plus, l'introduction d'incertitude dont l'impact sur les distributions est faible peut compliquer l'ajustement. Une procédure pour retirer ces paramètres de l'ajustement a été développée. Pour un paramètre lié à la normalisation, elle consiste à le retirer dans une catégorie donnée si sa variation est inférieure à 0.5% ou si la variation de la normalisation pour une variation de l'incertitude à $\pm 1\sigma$ sont dans le même sens. Pour un paramètre lié à la forme, si dans tous les intervalles de la distribution, la variation est inférieure à 0.5% alors le paramètre est retiré. Il est également retiré si la variation dans une des directions $\pm 1\sigma$ est nulle.

7.8.2 Etude du canal 0 lepton dans le régime résolu

Le nombre maximal de catégories pour le canal 0 lepton consiste à diviser en fonction du nombre de jet : 2 jets, 3 jets, 4 jets et 5 jets ou plus, de l'intervalle de masse : 0 - 110 GeV, 110 - 140 GeV et 140 - inf GeV et du nombre de jet de b : 1 jet de b et 2 jets de b pour un total de 24 catégories. Une étude a donc été réalisée afin de simplifier le modèle d'ajustement sans réduire la sensibilité de l'analyse.

Fusion des régions de contrôle

Cette partie étudie les simplifications du modèle de l'ajustement qu'il est possible de réaliser dans le cas du canal 0 lepton pour le régime résolu. La première étude s'intéresse aux régions de contrôle à inclure dans le modèle de l'ajustement. La table 43 montre les différents cas traités. Les régions de contrôle sont définies par $SR = [95 : 140]$ GeV, $CR_{Basse} = [0 : 95]$ GeV, $CR_{Haute} = [140 : \text{inf.}]$ GeV et $CR = [0 : 95]$ et $[140 : \text{inf.}]$ GeV. La figure 132 montre qu'il est possible d'envisager de fusionner la bande latérale haute et basse grâce à la corrélation existante entre

| Name | Regions |
|---------------------|--|
| SR2Tag | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR} \}$ |
| SROnly | $\{ 1 \text{ tag}, 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR} \}$ |
| 2TagOnly | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR}, \text{CR} \}$ |
| SR2tagSRCR1tag | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR} \} + \{ 1 \text{ tag} \} * \{ \text{CR}, \text{SR} \}$ |
| SRCR | $\{ 1 \text{ tag}, 2 \text{ tags} \} * \{ \text{CR}, \text{SR} \}$ |
| 2TagSRCRBasseOnly | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR}, \text{CRBasse} \}$ |
| 2TagSRCRHauteOnly | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR}, \text{CRHaute} \}$ |
| SR2TagSRCRBasse1tag | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR} \} + \{ 1 \text{ tag} \} * \{ \text{CRBasse}, \text{SR} \}$ |
| SR2TagSRCRHaute1tag | $\{ 2 \text{ tags} \} * \{ \text{SR} \} + \{ 1 \text{ tag} \} * \{ \text{CRHaute}, \text{SR} \}$ |
| SRCRBasse | $\{ 1 \text{ tag}, 2 \text{ tags} \} * \{ \text{CRBasse}, \text{SR} \}$ |
| SRCRHaute | $\{ 1 \text{ tag}, 2 \text{ tags} \} * \{ \text{CRHaute}, \text{SR} \}$ |
| All | $\{ 1 \text{ tag}, 2 \text{ tags} \} * \{ \text{CRHaute}, \text{CRBasse}, \text{SR} \}$ |

TABLE 43 – Différents ensembles de régions de contrôle étudiés avec $\text{SR} = [95 : 140]$ GeV, $\text{CR} = [0 : 95]$ et $[140 : \text{inf.}]$ GeV, $\text{CRBasse} = [0 : 95]$ GeV, $\text{CRHaute} = [140 : \text{inf.}]$ GeV

la masse transverse et la masse invariante des jets. Une haute masse transverse correspond à une basse masse invariante et inversement.

Pour construire la fonction de vraisemblance, les catégories 1 tag ou 2 tags sont utilisées. De plus les événements sont classés en fonction du nombre de jets en trois catégories : 2 + 3 jets, 4 jets et 5 jets ou plus. Le modèle d’ajustement est celui décrit par les tables 28 et 29. La différence avec le modèle d’ajustement finale sont les valeurs des mesures auxiliaires inspirées du Run 1 pour cette étude et la présence de mesures auxiliaires supplémentaires pour tenir compte de l’incertitude supplémentaire sur la normalisation relative des catégories de jets.

Les figures 130 et 131 montrent les limites sur le paramètre μ pour les différents cas étudiés ainsi que l’amélioration par rapport au cas optimal : All pour $m_A = 500$ et $m_A = 1000$ respectivement. Par rapport au cas optimal, la seule simplification qu’il est possible de faire avec une perte sur la limite de l’ordre de 1-2% est de fusionner la bande latérale basse avec la bande latérale haute.

La figure 133 montre les contraintes sur les paramètres de nuisance, la différence de limite provient surtout de la différence de contrainte sur le bruit de fond $Z + \text{h.f.}$. Elle donne pour chacun des ensembles indiqués dans la légende, la valeur obtenue par l’ajustement pour les paramètres de nuisance ainsi que l’erreur associée. Ainsi, l’incertitude sur le paramètre norm_Zbb ne change presque entre le cas où le nombre de catégories maximal est utilisé (22%) et le cas où les bandes latérales sont fusionnés (24%). On remarque également que c’est la bande latérale haute qui contraint le plus ce bruit de fond, en effet si seule la bande latérale haute est utilisée dans l’ajustement, l’incertitude est de 24%, alors que l’incertitude est de 31% si seule la bande latérale basse est utilisée.

Catégories en fonction du nombre de jets

Le nombre de catégories de jets utilisé dans le modèle de l’ajustement a également été étudié. Pour cette étude, la bande latérale basse et la bande latérale haute sont fusionnées. Les différents cas traités sont présentés dans la table 44.

Le modèle d’ajustement utilisé est inchangé par rapport à l’étude précédente, à l’exception

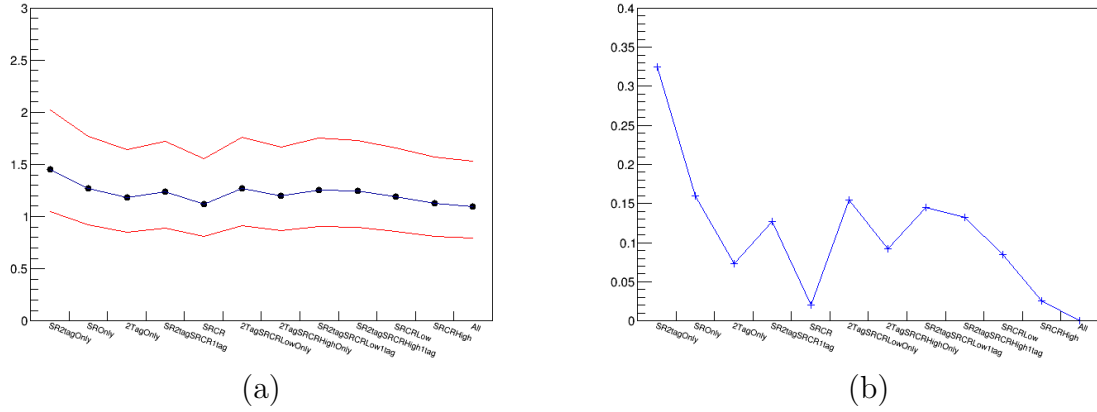


FIGURE 130 – (a) Limite sur μ pour différents ensembles de régions pour $m_A = 500$ GeV et (b) l'amélioration relative par rapport aux cas contenant le plus grand nombre de catégories pour $m_A = 500$ GeV

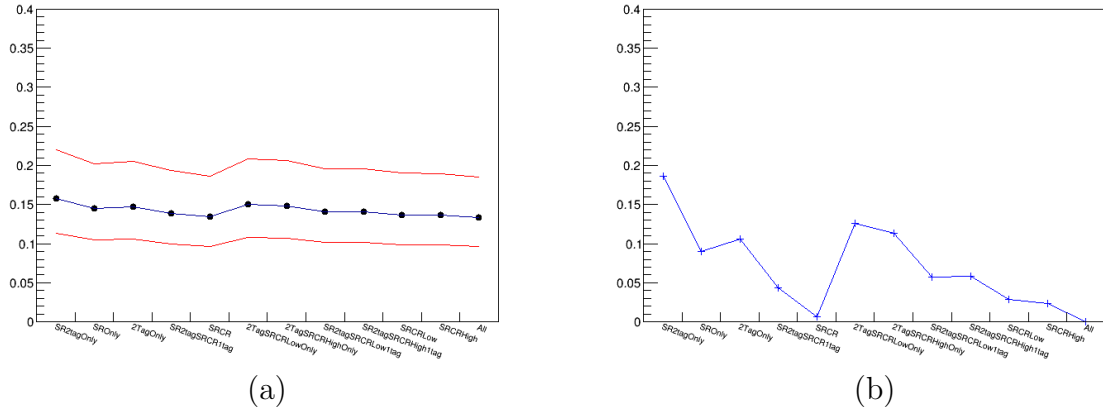


FIGURE 131 – (a) Limite sur μ pour différents ensembles de régions pour $m_A = 1000$ GeV et (b) l'amélioration relative par rapport aux cas contenant le plus grand nombre de catégories pour $m_A = 1000$ GeV

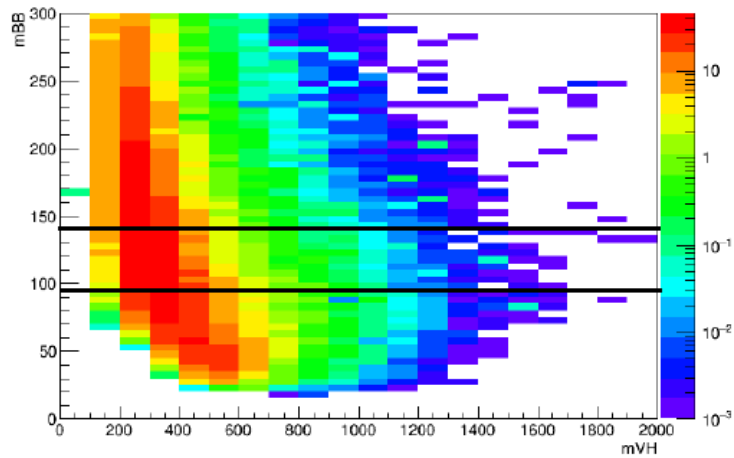


FIGURE 132 – Corrélation entre la masse transverse et la masse du système de deux jets

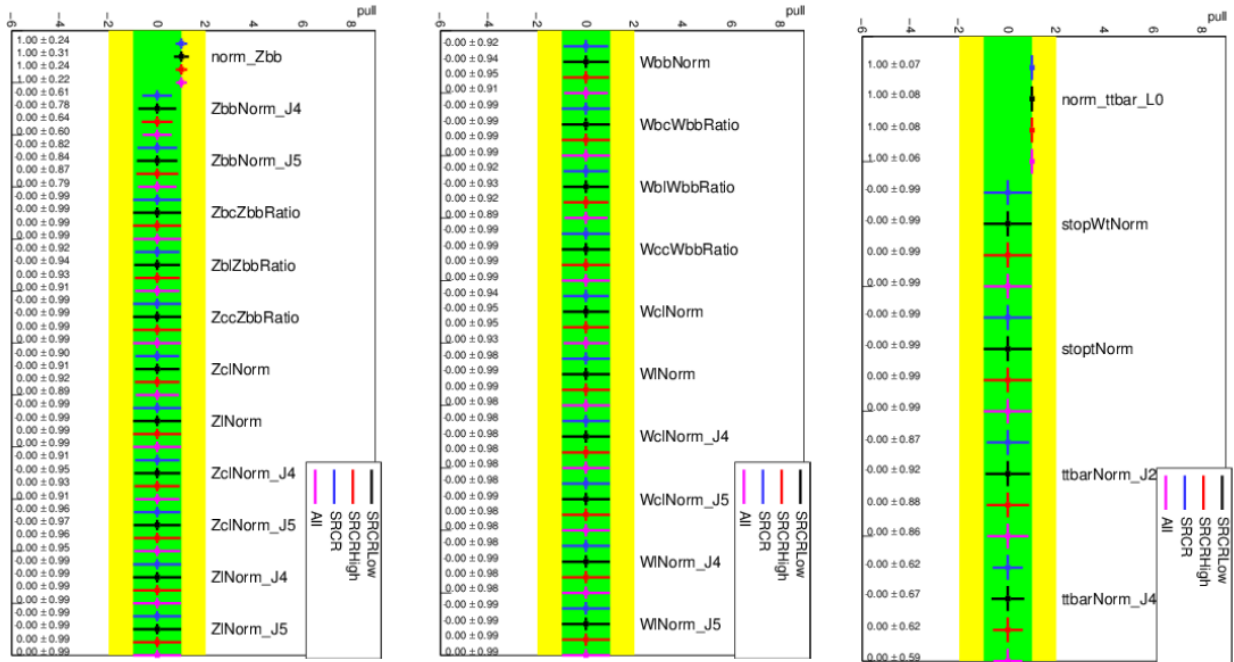


FIGURE 133 – Valeur obtenue par l’ajustement et l’erreur associée pour chaque paramètre de nuisance pour les différents cas étudiés.

| Nom | Régions |
|----------------------|--|
| 2 | { 2 jets ou plus } |
| 2 - 3 | { 2 jets - 3 jets ou plus } |
| 2 - 3 - 4 | { 2jets - 3 jets - 4 jets ou plus } |
| 23 - 4 | { 2 + 3 jets, 4 jets ou plus } |
| 2 - 3 - 4 - 5 | {2jets - 3 jets - 4jets - 5 jets ou plus } |
| 234 - 5 | { 2 + 3 + 4 jets - 5 jets ou plus } |
| 23 - 4 - 5 | {2 + 3 jets - 4 jets - 5 jets ou plus } |

TABLE 44 – Différents ensembles de catégories de jets étudiés

| Categories | $m_A = 500 \text{ GeV}$ | | $m_A = 1 \text{ TeV}$ | |
|------------|-------------------------|--------------|-----------------------|--------------|
| | Limite | Amélioration | Limite | Amélioration |
| 2-3-4-5 | 1.134 | 0 | 0.131 | 0 |
| 2-3-4 | 1.167 | 0.03 | 0.131 | 0.002 |
| 2-34-5 | 1.121 | -0.011 | 0.133 | 0.013 |
| 2-3 | 1.239 | 0.093 | 0.134 | 0.022 |
| 23-4-5 | 1.120 | -0.012 | 0.134 | 0.021 |
| 23-4 | 1.153 | 0.018 | 0.134 | 0.023 |
| 234-5 | 1.094 | -0.035 | 0.135 | 0.027 |
| 2 | 1.267 | 0.117 | 0.136 | 0.035 |

TABLE 45 – Limite à 95% de degré de confiance sur μ ainsi que l’amélioration relative par rapport au cas 2-3-4-5

des incertitudes sur la normalisation relative des catégories de jets qui sont traitées de la manière cohérente pour chaque ensemble de catégories étudiées. La table 45 montre la valeur de la limite à 95% degré de confiance sur μ ainsi que l’amélioration relative par rapport au cas optimal où le nombre de catégorie de jets est maximum. A l’exception du cas 2 et 2 – 3, les autres ensembles de catégories donnent des résultats similaires.

La figure 134 montre les contraintes sur les paramètres de nuisance associés aux normalisations des bruits de fond. Aucune différence majeure n’est observée. La différence de signification statistique provient de la fusion de catégories avec des S/B différents. Toutefois le gain apporté par la division en catégories de jets lorsque le canal 0 lepton est combiné au canal 2 leptons devient négligeable (<5%), une seule catégorie de jets a donc été utilisée.

7.8.3 Résultats

Distributions après l’ajustement

Cette partie présente les distributions obtenues après l’ajustement, les facteurs d’échelle dérivés sont donc appliqués aux différents bruits de fond. Les figures 135 et 136 montre les distributions pour le canal 0 lepton pour respectivement les catégories contenant 1 jet de b et 2 jets de b du régime résolu et la figure 137 les mêmes distributions pour le régime fusionné. Le déficit dans les données à haute masse transverse explique que la limite montrée dans la partie suivante soit meilleure que la valeur attendue. Les figures 138 et 139 montre les distributions pour le canal 2 lepton pour respectivement les catégories contenant 1 jet de b et 2 jets de b et la figure 140 les mêmes distributions pour le régime fusionné. Le désaccord présent avant l’ajustement a pu être corrigé par l’application des facteurs d’échelle déterminés par l’ajustement.

Limites

La table 46 montre le nombre d’événements attendu ainsi que le nombre d’événements observé. Les nombres prédits pour le signal $A \rightarrow Zh$ suppose que $\sigma(gg \rightarrow A)BR(h \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = \sigma(b\bar{b}A)BR(h \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b}) = 113\text{fb}$ pour $m_A = 600 \text{ GeV}$. Cette valeur correspond à la limite à 95% de degré de confiance pour la section efficace $\sigma(gg \rightarrow A)BR(h \rightarrow Zh)BR(h \rightarrow b\bar{b})$ à cette même masse.

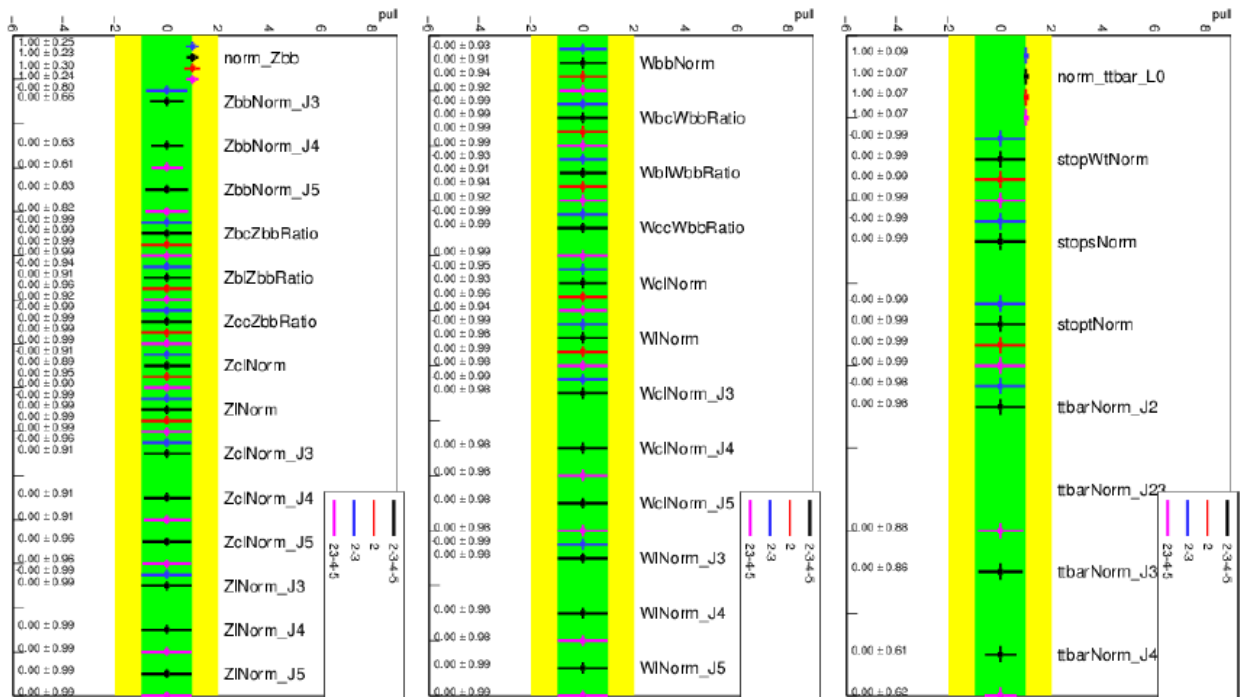


FIGURE 134 – Contraintes sur les paramètres de nuisance pour différents cas étudiés

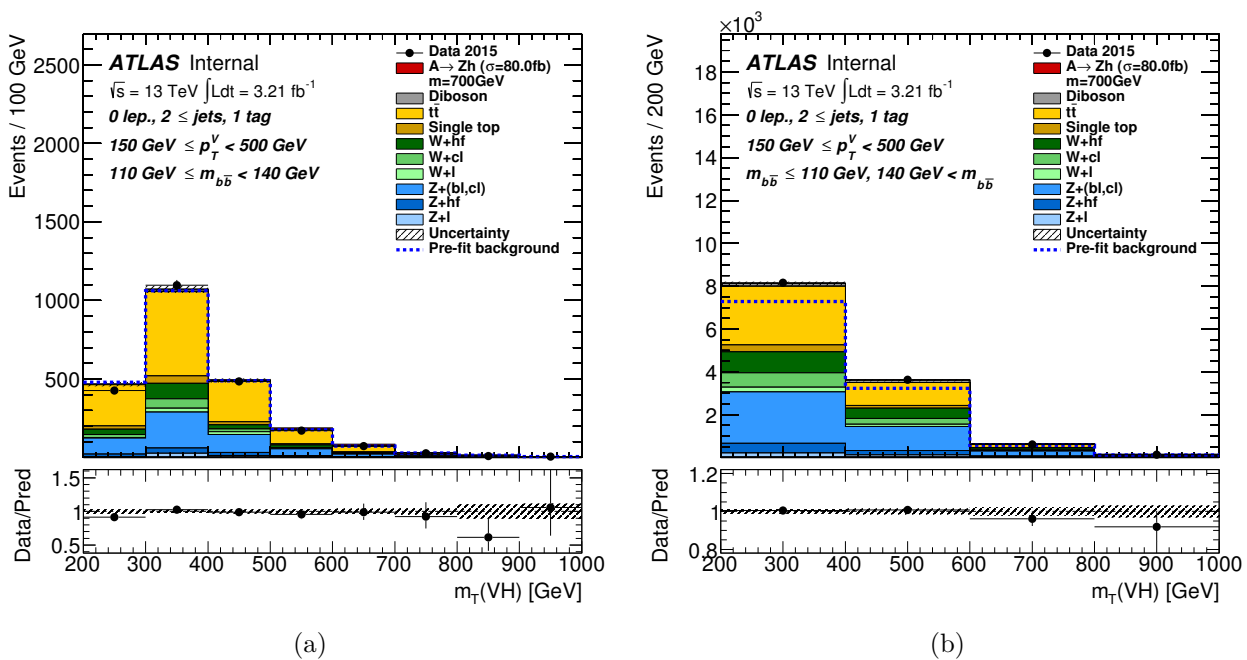
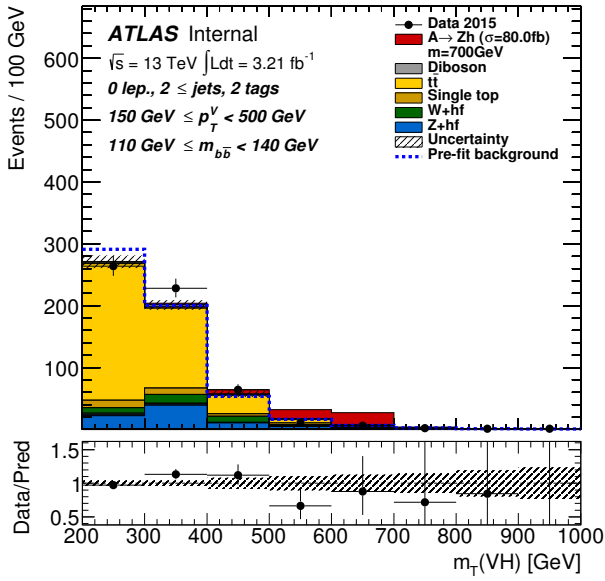
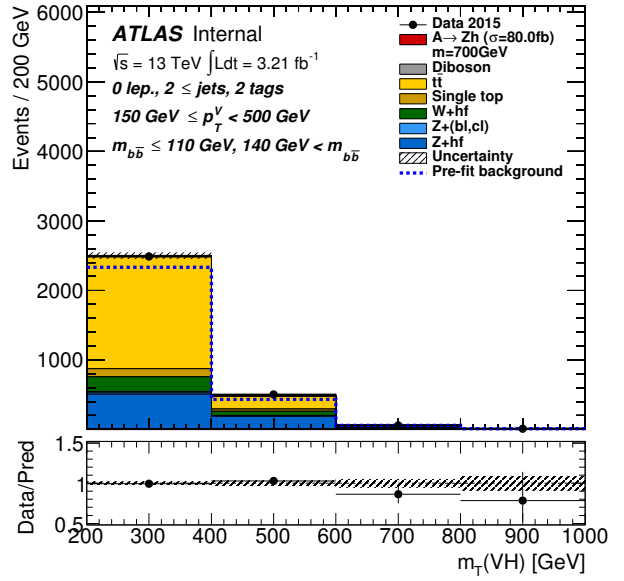


FIGURE 135 – Distribution après l'ajustement pour le canal 0 lepton dans les catégories du régime résolu contenant 1 jet de b pour (a) la région de signal et (b) les bandes latérales avec un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l'analyse du Run 2 à 700 GeV.

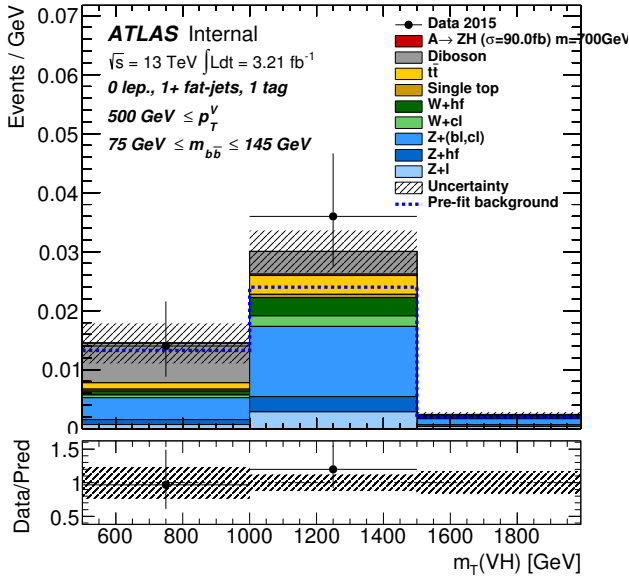


(a)

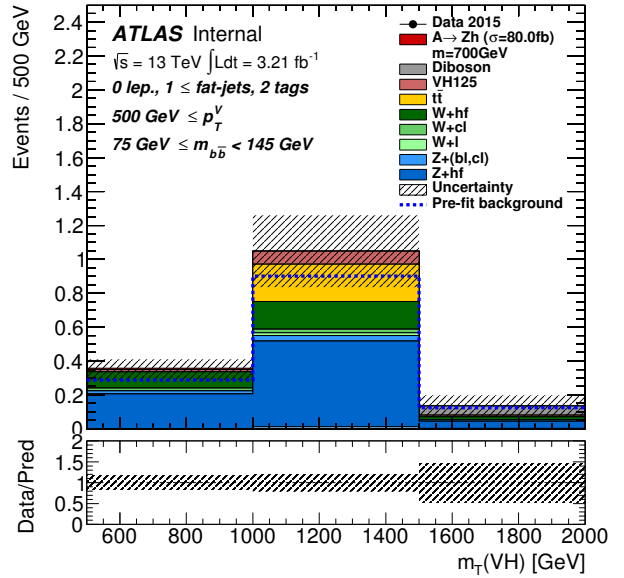


(b)

FIGURE 136 – Distribution après l’ajustement pour le canal 0 lepton dans les catégories du régime résolu contenant 2 jets de b pour (a) la région de signal et (b) les bandes latérales avec un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l’analyse du Run 2 à 700 GeV.

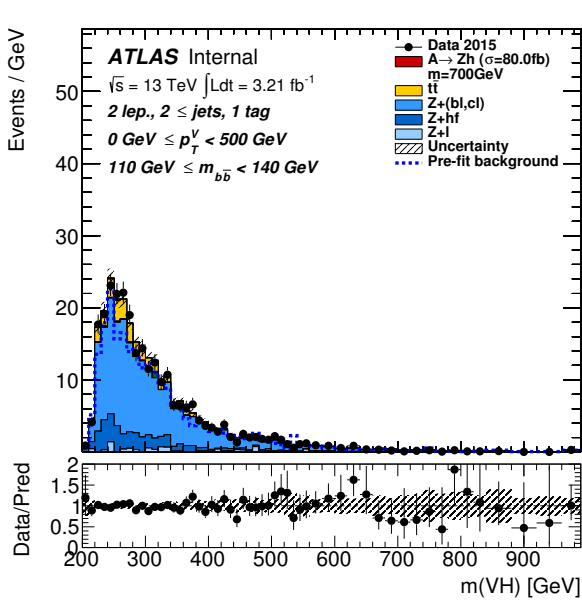


(a)

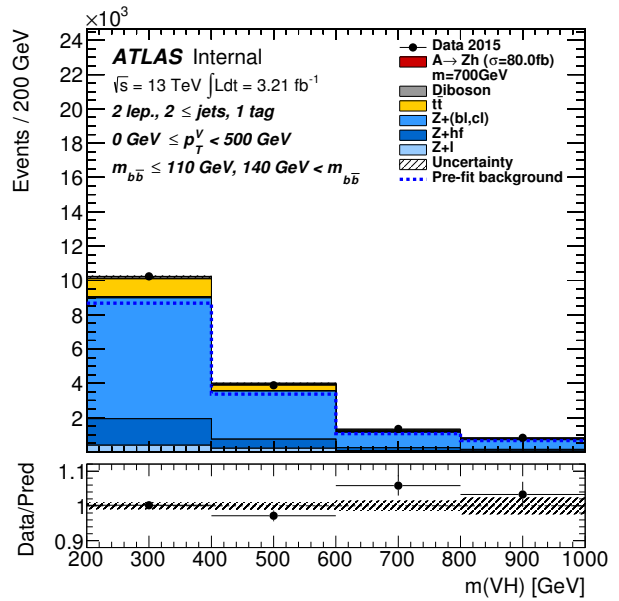


(b)

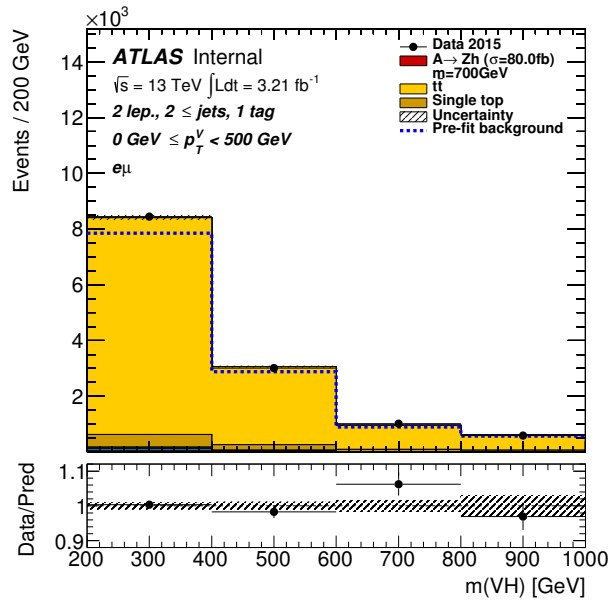
FIGURE 137 – Distribution après l’ajustement pour le canal 0 lepton dans les catégories du régime fusionné contenant (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b pour la région de signal et un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l’analyse du Run 2 à 700 GeV.



(a)

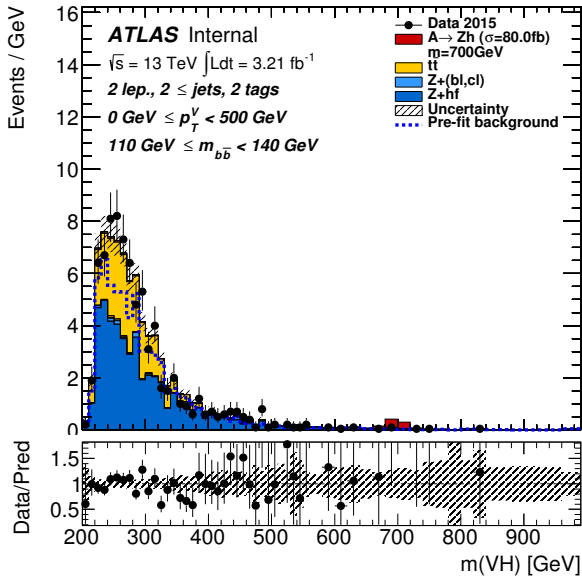


(b)

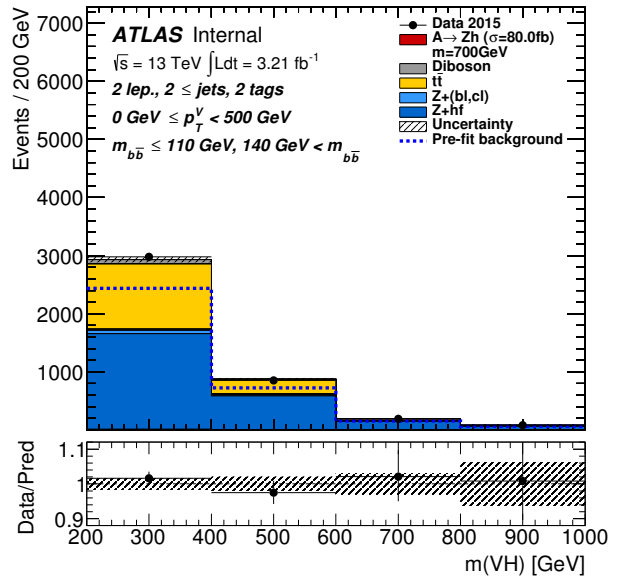


(c)

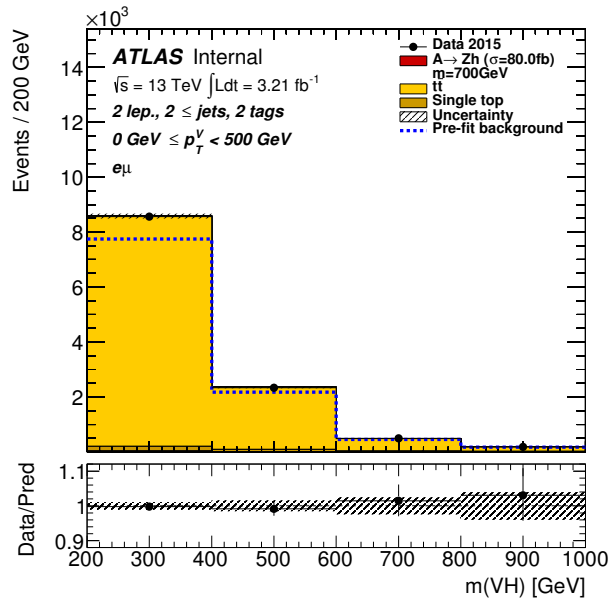
FIGURE 138 – Distribution après l’ajustement pour le canal 2 leptons dans les catégories du régime résolu contenant 1 jet de b pour (a) la région de signal (b) les bandes latérales et (c) la région top emu avec un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l’analyse du Run 2 à 700 GeV.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 139 – Distribution après l’ajustement pour le canal 2 leptons dans les catégories du régime résolu contenant 2 jets de b pour (a) la région de signal (b) les bandes latérales et (c) la région top emu avec un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l’analyse du Run 2 à 700 GeV.

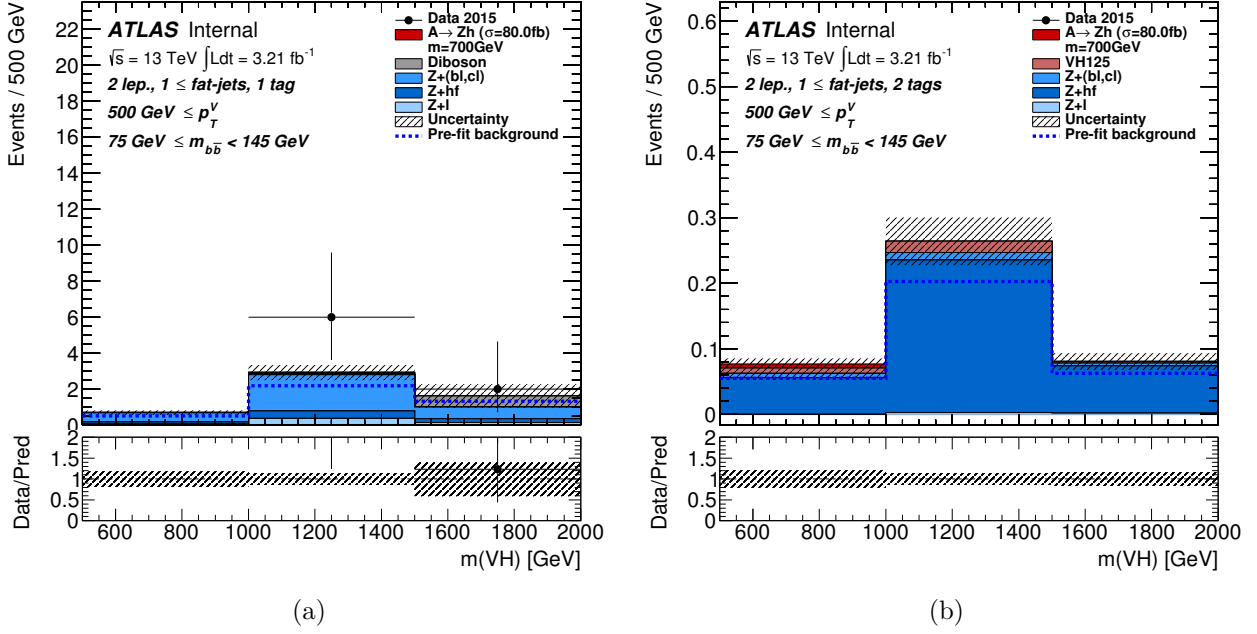
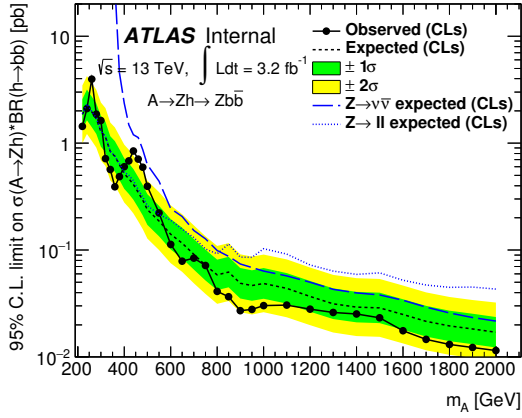


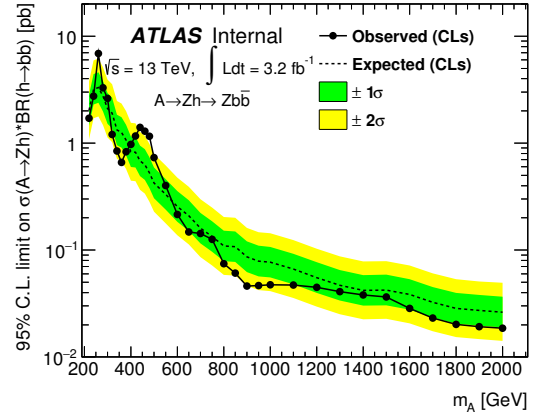
FIGURE 140 – Distribution après l’ajustement pour le canal 2 leptons dans les catégories du régime fusionné contenant (a) 1 jet de b et (b) 2 jets de b pour la région de signal et un signal de masse 700 GeV. Le signal est normalisé à 90 fb qui est la limite attendue pour l’analyse du Run 2 à 700 GeV.

La figure 141 montre la limite à 95% degré de confiance déterminée en utilisant la méthode CLs [139] sur le produit de la section efficace $pp \rightarrow A$ et les rapports d’embranchement $A \rightarrow Zh$ et $h \rightarrow b\bar{b}$. La méthode CLs considérée repose sur un test statistique basée sur le profil de la fonction de vraisemblance [102]. La limite est montrée pour différents mécanismes de production : la fusion de gluons (figure 141a) ou la production en association avec une paire de quarks (figure 141b). Aucune déviation significative n’est observée par rapport à l’observation d’un bruit de fond uniquement, les plus grandes déviations sont de l’ordre de 2σ pour des masses $m_A = 260$ GeV et $m_A = 440$ GeV. Sur la figure 141a, les limites attendues pour $gg \rightarrow A \rightarrow Zh$ pour les canaux 0 et 2 leptons sont montrées. On remarque que le canal 2 leptons contribue surtout pour des masses inférieures à 800 GeV grâce à sa meilleure résolution sur la masse du système Zh . Au contraire le canal 0 lepton contribue pour des masses supérieures à 800 GeV grâce à son grand rapport d’embranchement. Le régime fusionné contribue fortement pour des masses supérieures à 1.1 TeV. Les limites pour des masses supérieures à 800 GeV améliorent le résultat obtenu avec les données du Run 1 dans [51].

Les données ont également été interprétées dans le contexte des modèles à deux doublets de Higgs de type 1 et 2. La figure 142 montre les contours d’exclusion à 95% degré de confiance dans le plan $(\cos(\beta - \alpha), \tan \beta)$ pour une masse de 600 GeV. La largeur du boson supposée nulle dans la simulation est corrigée par la largeur prévue pour chaque point des modèles à deux doublets de Higgs testés en convoluant la masse du système boson Z + boson de Higgs avec une Breit-Wigner relativiste pour le canal 2 leptons. Seuls les points vérifiant $\Gamma_A/m_A < 5\%$ sont considérés comme limite de validité de la méthode. De plus, les deux modes de production par fusion de gluons et production d’une paire de quarks b sont inclus pour calculer la limite. Les proportions prédites de production par fusion de gluons et en association avec une paire



(a)



(b)

FIGURE 141 – Limite à 95% de degré de confiance en fonction de m_A sur le produit de la section efficace $pp \rightarrow A$ et les rapports d'embranchement $A \rightarrow Zh$ et $h \rightarrow b\bar{b}$. La limite est montrée pour différents mécanismes de production : (a) la fusion de gluons ou (b) la production en association avec une paire de quarks

de quarks b dépendent du point du modèle à deux doublets de Higgs considéré.

| Evénements contenant 1 jet de b | | | | |
|---|-----------------|-------------------|------------------|--------------------|
| | 0-lepton résolu | 0-lepton fusionné | 2-leptons résolu | 2-leptons fusionné |
| $Z + l$ | 55 ± 31 | 2.0 ± 1.0 | 118 ± 38 | 0.57 ± 0.28 |
| $Z + (cl, bl)$ | 518 ± 54 | 8.2 ± 1.8 | 1943 ± 65 | 3.18 ± 0.65 |
| $Z + (bb, bc, cc)$ | 82 ± 13 | 1.82 ± 0.35 | 391 ± 23 | 0.74 ± 0.13 |
| $W + l$ | 48 ± 22 | – | – | – |
| $W + cl$ | 111 ± 42 | 1.17 ± 0.45 | 0.67 ± 0.28 | – |
| $W + (bb, bc, cc, bl)$ | 185 ± 71 | 1.80 ± 0.63 | 10.1 ± 4.2 | – |
| $t\bar{t}$ | 1202 ± 77 | 2.05 ± 0.72 | 276 ± 22 | – |
| top seul | 99 ± 10 | 0.49 ± 0.11 | 15.3 ± 1.6 | – |
| diboson | 27.2 ± 4.6 | 5.3 ± 1.0 | 26.3 ± 6.1 | 0.67 ± 0.32 |
| $(W/Z)h$ | 3.3 ± 1.6 | 0.16 ± 0.08 | 3.7 ± 1.8 | 0.04 ± 0.02 |
| Bruit de fond total | 2332 ± 45 | 23.0 ± 2.6 | 2784 ± 47 | 5.2 ± 0.9 |
| $A \rightarrow Zh$ (gluon-fusion) attendu | 5.00 ± 0.41 | – | 1.73 ± 0.12 | – |
| $A \rightarrow Zh$ (b-quark-associated) attendu | 3.05 ± 0.26 | – | 1.01 ± 0.08 | – |
| Données | 2295 | 25 | 2769 | 8 |

| Evénements contenant 2 jets de b | | | | |
|---|-----------------|-------------------|------------------|--------------------|
| | 0-lepton résolu | 0-lepton fusionné | 2-leptons résolu | 2-leptons fusionné |
| $Z + l$ | 0.13 ± 0.44 | 0.01 ± 0.01 | – | – |
| $Z + (cl, bl)$ | 4.7 ± 1.8 | 0.06 ± 0.03 | 9.6 ± 4.0 | 0.02 ± 0.01 |
| $Z + (bb, bc, cc)$ | 81 ± 13 | 0.75 ± 0.15 | 490 ± 22 | 0.36 ± 0.05 |
| $W + l$ | – | 0.02 ± 0.01 | – | – |
| $W + cl$ | 3.6 ± 2.1 | 0.04 ± 0.02 | – | – |
| $W + (bb, bc, cc, bl)$ | 37 ± 14 | 0.28 ± 0.09 | 0.42 ± 0.20 | – |
| $t\bar{t}$ | 392 ± 24 | 0.22 ± 0.11 | 284 ± 22 | – |
| top seul | 27.8 ± 2.9 | – | 6.39 ± 0.60 | – |
| diboson | 6.1 ± 3.1 | 0.05 ± 0.03 | 0.57 ± 0.23 | – |
| $(W/Z)h$ | 5.4 ± 2.6 | 0.10 ± 0.05 | 7.6 ± 3.7 | 0.03 ± 0.01 |
| Bruit de fond total | 557 ± 18 | 1.53 ± 0.25 | 799 ± 23 | 0.42 ± 0.05 |
| $A \rightarrow Zh$ (gluon-fusion) attendu | 9.21 ± 0.76 | – | 3.65 ± 0.29 | – |
| $A \rightarrow Zh$ (b-quark-associated) attendu | 5.85 ± 0.47 | – | 2.21 ± 0.17 | – |
| Données | 577 | 0 | 788 | 0 |

TABLE 46 – Nombres d'événements attendus et observés après l'ajustement. Les nombres prédits pour le signal $A \rightarrow Zh$ suppose que $\sigma(gg \rightarrow A)\text{BR}(h \rightarrow Zh)\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) = \sigma(b\bar{b}A)\text{BR}(h \rightarrow Zh)\text{BR}(h \rightarrow b\bar{b}) = 113\text{fb}$ pour $m_A = 600 \text{ GeV}$

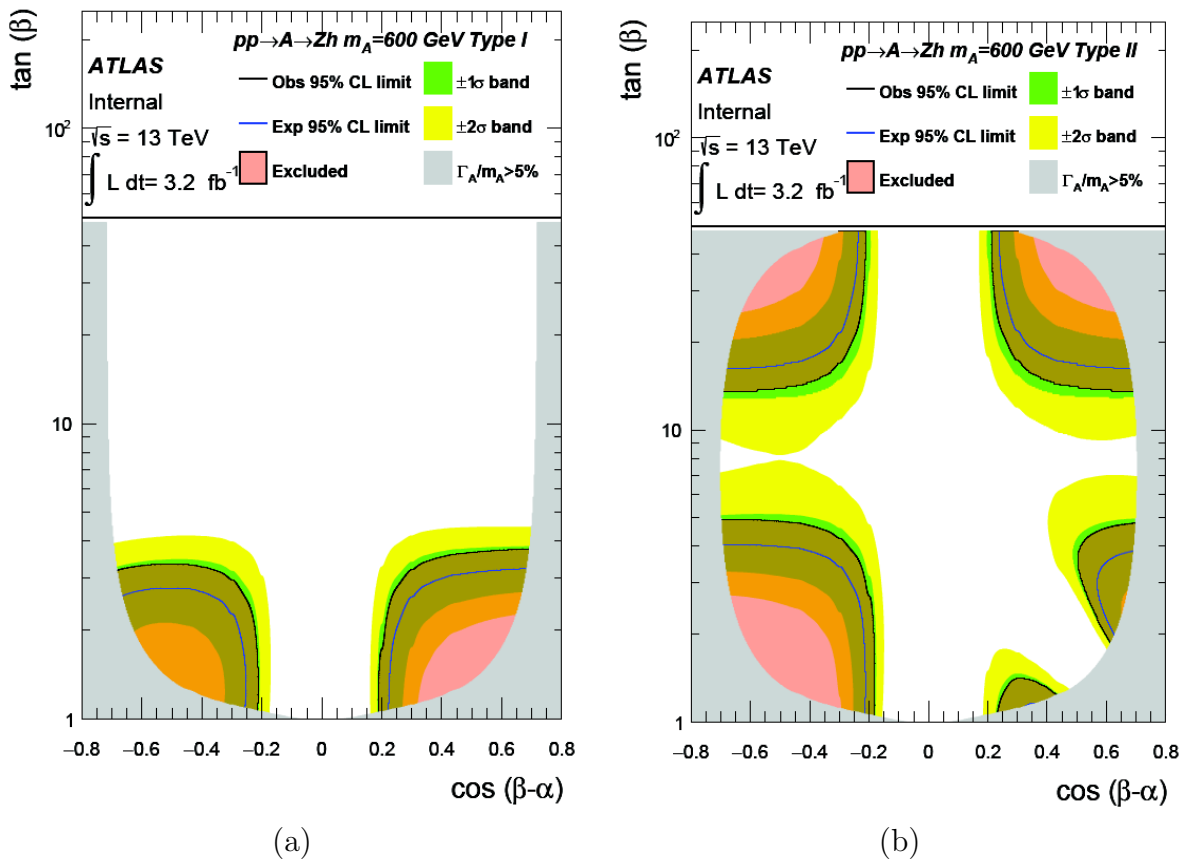


FIGURE 142 – Contours d'exclusion à 95% de degré de confiance dans le plan $(\cos(\beta-\alpha), \tan \beta)$ pour le modèle à deux doublets de Higgs (a) de type 1 (b) de type 2

8 Recherche du processus $H \rightarrow b\bar{b}$

8.1 Introduction

En juillet 2012, les expériences ATLAS [35] et CMS [97] ont annoncé la découverte d'une nouvelle particule. Les premières mesures de ses propriétés [58, 59, 126] tendent à indiquer qu'il s'agit du boson de Higgs prévu par le modèle standard. La désintégration dominante d'un boson de Higgs possédant une masse de 125 GeV est la désintégration en une paire de quarks b . Toutefois, la recherche inclusive de cette désintégration au LHC est très difficile à cause du bruit de fond multijet très important. La production en association avec un boson de jauge massif, bien que plus faible de plus d'un ordre de grandeur, permet d'obtenir une signature claire grâce à la présence de leptons ou d'énergie transverse manquante, beaucoup de bruit de fond multijet est ainsi rejeté.

Des recherches de ce mode de production ont été menées au Tevatron par les collaborations CDF et D0, elles ont reporté un excès d'événements avec une signification statistique de 2.8 sigma pour une masse de 125 GeV [63]. Les collaborations ATLAS et CMS ont également présenté des résultats avec les données prises lors du Run1, elles ont reporté un excès d'événements avec une signification statistique de respectivement 1.4 et 2.1 déviations standards [55, 98].

Cette section présente la recherche du processus $VH, H \rightarrow b\bar{b}$, où $V = W, Z$, effectuée par la collaboration ATLAS avec les données prises lors du Run 2 du LHC. Cette analyse s'appuie sur le travail effectué dans la recherche d'un boson de Higgs CP-impair en un boson de Higgs et un boson Z . Trois canaux sont utilisés en fonction du nombre de lepton : 0, 1, 2 leptons. Chacun des canaux est sensible à une désintégration du boson de jauge massif : $Z \rightarrow \nu\nu$, $W \rightarrow l\nu$ et $Z \rightarrow ll$ pour les canaux 0, 1 et 2 leptons respectivement. Les échantillons Monte Carlo et la sélection des objets sont très similaires à ceux utilisés dans l'analyse décrite dans la section 7, la première partie présentera les changements réalisés dans les échantillons Monte Carlo utilisés alors que la seconde partie présentera les changements sur la sélection des objets. La troisième partie présentera la sélection des événements et la quatrième partie les distributions avant l'extraction du signal. L'ajustement de la fonction de vraisemblance permettant l'extraction du signal est présenté dans la cinquième partie.

8.2 Données et échantillons Monte Carlo

Les données utilisées dans cette analyse ont été collectées à une énergie dans le centre de masse de 13 TeV pendant les périodes de fonctionnement des années 2015 et 2016. Elles correspondent à des luminosités intégrés de 3.2 ± 0.1 et $10 \pm 0.4 \text{fb}^{-1}$ respectivement. Les données collectées durant l'année 2015 sont celles utilisés dans l'analyse présentée dans la section 7.

Les échantillons Monte Carlo utilisés dans l'analyse sont les mêmes que ceux décrits dans la section 7.2 à l'exception du bruit de fond composé d'un boson de jauge massif et de jets. Pour ce bruit de fond, une nouvelle version de Sherpa a été utilisée, elle permet d'améliorer l'accord entre les données et le Monte Carlo en particulier dans le canal 2 leptons. La version 2.2.0 de Sherpa a été utilisée. Les éléments de matrice sont calculés jusqu'au NLO pour 2 partons et jusqu'au LO pour 4 partons en utilisant les générateurs Comix et OpenLoops et la gerbe de partons est générée en utilisant les prescriptions ME+PS@NLO. L'ensemble de PDF CT10 est utilisé. De plus, une pondération en fonction du nombre de jets est appliquée.

| Sélection | p_T | η | ID | d_0^{sig} | $ \Delta z_0 \sin \theta $ | Isolation |
|-----------|-----------------------|-----------------|----------|-----------------------|----------------------------|----------------|
| VH-Loose | >7 GeV | $ \eta < 2.47$ | LH Loose | < 5 | < 0.5 mm | LooseTrackOnly |
| ZH-Signal | >25 GeV | | | Identique à VH-Loose | | |
| WH-Signal | Identique à ZH-Signal | | LH Tight | Identique à VH-Signal | | FixedCutTight |

TABLE 47 – Critères de sélection des électrons. d_0^{sig} est la signification statistique du paramètre d’impact transverse ; z_0 est le paramètre d’impact longitudinal et θ est l’angle entre l’impulsion de la trace associée à l’électron et l’axe du faisceau. LH Loose est le point de fonctionnement d’une identification des électrons basée sur une fonction de vraisemblance.

| Sélection | p_T | η | ID | d_0^{sig} | $ \Delta z_0 \sin \theta $ | Isolation |
|-----------|-----------|-----------------------|---------------|------------------------|----------------------------|----------------|
| VH-Loose | >7 GeV | $ \eta < 2.7$ | Loose quality | < 3 | < 0.5 mm | LooseTrackOnly |
| ZH-Signal | >25 GeV | $ \eta < 2.5$ | | Identique à VH-Loose | | |
| WH-Signal | | Identique à ZH-Signal | | FixedCutTightTrackOnly | | |

TABLE 48 – Critères de sélection des muons. Voir Table 47 pour la signification des grandeurs

8.3 Sélection des objets

La sélection des objets est très similaire à celle décrite dans la section 7.3. Seule la définition des jets a légèrement changé et une famille de leptons a été ajoutée. La suppression du recouvrement et la procédure pour reconstruire l’énergie transverse manquante n’ont pas changé.

8.3.1 Leptons

Une famille supplémentaire de leptons a été définie, il s’agit de la famille WH-signal qui est utilisée dans l’analyse 1 lepton. Les tables 47 et 48 résument les différentes famille de leptons utilisées.

8.3.2 Jets

La sélection des petits jets a légèrement changé au niveau de l’application de la coupure sur JVT pour les jets de signal, la nouvelle sélection est résumée dans la table 49. Les jets de grand rayon ne sont pas utilisés dans l’analyse. Les corrections Muon-In-Jet et PtReco n’ont pas changé et sont toujours utilisées pour améliorer la résolution en masse du système de deux jets de b. La procédure d’étiquetage d’un jet basée sur l’information vraie du Monte Carlo est inchangée. L’algorithme d’identification des jets de b a changé, l’algorithme MV2c10 est utilisé. Il possède une efficacité d’identification des jets de b similaire à celui utilisé dans la recherche d’un boson de Higgs CP-impair mais améliore la réjection des jets de c et des jets légers pour obtenir des facteurs de rejet de 380 et 12 respectivement. La décomposition en fonction de l’étiquetage des deux jets est la même que dans la section 7.5.

| Sélection | Critères | |
|----------------|---|--|
| Jets avants | Nettoyage des jets | |
| | $p_T > 30 \text{ GeV}$ $2.5 \leq \eta < 4.5$ | |
| Jets de signal | Nettoyage des jets | |
| | $p_T \geq 60 \text{ GeV}$ | $20 \text{ GeV} \leq p_T < 60 \text{ GeV}$ |
| | $ \eta < 2.5$ | ou $ \eta < 2.4$ |
| | | $JVT \geq 0.64$ |

TABLE 49 – Critères de sélection des jets de rayon 0.4. Nettoyage des jets : procédure qui retire les jets dont les amas possèdent des cellules du calorimètre avec un bruit important. La variable JVT (pour Jet Vertex Tagger) est la valeur d’une fonction de vraisemblance qui permet de distinguer les jets provenant des processus physiques d’intérêt avec les jets provenant de l’empilement.

8.4 Sélection des événements

La recherche du processus $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ repose sur trois analyses, l’analyse principale est une analyse multivariée utilisant un BDT, elle sera qualifiée d’analyse MVA. Les deux autres analyses sont utilisées pour vérifier que l’analyse MVA n’a aucun biais, la première est une analyse où le BDT est remplacé par un ensemble de coupures, elle sera qualifiée d’analyse basée sur les coupures. La dernière analyse recherche un signal diboson VZ au lieu du signal VH , pour cela un nouveau BDT est entraîné. Ces 3 analyses possèdent un ensemble de coupures communes est présenté dans la partie suivante.

8.4.1 Sélection commune

Les événements sont réparties en trois catégories en fonction du nombre de leptons VH-loose. Si l’événement n’en contient pas, il est assigné au canal 0 lepton, s’il en possède un, il est assigné au canal 1 lepton et s’il en possède deux il est assigné au canal 2 leptons.

Afin d’améliorer la sensibilité de l’analyse, les événements sont classés en fonction de la multiplicité des jets. Pour les canaux 0 et 1 lepton, les événements sont répartis en 2 et 3 jets. Pour le canal 2 leptons, les événements sont séparés en 2 jets et 3 jets ou plus, la catégorie 4 jets ou plus fusionnée à la catégorie 3 jets permet d’améliorer la signification statistique en acceptant plus d’événements de signal sans augmenter de manière significative le bruit de fond $t\bar{t}$ à la différence des canaux 0 et 1 lepton. De plus, les événements sont catégorisés en fonction d’une quantité noté p_T^V . Pour le canal 0 lepton, cette quantité est l’énergie transverse manquante, pour le canal 1 lepton, cette quantité est la somme vectorielle de l’énergie transverse manquante et de l’impulsion transverse du lepton, et pour le canal 2 leptons cette quantité correspond à l’impulsion transverse du système de deux leptons. Dans les canaux 0 et 1 lepton, seuls les événements possédant $p_T^V > 150 \text{ GeV}$ sont considérés dans l’analyse. Dans le canal 2 leptons, deux régions sont utilisées : $p_T^V > 150 \text{ GeV}$ et $p_T^V < 150 \text{ GeV}$.

L’événement doit posséder exactement deux jets de b dont l’un possède une impulsion transverse supérieure à 45 GeV, la masse reconstruite du boson de Higgs est calculée à partir de ces deux jets.

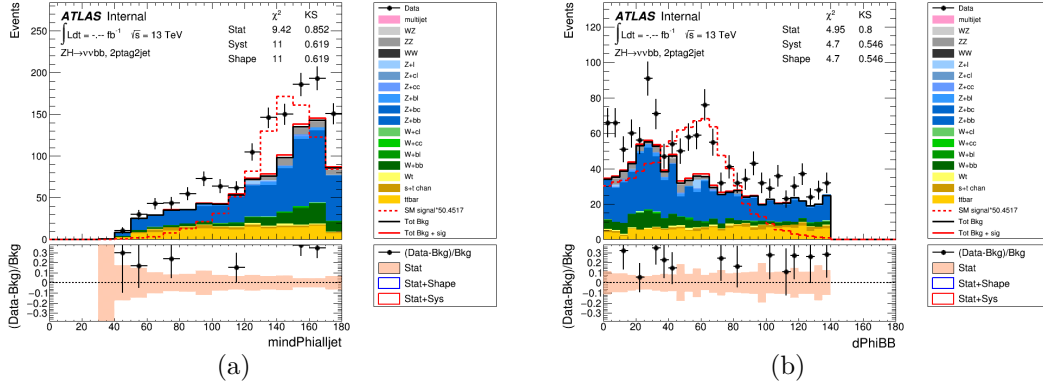


FIGURE 143 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après toutes les coupures de l’analyse MVA pour des événements contenant 2 jets : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$. La différence de normalisation est commentée plus loin dans le texte.

8.4.2 Canal 0 lepton

Les événements du canal 0 lepton sont enregistrés par des menus du système de déclenchement reposant sur l’énergie transverse manquante. Le seuil d’enregistrement des données 2015 est de 70 GeV, alors qu’à cause de l’empilement plus important dans les données 2016, le seuil a été augmenté à 90 GeV. De plus, une coupure sur la somme scalaire de l’impulsion transverse des 2 ou 3 jets de l’événement est appliquée pour éliminer une région de l’espace des phases mal modélisée, elle vaut 120 GeV pour les événements contenant 2 jets et 150 GeV pour les événements contenant 3 jets.

Coupages anti-QCD

L’origine du bruit de fond multijet est la même que dans l’analyse décrite dans la section 7.5.3, pour plus de détails, le lecteur se référera à cette partie. Les mêmes coupures que dans la recherche d’un boson de Higgs pseudo-scalaire sont utilisées pour rejeter le bruit de fond multijet, les coupures sont les suivantes :

- 1- $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})] > 20^\circ$
- 2- $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2}) < 140^\circ$
- 3- $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{jet1} + \text{jet2}) > 120^\circ$
- 4- $\Delta\Phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) < 90^\circ$

où jet1 et jet2 sont les deux jets utilisés pour reconstruire le boson de Higgs, Φ est l’angle azimutal et pre-sel. jets sont au plus trois jets de plus haute impulsion transverse. La section 7.5.3 motive le choix de ces coupures et justifie qu’après les avoir appliquées, le bruit de fond multijet est négligeable. Il a été vérifié qu’après les changements dans l’analyse et avec l’ajout des données 2016, les conclusions restent inchangées.

Les figures 143 et 144 montrent les distributions de $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ pour les événements contenant 2 et 3 jets respectivement.

Une légère pente décroissante pour $20^\circ < \min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})] < 40^\circ$ (cadre du bas de la figure 144a) pourrait indiquer la présence de bruit de fond multijet restant. Cet excès dans les données est ajouté à l’estimation du bruit de fond multijet à partir du Monte Carlo. La distribution de $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ ne montre aucun excès pour de grandes valeurs où le bruit de fond multijet est attendu. La table 50 résume le nombre d’événements multijet dans chaque

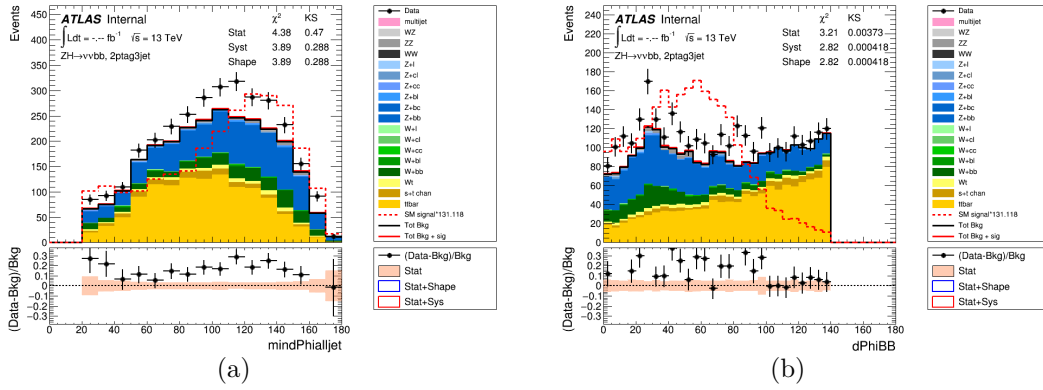


FIGURE 144 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après toutes les coupures de l'analyse MVA pour des événements contenant 3 jets : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$

| | 2 jets | | 3 jets | |
|---------------------------------|----------|----------|----------|----------|
| | Multijet | Objectif | Multijet | Objectif |
| Intervalle complet de mBB | 0 | 8.86 | 33.2 | 26.52 |
| $60 < m_{\text{BB}} < 160$ GeV | 0 | 1.72 | 8.11 | 1.94 |
| $110 < m_{\text{BB}} < 140$ GeV | 0 | 1.3 | 0 | 1.28 |

TABLE 50 – Estimation du bruit de fond multijet, l'excès dans les données pour $20 < \min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})] < 40$ est inclus dans l'estimation. Les objectifs dans la fenêtre en masse sont inchangés car aucun facteur d'échelle est appliqué sur le signal

catégorie. Les objectifs sont :

- 1- Il doit être de l'ordre de 1% de tous les autres bruits de fond qualifiés de bruit de fond électrofaible.
- 2- Il doit être de l'ordre de 10% du signal dans l'intervalle $60 < m_{\text{BB}} < 160$ GeV. Un intervalle plus étroit est également testé : $110 < m_{\text{BB}} < 140$ GeV

Les objectifs sur tout l'intervalle de mBB sont atteints bien que dans les événements 3 jets l'objectif soit légèrement dépassé. Ils sont également atteints pour l'intervalle le plus étroit $110 < m_{\text{BB}} < 140$ GeV mais pas pour le plus large. Le bruit de fond multijet étant négligeable par rapport aux autres bruits de fond, les facteurs d'échelle des bruits de fond peuvent être déterminés en utilisant un ajustement sur le canal 0 lepton seul dont le modèle d'ajustement est décrit dans la section 8.7.1. Les figures 145 et 146 montrent la distribution de $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ pour les événements contenant 2 et 3 jets respectivement après avoir tenu compte de ces facteurs d'échelle. La table 51 résume l'estimation du bruit de fond multijet après l'application des facteurs d'échelle, les objectifs sont atteints. Le bruit de fond multijet peut être négligé.

Coupures sur $\text{MET}_{\text{trace}}$

Lors de l'analyse réalisée avec les données du Run 1 du LHC, $\text{MET}_{\text{trace}} > 30$ GeV était appliquée. L'efficacité marginale (après application de toutes les autres coupures) sur l'acceptance du signal est résumée dans la table 52, elle varie de 58 % à 80 %. Une coupure sur l'énergie transverse manquante étant appliquée à 150 GeV, on s'attend à ce que la coupure soit plus

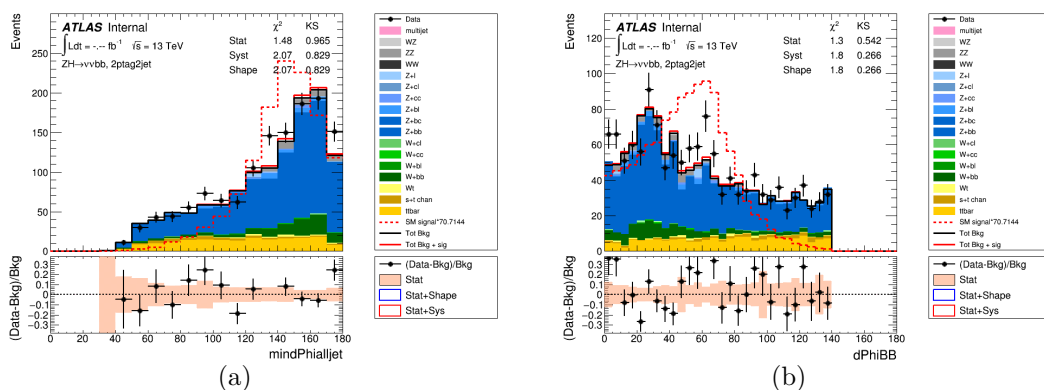


FIGURE 145 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après toutes les coupures de l’analyse MVA et l’application des facteurs d’échelle obtenus après un ajustement du canal 0 lepton seul pour des événements contenant 2 jets : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$

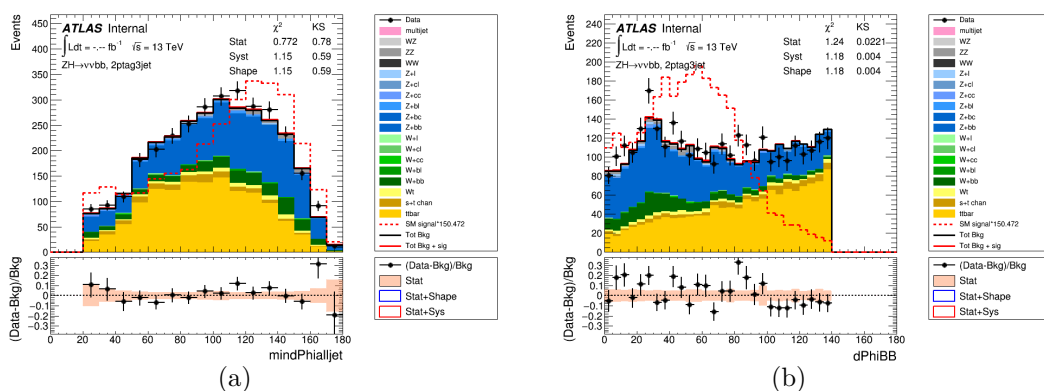


FIGURE 146 – Distributions des deux principales variables anti-QCD après toutes les coupures de l’analyse MVA et l’application des facteurs d’échelle obtenus après un ajustement du canal 0 lepton seul pour des événements contenant 3 jets : (a) $\min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})]$ (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$

| | 2 jets | | 3 jets | |
|---|----------|----------|----------|----------|
| | Multijet | Objectif | Multijet | Objectif |
| Intervalle complet de mBB | 0 | 12.5 | 14.37 | 30.44 |
| $60 < m_{\text{BB}} < 160 \text{ GeV}$ | 0 | 1.72 | 0.2 | 1.94 |
| $110 < m_{\text{BB}} < 140 \text{ GeV}$ | 0 | 1.3 | 0 | 1.28 |

TABLE 51 – Estimation du bruit de fond multijet après l’application des facteurs d’échelle obtenus après un ajustement du canal 0 lepton seul, l’excès dans les données pour $20 < \min[\Delta\Phi(\text{MET}, \text{pre-sel. jets})] < 40$ est inclus dans l’estimation.

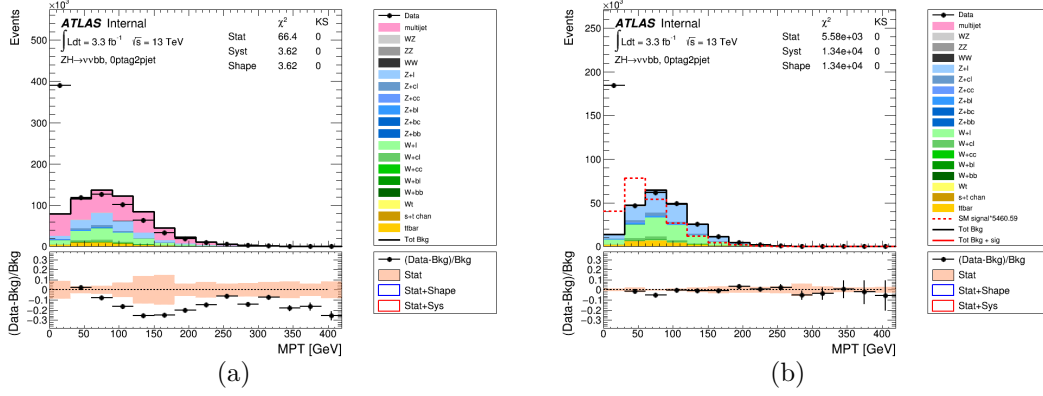


FIGURE 147 – Distribution de MET_{trace} (a) avant et (b) après application des coupures anti-QCD toutes catégories de jets confondues.

efficace, une ré-optimisation de la coupure sur MET_{trace} a donc été réalisée.

| Catégories | MET dans [150,200] GeV | MET dans [200,∞] GeV |
|--------------------|------------------------|----------------------|
| 2 jets de b 2 jets | 0.582 | 0.725 |
| 2 jets de b 3 jets | 0.672 | 0.795 |

TABLE 52 – Efficacité marginale de la coupure sur MET_{trace}

La figure 147 montre la distribution de MET_{trace} avant et après application des coupures anti-QCD toutes catégories de jets confondues. La coupure $MET_{\text{trace}} > 30$ GeV permet de rejeter le bruit de fond non collisionnel pour lequel les coupures anti-QCD sont sans effet.

Afin de caractériser le bruit de fond non collisionnel, la coupure sur MET_{trace} est inversée et les distributions de plusieurs variables ont été étudiées. Les variables possédant le comportement le plus notable sont :

$$pTBA = (pTB1 - pTB2)/(pTB1 + pTB2) \quad (251)$$

mais également $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ et $|\Phi_{B1}|$, l'angle azimutale du jet de b de plus haute impulsion transverse, comme le montre la figure 148.

Les figures 148a, 148b et 148c montrent les variables $pTBA$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ et leur corrélation. Deux régimes sont visibles, un régime possédant une large asymétrie d'impulsion transverse et un second régime pour lequel l'angle azimutale entre les deux jets sélectionnés est nul. La figure 148d que la plupart des jets provenant du bruit de fond non collisionnel se trouve à un angle proche de 0° ou 180° , ces jets proviennent probablement de muons du halo.

La figure 149 montre la corrélation entre la pseudo-rapacité et l'angle azimutal du jet de plus haute impulsion transverse pour les événements avec $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV et 0 jet de b, 1 jet de b, 2 jets de b. Le bruit de fond non collisionnel est réduit par l'identification des jets de b. La plupart du bruit de fond non collisionnel se trouve dans la catégorie des événements contenant 0 jet de b, il est réduit dans les catégories contenant 1 jet de b et est négligeable dans les catégories contenant 2 jets de b.

En effet, la figure 150 montre les distributions de MET_{trace} , $pTBA$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ quand toutes les coupures sont appliquées sauf la coupure sur MET_{trace} pour un nombre inclusif de

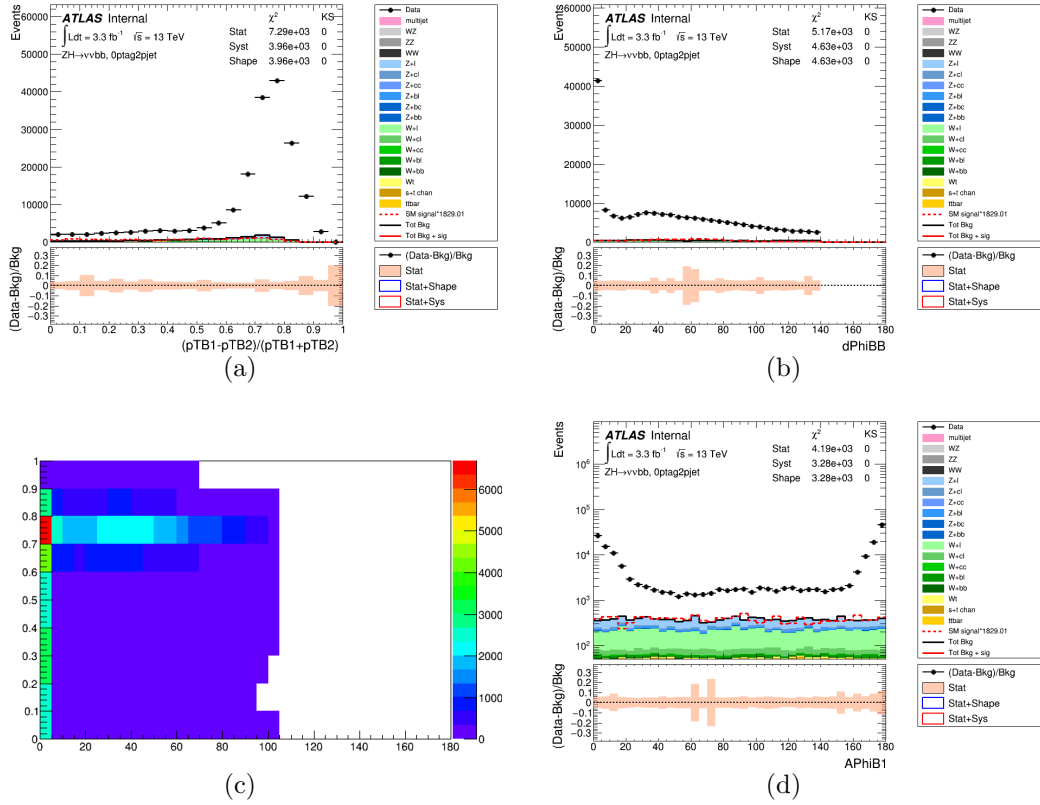


FIGURE 148 – (a) Distributions de pT_{B1} (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$, (c) corrélation entre pT_{B1} et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ (d) Φ_{B1} toutes catégories de jets confondus pour $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV

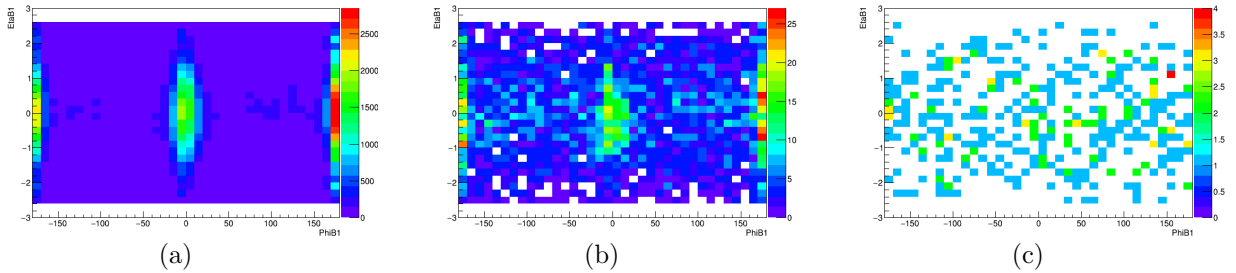


FIGURE 149 – Corrélation entre la pseudo-rapidité et l'angle azimutal du jet de plus haute impulsion transverse pour les événements avec $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV et 0 jet de b , 1 jet de b , 2 jets de b .

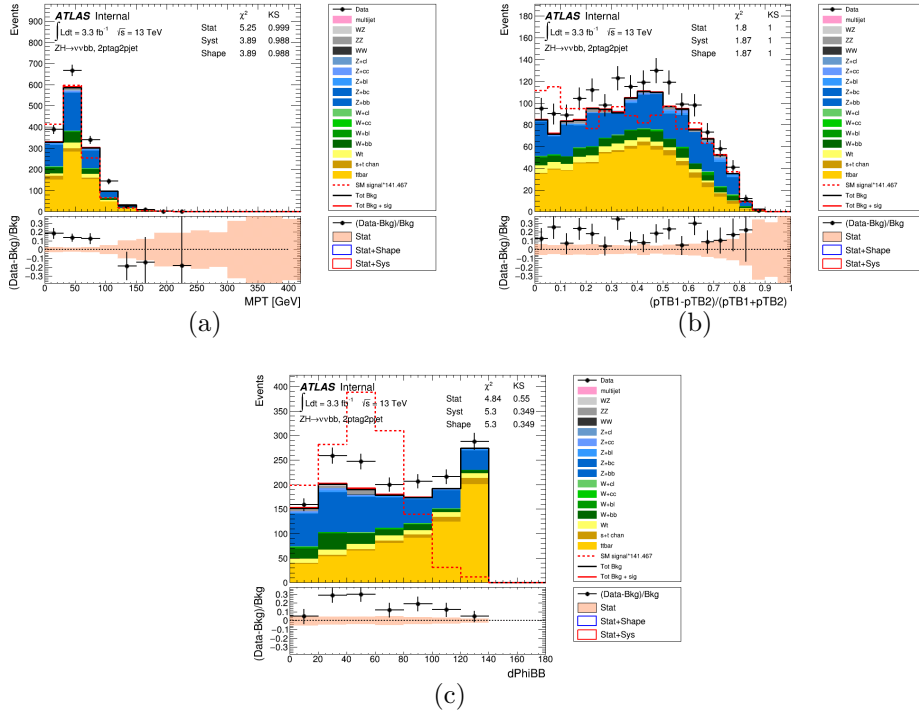


FIGURE 150 – Distributions de (a) MET_{trace} , (b) $pTBA$ et (c) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ quand toutes les coupures sont appliquées sauf la coupure sur MET_{trace} pour un nombre inclusif de jets et 2 jets de b

jets et 2 jets de b. Le bruit de fond non collisionnel est absent à bas $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ ou à haut $pTBA$. Les conclusions sont les mêmes lorsqu'on regarde la figure 151 qui montre les distributions de $pTBA$ et $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ quand toutes les coupures sont appliquées avec la coupure sur $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV. La coupure peut donc être retirée.

Dans les catégories contenant 1 jet de b, la figure 152 montre la distribution de MET_{trace} et $pTBA$ quand toutes les coupures sont appliquées sauf $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV. Dans ces distributions, une déviation importante entre les données et le Monte Carlo peut être observée dans les régions où le bruit de fond non collisionnel est attendu. La coupure sur MET_{trace} ne peut pas être retirée. La figure 153 montre la distribution du poids d'identification du jet b pour le jet de plus haute impulsion transverse avec $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV, toutes les autres coupures de l'analyse MVA sont appliquées. Le bruit de fond non collisionnel peut donc être supprimé en demandant que le jet de plus haute impulsion transverse pour $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV soit un jet de b. Cette coupure alternative permettrait d'améliorer la sensibilité des catégories contenant 1 jet de b, dans le cas où on souhaiterait les inclure dans l'analyse. La figure 154 montre la comparaison entre la distribution de $pTBA$ avec cette coupure alternative ou la coupure standard. Les deux distributions montrent le même niveau d'accord entre les données et le Monte Carlo.

La conclusion de l'étude est que pour les catégories contenant 0 jet de b et 1 jet de b, la coupure $MET_{\text{trace}} > 30$ GeV ou une coupure alternative est nécessaire. Pour la catégorie contenant 2 jets de b, la coupure peut être retirée ce qui améliore la signification statistique d'environ 30 % évaluée avec un rapport de fonction de vraisemblance sur la distribution de mBB.

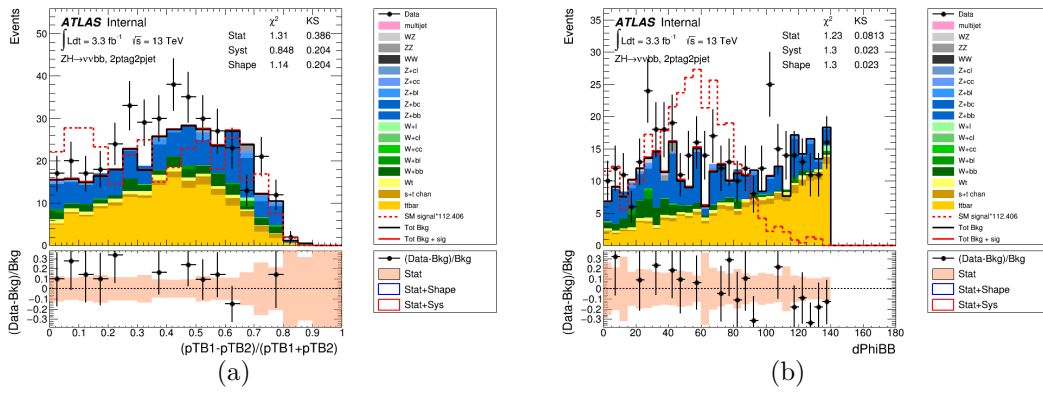


FIGURE 151 – Distributions de (a) $pTBA$ et (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ quand toutes les coupures sont appliquées avec la coupure sur $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV pour un nombre inclusif de jets et 2 jets de b

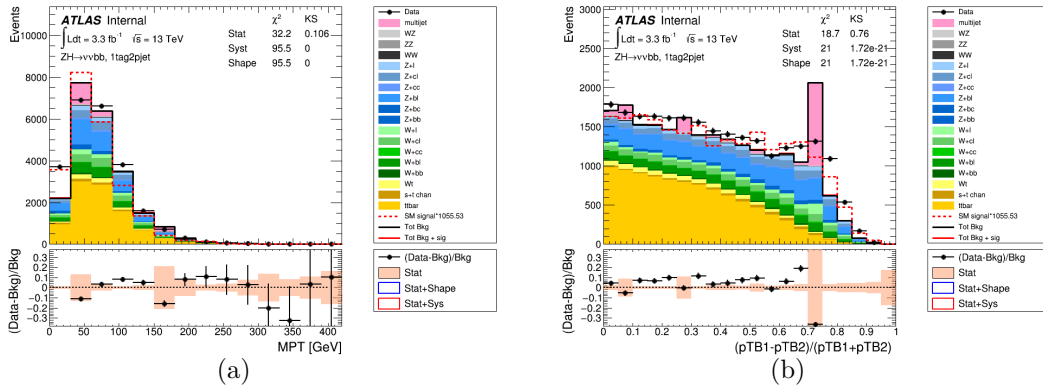


FIGURE 152 – Distributions de (a) $pTBA$ et (b) $\Delta\Phi(\text{jet1}, \text{jet2})$ quand toutes les coupures sont appliquées sauf la coupure sur MET_{trace} pour un nombre inclusif de jets et 1 jet de b

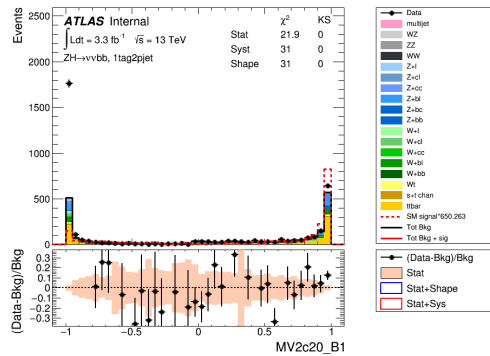


FIGURE 153 – La distribution du poids d'identification du jet b pour le jet de plus haute impulsion transverse avec $MET_{\text{trace}} < 30$ GeV, toutes les autres coupures de l'analyse MVA sont appliquées.

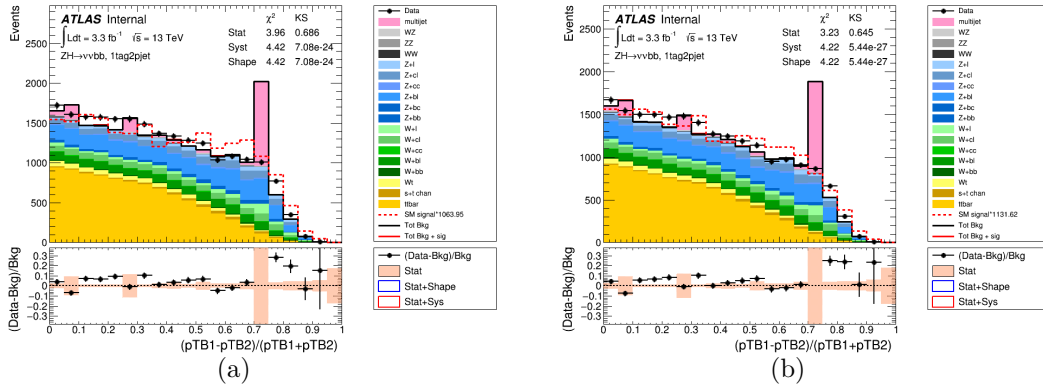


FIGURE 154 – Distributions de pT_{BA} après (a) toutes les coupures sauf la coupure en MET_{trace} , et en imposant que le jet de plus haute impulsion transverse soit un jet de b pour $MET_{trace} < 30$ GeV et (b) toutes les coupures.

8.4.3 Canal 1 lepton

Le canal 1 lepton est divisé en deux sous-canaux en fonction de la nature du lepton (électron ou muon). Pour le sous-canal des électrons, les événements sont sélectionnés en utilisant un menu du système de déclenchement reposant sur la présence d'un électron, les seuils sur l'impulsion transverse de l'électron sont 24, 60 et 120 GeV pour les données 2015, le seuil du dernier menu est augmenté à 140 GeV pour l'année 2016. Une condition d'isolation est appliquée pour les seuils les plus bas. Pour le sous-canal des muons, les menus du canal 0 lepton sont utilisés, en effet les muons ne sont pas inclus dans le calcul de l'énergie transverse manquante au niveau du système de déclenchement. Le menu utilisant l'énergie transverse manquante possède une plus grande efficacité que les menus utilisant les muons à cause de la couverture limitée des chambres à muons pour certaines régions du détecteur.

Les événements doivent posséder un lepton de qualité WH-signal. De plus, dans le sous canal des électrons, une coupure sur l'énergie transverse manquante est appliquée, elle vaut 30 GeV et permet de réduire le bruit de fond multijet.

Estimation du bruit de fond multijet

Le bruit de fond multijet est estimé de manière indépendante dans les sous-canaux des électrons et des muons bien que la procédure soit identique. La forme et la normalisation du bruit de fond multijet sont déterminées en utilisant des régions de contrôle possédant un lepton VH-loose et non WH-signal, les autres coupures appliquées sont identiques à celle de la région de signal. Les bruits de fond différents du bruit de fond multijet sont soustraits.

La forme du bruit de fond multijet est estimée à partir des événements possédant exactement un jet de b. Deux facteurs correctifs sont appliqués pour tenir compte des différences entre la région de contrôle et la région de signal. Le premier facteur permet de tenir compte de la différence du nombre de jets de b. Le second facteur permet de tenir compte de la différence sur la qualité des leptons.

La normalisation du bruit de fond multijet est déterminée en utilisant les événements contenant 2 jets de b. Seul le second facteur est appliqué.

8.4.4 Canal 2 leptons

Le canal est également divisé en deux sous-canaux : électrons et muons. Les menus du système de déclenchement dans le sous-canal des électrons est le même que dans le canal 1 lepton. Pour le sous-canal des muons, des menus reposant sur la présence d'un muon sont utilisés, les seuils en impulsion transverse utilisés sont 20 et 40 GeV pour les données 2015 et 24 et 50 GeV pour les données 2016. Comme pour les menus utilisant les électrons, le seuil le plus bas inclus une coupure d'isolation.

L'événement doit posséder exactement deux leptons VH-loose dont au moins un ZH-signal. De plus, les charges des muons doivent être de signe opposé. La masse invariante du système de deux leptons m_{ll} doit être cohérente avec celle du boson Z, la coupure $71 < m_{ll} < 121$ GeV est appliquée.

Estimation du bruit de fond multijet

Le bruit de fond multijet est estimé dans la fenêtre de m_{ll} en supposant que les événements possédant des leptons de même signe et de signe opposé sont symétriques pour le bruit de fond multijet. Dans la fenêtre $71 < m_{ll} < 121$ GeV, le bruit de fond multijet représente 0.3 % et 1.4 % pour respectivement le sous-canal des muons et des électrons. L'influence sur l'extraction du signal sera négligeable, il n'est donc pas inclus dans l'analyse statistique.

8.4.5 Analyse multivariée

L'analyse multivariée repose sur l'utilisation de BDTs (boosted decision trees) qui sont entraînés et évalués indépendamment pour chaque canal (0, 1 et 2 leptons) et chaque multiplicité de jet (2 et 3 jets). Dans les canaux 0 et 1 lepton, seuls les événements possédant $p_T^V > 150$ GeV sont utilisés alors que pour le canal 2 leptons, un BDT est utilisé pour chaque région de p_T^V : $p_T^V > 150$ GeV et $p_T^V < 150$ GeV. La table 53 résume les catégories pour lequel un BDT est construit.

| Canal | Catégories 2 jets de b | | | | | |
|-----------|---------------------------|--------|----------------|---------------|--------|----------------|
| | $p_T^V < 150$ | | | $p_T^V > 150$ | | |
| | 2 jets | 3 jets | 3 jets ou plus | 2 jets | 3 jets | 3 jets ou plus |
| 0 lepton | - | - | - | BDT | BDT | - |
| 1 lepton | - | - | - | BDT | BDT | - |
| 2 leptons | BDT | - | BDT | BDT | - | BDT |

TABLE 53 – Régions pour lesquelles un BDT est entraîné.

Deux versions du BDT sont entraînées, le premier BDT, noté BDT_{VH} , est entraîné pour séparer le signal $VH, H \rightarrow b\bar{b}$ du bruit de fond total attendu, c'est le BDT utilisé dans l'analyse principale. Le second BDT, noté BDT_{VZ} , est entraîné pour séparer le processus $VZ, Z \rightarrow b\bar{b}$ du bruit de fond total attendu, c'est le BDT utilisé dans l'analyse Diboson.

Les variables utilisés pour construire les BDTs sont choisis afin de maximiser la séparation signal/bruit de fond mais également en évitant les variables n'apportant pas d'amélioration significative des performances. En commençant par la masse du système des 2 jets identifié

comme jet de b qui pique à 125 GeV pour le signal alors que le bruit de fond ne présente pas cette structure, on ajoute une variable à la fois et celle apportant la meilleure amélioration est conservée. La procédure est répétée jusqu'à ce que l'ajout d'une variable n'apporte aucune amélioration significative des performances. Les variables utilisées dans chaque canal sont résumées dans la table 54. L'indice jet1 (resp. jet2) désigne le (resp. second) jet de b de plus haute impulsion. Leur séparation en pseudo-rapacité est notée $|\Delta\eta(\text{jet}_1, \text{jet}_2)|$, la distance séparant les deux jets dans le plan (η, Φ) est notée $|\Delta R(\text{jet}_1, \text{jet}_2)|$. La séparation angulaire dans le plan transverse et en pseudo rapidité entre le système de jets et le boson de jauge massif sont respectivement notées $\Delta\phi(V, H)$ et $\Delta\eta(V, H)$. Dans le canal 0 lepton, H_T désigne la somme scalaire de l'impulsion transverse de tous les jets et de l'énergie transverse manquante.

Dans le canal 1 lepton, l'angle entre le lepton le plus proche d'un jet de b est noté $\min(\Delta\phi(l, \text{jet}))$. La masse transverse du boson W est définie par :

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^l MET(1 - \cos(\Delta\Phi(l, MET)))} \quad (252)$$

où p_T^l est l'impulsion transverse du lepton. Elle permet dans l'analyse 1 lepton de distinguer le signal qui contient un boson W des bruits de fond n'en contenant pas (par exemple le multijet). Afin d'améliorer la réjection du bruit de fond $t\bar{t}$, deux variables additionnelles sont utilisées, il s'agit de la séparation en rapidité $\Delta Y(W, H)$ entre le boson W et le boson de Higgs et de la masse du quark top m_{top} sous l'hypothèse que l'événement est un événement $t\bar{t}$. Le quadrivecteur du neutrino nécessaire pour évaluer ces quantités est estimé en imposant que la masse du système lepton + neutrino corresponde à la masse du boson W. Le quark top est alors reconstruit en choisissant le jet de b qui minimise m_{top} . L'angle minimal entre le lepton et les jets est également utilisé, pour le signal WH cet angle tend à être grand car le boson W et le boson de Higgs sont dos à dos à la différence du bruit de fond $W + \text{jets}$.

Pour le canal 2 leptons, la masse invariante du système de deux leptons permet de discriminer le signal qui contient un boson Z des bruits de fond n'en contenant pas (par exemple $t\bar{t}$)

Afin de limiter les effets de surentraînement liés au faible nombre d'événements de certains bruit de fond, une procédure, la *truth tagging*, est utilisée sur les bruits de fond $V + cc$, $V + cl$, $V + l$ et WW , cette procédure permet d'augmenter la statistique. Quand le truth tagging est utilisé, tous les événements possèdent 2 jets de b par construction car une combinaison de deux jets contenus dans l'événement est choisie comme jets de b. La probabilité que le jet soit identifié comme jet de b est proportionnelle à l'efficacité de l'identifier comme jet de b qui est une fonction de la vraie saveur du jet, de p_T et η . Pour une combinaison donnée, un poids partiel de truth tagging est défini comme le produit de l'efficacité d'identifier les jets de b choisi multipliée par un moins l'efficacité des autres jets. Le poids de truth tagging de l'événement est le rapport du poids partiel de truth tagging sur la somme des poids partiels de toutes les combinaisons possibles.

Par exemple, dans les événements possédant 3 jets, en notant ϵ_i l'efficacité d'identifier le jet i comme jet de b, le dénominateur du poids de l'événement noté ϵ_{tot} est :

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_1\epsilon_2(1 - \epsilon_3) + \epsilon_1(1 - \epsilon_2)\epsilon_3 + (1 - \epsilon_1)\epsilon_2\epsilon_3 \quad (253)$$

et le poids de l'événement si les jets 1 et 2 sont choisis est :

$$\frac{\epsilon_1\epsilon_2(1 - \epsilon_3)}{\epsilon_{\text{tot}}} \quad (254)$$

| Variable | Nom | 0 lepton | 1 lepton | 2 leptons |
|--|-----------|----------|----------|-----------|
| p_T^V | pTV | | ✓ | ✓ |
| MET | MET | ✓ | ✓ | ✓ |
| p_T^{jet1} | pTB1 | ✓ | ✓ | ✓ |
| p_T^{jet2} | pTB2 | ✓ | ✓ | ✓ |
| m_{jj} | mBB | ✓ | ✓ | ✓ |
| $\Delta R(\text{jet}_1, \text{jet}_2)$ | dRBB | ✓ | ✓ | ✓ |
| $ \Delta\eta(\text{jet}_1, \text{jet}_2) $ | dEtaBB | ✓ | | ✓ |
| $\Delta\phi(V, H)$ | dPhiVBB | ✓ | ✓ | ✓ |
| $\Delta\eta(V, H)$ | dEtaVBB | | | ✓ |
| $M_{eff}(M_{eff3})$ | HT | ✓ | | |
| $\min(\Delta\phi(l, \text{jet}))$ | dPhiLBmin | | ✓ | |
| m_T^W | mTW | | ✓ | |
| m_{ll} | mLL | | | ✓ |
| $\Delta Y(W, H)$ | dYWH | | ✓ | |
| m_{top} | mTop | | ✓ | |
| Seulement dans les événements contenant 3 jets | | | | |
| p_T^{jet3} | pTJ3 | ✓ | ✓ | ✓ |
| m_{jjj} | mBBJ | ✓ | ✓ | ✓ |

TABLE 54 – Variables utilisées pour entraîner le BDT.

8.4.6 Analyse basée sur les coupures

L'analyse basée sur les coupures utilise les mêmes coupures que l'analyse MVA. Des catégories supplémentaires dépendant du p_T^V sont définies, la région $p_T^V > 150$ GeV est divisée en $150 < p_T^V < 200$ GeV et $p_T^V > 200$ GeV. Pour le canal 1 lepton pour des raisons purement technique, seul la catégorie $p_T^V > 150$ GeV est utilisée. En plus de ces coupures, une coupure sur dRBB est utilisée dans les trois canaux, elle dépend de la région de p_T^V considérée puisque plus le p_T^V est grand plus les deux jets tendent à être proche. Les coupures sont résumées dans la table 55. Dans le canal 1 lepton, une coupure sur la masse transverse du boson W est appliquée : $m_T^W < 120$ GeV. Dans le canal 2 leptons, la fenêtre en m_{ll} est réduite à [81 ; 101] GeV et $\text{METHT} < 3.5\text{GeV}^{1/2}$ est appliquée (la variable est définie dans la section 7.2).

| Canal | $150 < p_T^V$ GeV | $150 < p_T^V < 200$ GeV | $p_T^V > 200$ GeV |
|-----------|-------------------|-------------------------|-------------------|
| 0 lepton | - | 1.8 | 1.2 |
| 1 lepton | - | 1.8 | 1.2 |
| 2 leptons | 3.0 | 1.8 | 1.2 |

TABLE 55 – Coupures supérieures sur dRBB en fonction de la région en p_T^V .

Les coupures en dRBB et les catégories en p_T^V sont le résultat d'une optimisation dans le canal 0 lepton, décrite dans le paragraphe suivant.

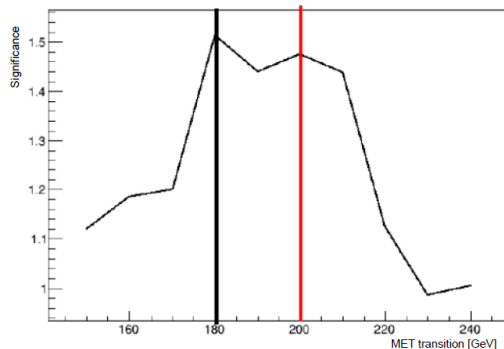


FIGURE 155 – Evolution de la signification statistique totale en fonction de la transition.

Optimisation de l'analyse dans le canal 0 lepton

L'optimisation de l'analyse 0 lepton a été réalisée en divisant l'analyse en fonction du nombre de jets : 2 ou 3 jets et en fonction de l'énergie transverse manquante : $150 < \text{MET} < X$ GeV et $X < \text{MET}$ où X est la transition à optimiser. En fixant $X = 200$ GeV, il a été vérifié que la seule variable apportant une amélioration de la signification statistique du résultat est dRBB. La signification statistique est calculée en combinant quadratiquement la signification statistique de chaque région calculée avec la distribution de mBB divisée en intervalle de 20 GeV entre 15 et 315 GeV en utilisant la formule suivante :

$$\text{signification statistique} = \sqrt{\sum_i 2[(s_i + b_i) \ln(1 + \frac{s_i}{b_i}) - s_i]} \quad (255)$$

où la somme sur i porte sur les divisions de la distribution de mBB. La figure 155 montre l'évolution de la signification statistique totale en fonction de la transition. Pour chaque valeur de X et chaque région, la valeur de la coupure en dRBB est optimisée pour maximiser la signification statistique. La signification statistique maximale est obtenue pour une transition à 180 GeV. Toutefois, la transition à 200 GeV, ne dégrade le résultat que de 2.5 % et correspond à une transition utilisée pour le Run 1, cette valeur a donc été choisie. Les valeurs de la coupure sur dRBB obtenues lors de l'optimisation sont résumées dans la table 56. Il n'y a pas de raison physique que la coupure varie en fonction du nombre de jets, une uniformisation a donc été appliquée en choisissant pour une région d'énergie transverse manquante la coupure qui maximise le nombre d'événements de signal. La valeur 1.8 a été choisie pour $150 < p_T^V < 200$ GeV et 1.2 pour $p_T^V > 200$ GeV.

| Canal | $150 < p_T^V < 200$ GeV | $p_T^V > 200$ GeV |
|--------|-------------------------|-------------------|
| 2 jets | 1.4 | 1.0 |
| 3 jets | 1.8 | 1.2 |

TABLE 56 – Coupures sur dRBB en fonction de la région en p_T^V résultant de l'optimisation.

8.5 Récapitulatif de la sélection des événements

La table 57 résume les coupures appliquées dans les différents canaux pour chaque analyse.

| Sélection | 0 lepton | 1 lepton | 2 leptons |
|---|--|--|---|
| Trigger | HLT_xe70, HLT_xe90_mht | canal e : plus bas non pré-sélectionné; canal μ : HLT_xe70, HLT_xe90_mht | e ou μ : plus bas non pré-sélectionné |
| Leptons | 0 lepton VH-loose | 1 lepton WH-signal | 2 leptons VH-loose ≥ 1 lepton ZH-signal |
| Paire de leptons | - | - | Même saveur Charge opposée pour $\mu\mu$ |
| MET | > 150 GeV | > 30 GeV (canal e) | $71 < m_{ll} < 121$ GeV |
| m_{ll} | - | - | - |
| sumpt | > 120 (2 jets), > 150 GeV (3 jets) | - | - |
| Jets | - | ≥ 2 signal jets | - |
| Jets de b | - | 1 or 2 b-tagged signal jets | - |
| pTb1 | $> 20^\circ$ | > 45 GeV | - |
| $ \min\Delta\phi(\text{MET}, \text{jet}) $ | $> 20^\circ$ | - | - |
| $ \Delta\phi(\text{MET}, h) $ | $> 120^\circ$ | - | - |
| $ \Delta\phi(\text{jet1}, \text{jet2}) $ | $< 140^\circ$ | - | - |
| $ \Delta\phi(\text{MET}, \text{MET}_{\text{trace}}) $ | $< 90^\circ$ | - | - |
| régions de p_T^V | 0 : $[0, 150]$ GeV (2 leptons), 1 : $[150, \infty[$ GeV | | |
| Coupages additionnelles pour l'analyse basée sur des coupures | | | |
| régions de p_T^V | 0 : $[0, 150]$ GeV (2 leptons), 1 : $[150, 200]$ GeV, 2 : $[200, \infty[$ GeV (0 et 2 leptons) 3 : $[150, \infty[$ GeV (1 lepton) | | |
| $ \Delta R(\text{jet1}, \text{jet2}) $ | p_T^V région 0 : ≤ 3 , région 1 : ≤ 1.8 , p_T^V région 2 : ≤ 1.2 | | |
| m_{ll} | - | - | $81 < m_{ll} < 101$ GeV |
| METHT | - | - | $< 3.5\sqrt{\text{GeV}}$ |

TABLE 57 – Résumé de la sélection des événements pour les canaux 0, 1 et 2 leptons.

8.6 Distribution avant l'ajustement

Les distributions pour $p_T^V > 150$ GeV et pour les événements contenant 2 jets de b sont présentées. Le Monte Carlo est normalisé à 13.2fb^{-1} avec les prédictions théoriques.

Les figures 156, 157, 158 et 159 présentent les distributions respectivement de MET, pTB1, mBB et dRBB pour le canal 0 lepton.

Les figures 160, 161, 162, 163 et 164 présentent les distributions respectivement de p_T^V , MET, pTB1, mBB et m_T^W pour le canal 1 lepton.

Les figures 165, 166, 167 168 et 169 présentent les distributions respectivement de p_T^V , pTB1, mBB, m_{ll} et dRBB pour le canal 2 leptons.

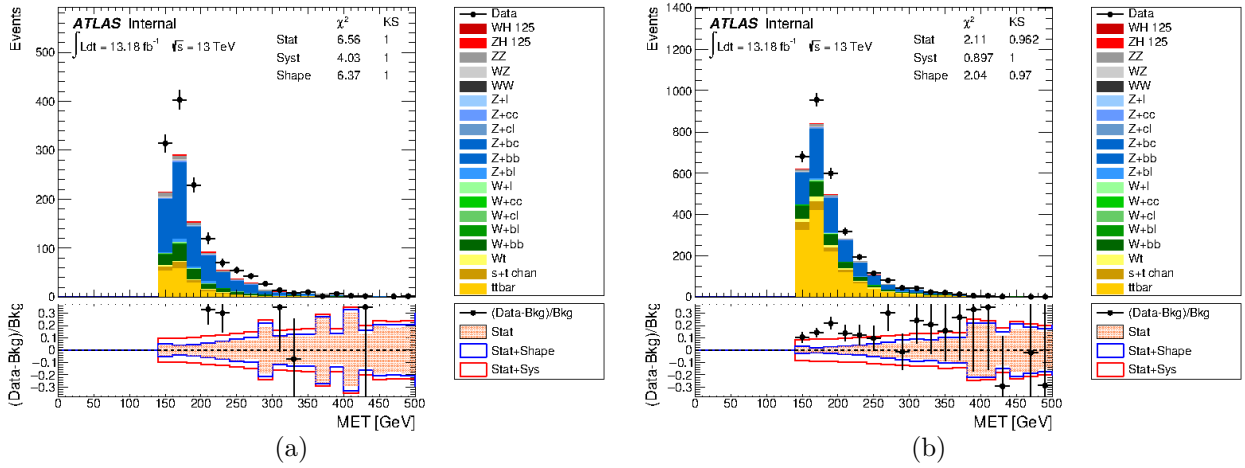


FIGURE 156 – Distributions pré-ajustement de l'énergie transverse manquante dans le canal 0 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

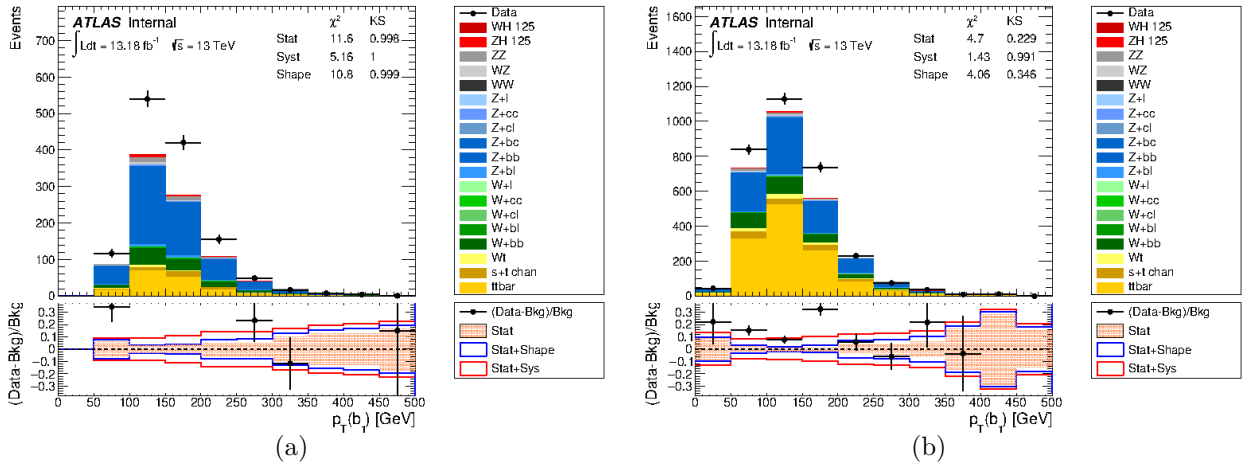


FIGURE 157 – Distributions pré-ajustement de pTB1 dans le canal 0 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

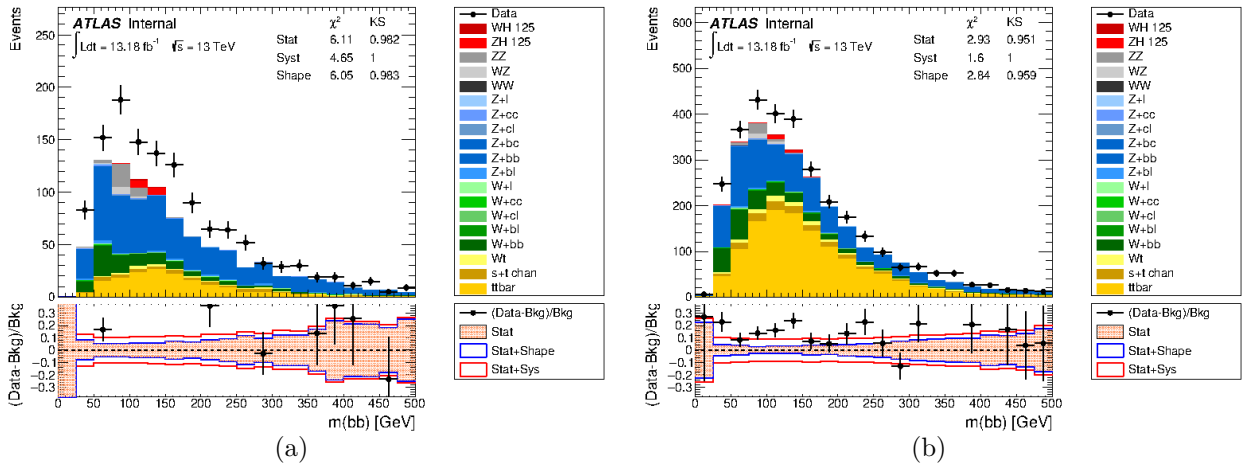


FIGURE 158 – Distributions pré-ajustement de mBB dans le canal 0 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

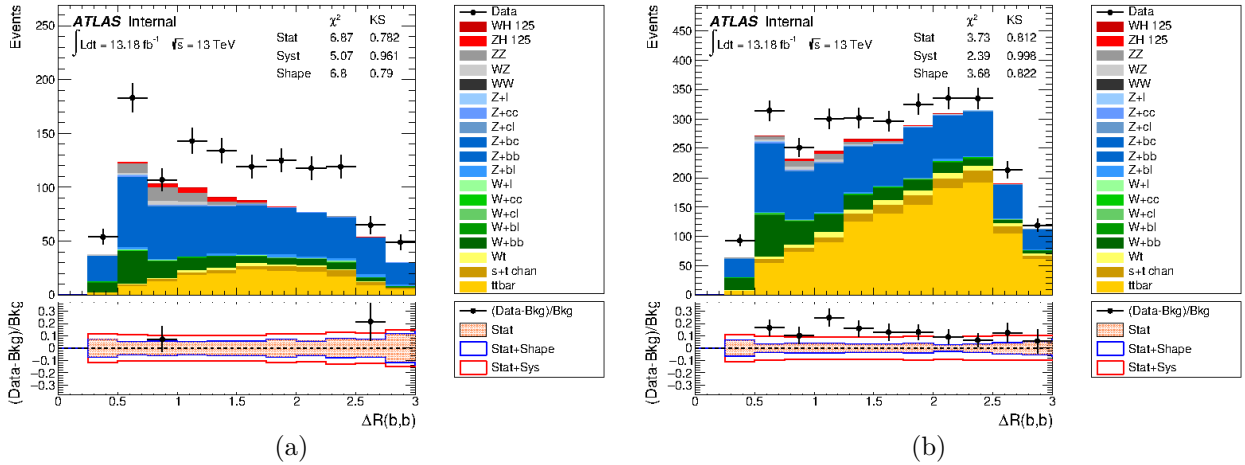


FIGURE 159 – Distributions pré-ajustement de $dRBB$ dans le canal 0 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

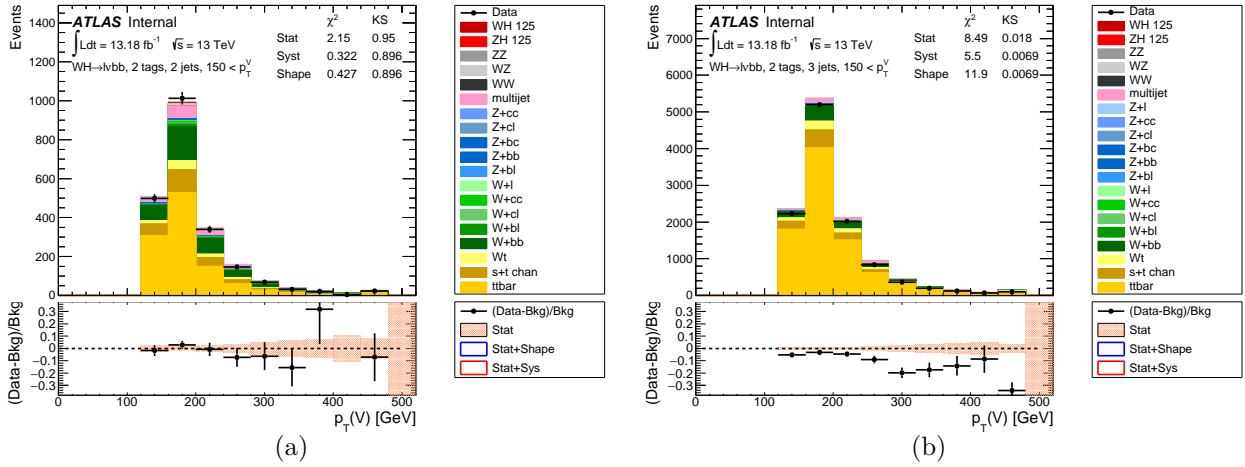


FIGURE 160 – Distributions pré-ajustement de p_T^W dans le canal 1 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

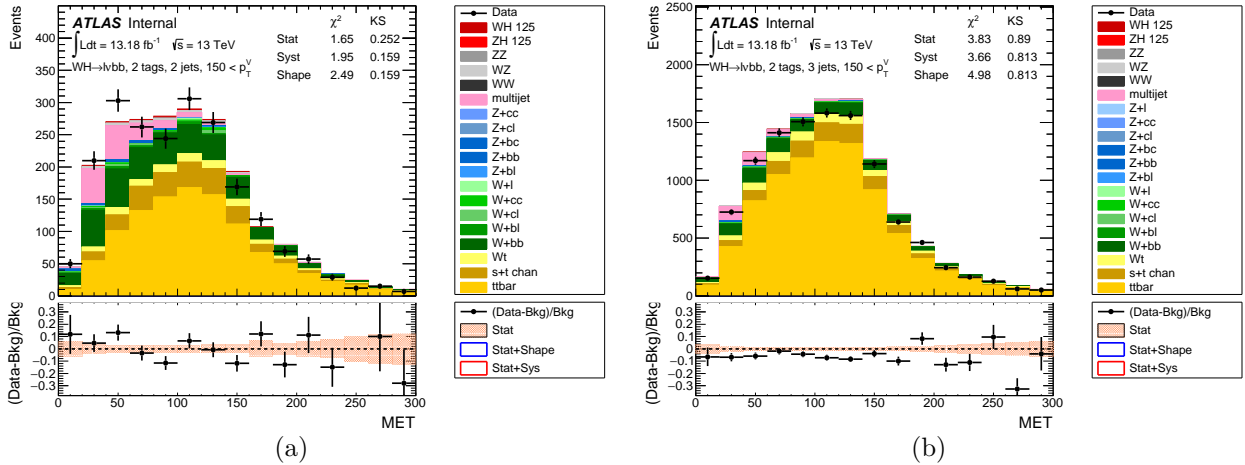


FIGURE 161 – Distributions pré-ajustement de l'énergie transverse manquante dans le canal 1 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

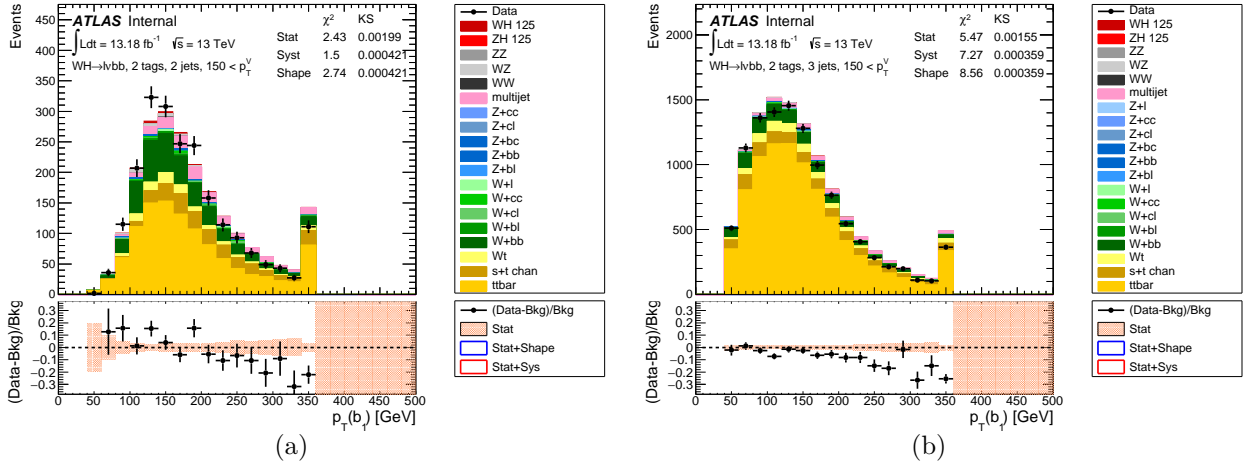


FIGURE 162 – Distributions pré-ajustement de $p_{T(b)}$ dans le canal 1 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

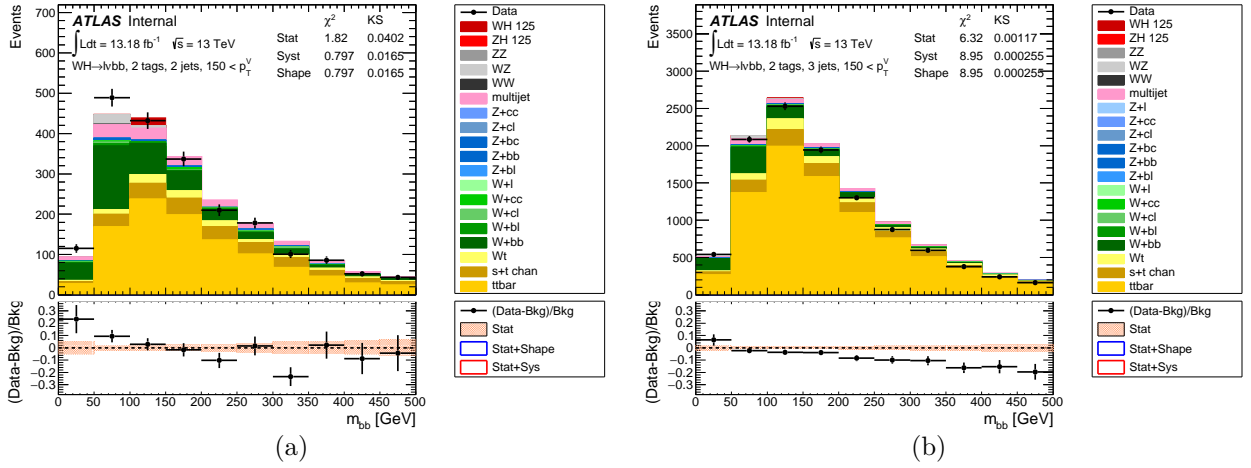


FIGURE 163 – Distributions pré-ajustement de m_{bb} dans le canal 1 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

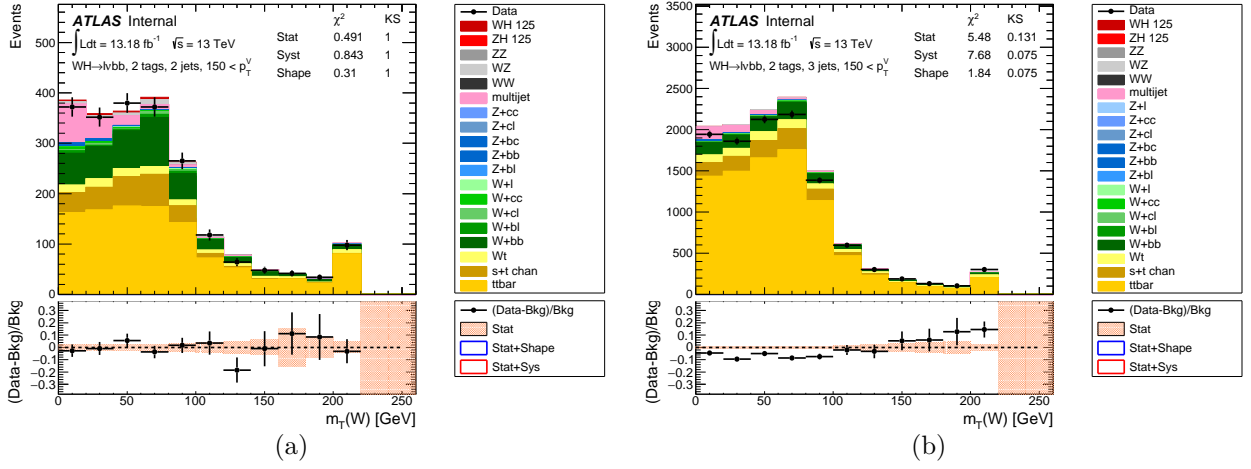


FIGURE 164 – Distributions pré-ajustement de m_T^W dans le canal 1 lepton pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

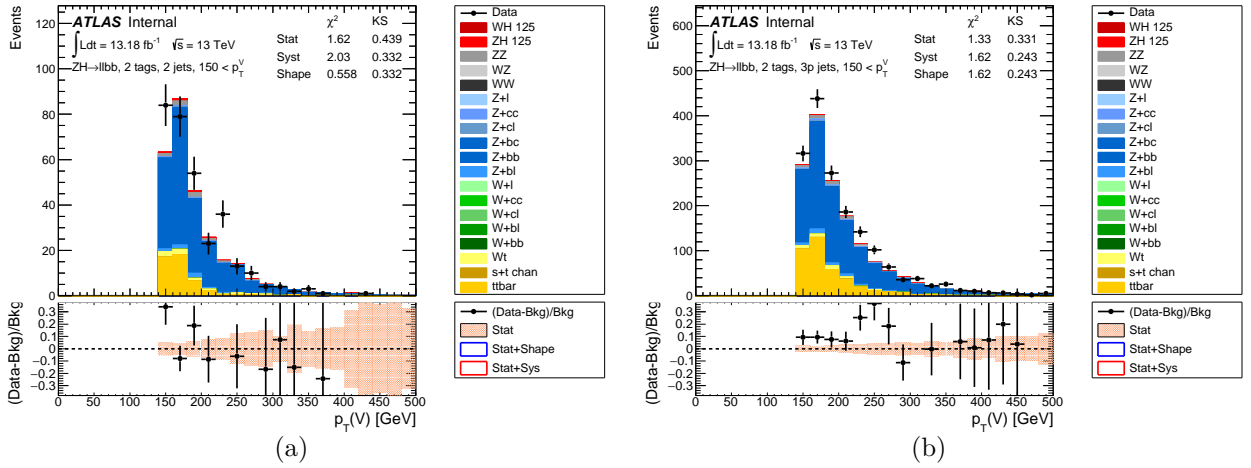


FIGURE 165 – Distributions pré-ajustement de p_T^V dans le canal 2 leptons pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

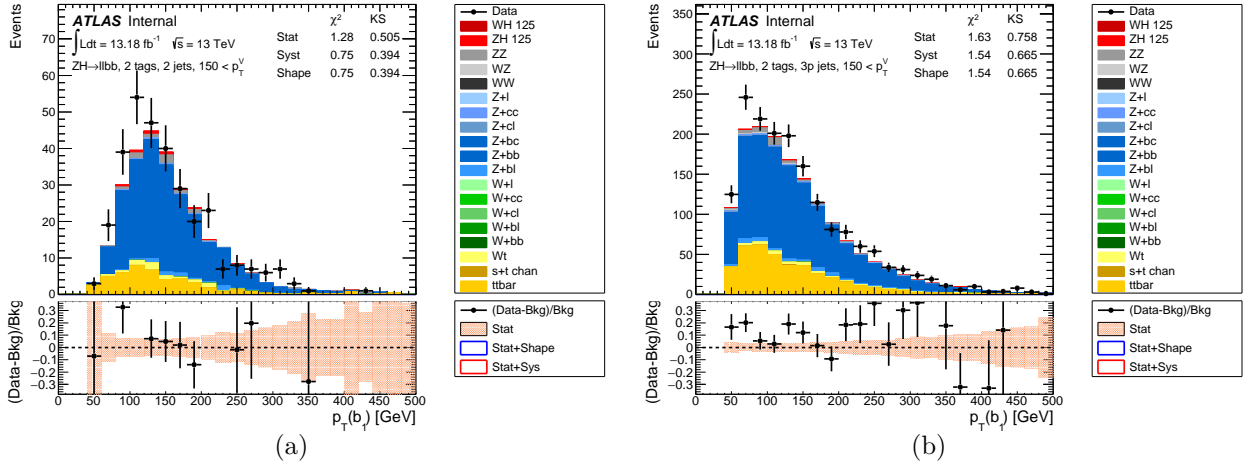


FIGURE 166 – Distributions pré-ajustement de $p_{T1}(b)$ dans le canal 2 leptons pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

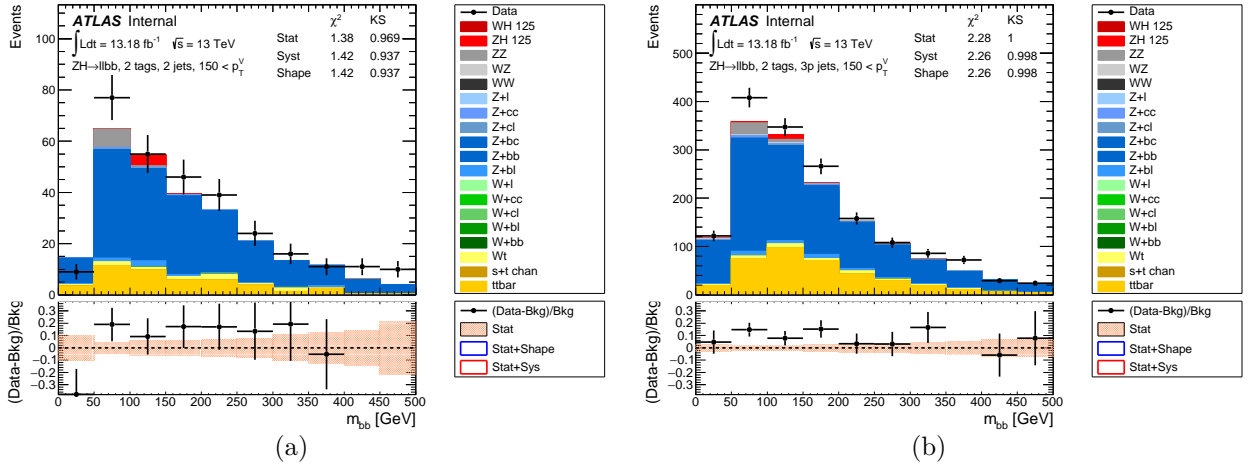


FIGURE 167 – Distributions pré-ajustement de m_{bb} dans le canal 2 leptons pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

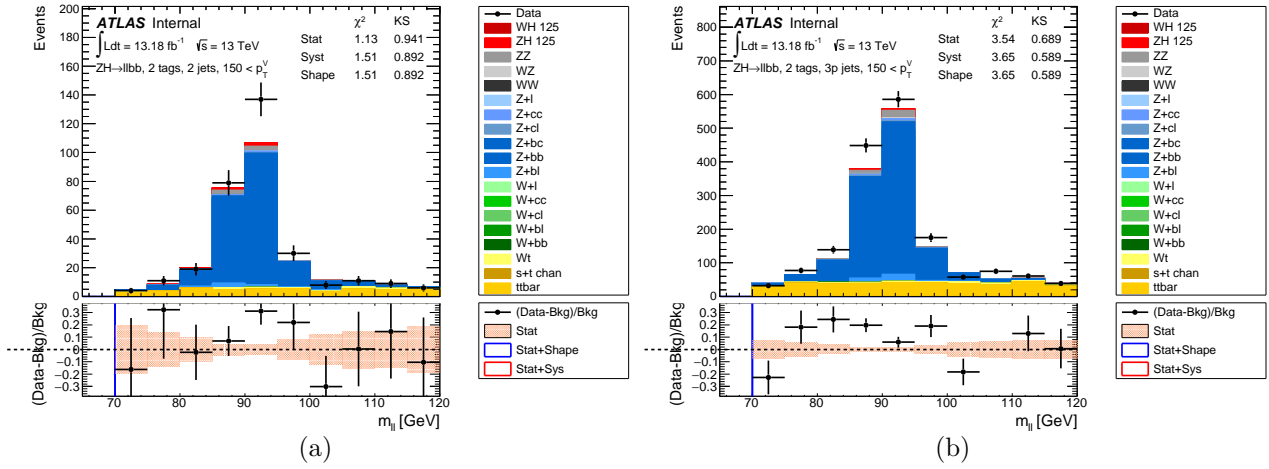


FIGURE 168 – Distributions pré-ajustement de m_{ll} dans le canal 2 leptons pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

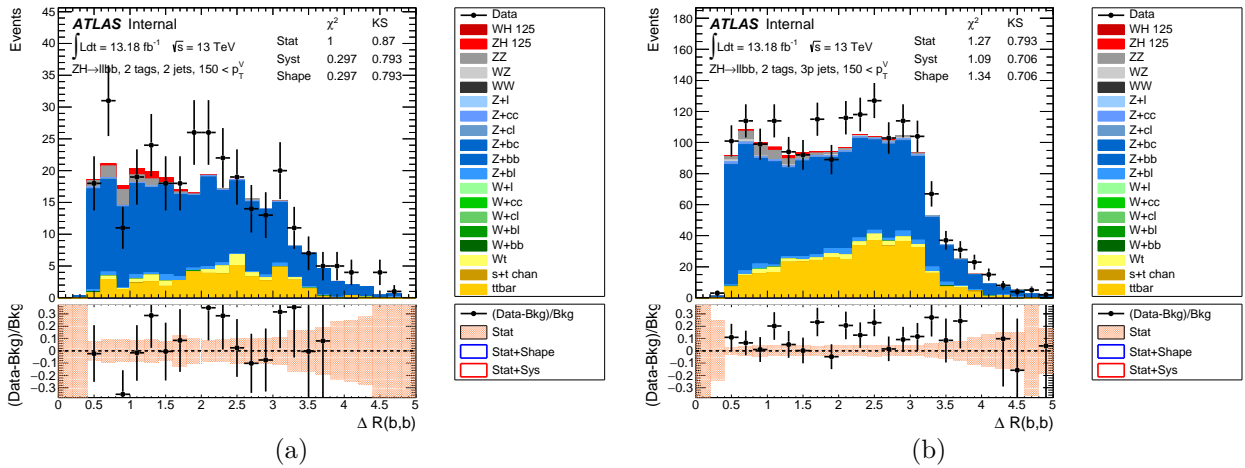


FIGURE 169 – Distributions pré-ajustement de $\Delta R(b,b)$ dans le canal 2 leptons pour les événements 2 jets (a) et 3 jets (b). Les bruits de fond et le signal sont normalisés aux sections efficaces attendues.

8.7 Traitement statistique

Cette partie présente le modèle utilisé pour extraire les résultats finaux. Ils sont obtenus à partir d'un ajustement d'une fonction de vraisemblance dont la construction a été présentée dans la partie 4. Cet ajustement est réalisé simultanément sur les 3 canaux et permet de déterminer les facteurs d'échelle des différents bruits de fond. Dans cet ajustement les paramètres de nuisance sont laissés libres ("profiling"). L'ajustement est réalisé sur les variables discriminantes présentées dans les parties précédentes.

8.7.1 Modèle d'ajustement

Les processus considérés dans l'ajustement sont les suivants :

- Signal : $VH, H \rightarrow b\bar{b}$
- Bruit de fond : Z/W + jets avec la décomposition présentée dans la section 7.5
- Bruit de fond : paire de quarks top : $t\bar{t}$
- Bruit de fond : top seul : canal $s/t/Wt$
- Bruit de fond : paire de bosons : WW, WZ, ZZ
- Bruit de fond : multijet (1 lepton uniquement)

L'ajustement est réalisé simultanément sur les trois canaux pour toutes les catégories décrites dans la section précédente.

La variable de sortie du BDT est conçue pour maximiser la séparation entre le signal et le bruit de fond, cependant le *binning* de la distribution utilisées par défaut ne sont peut être pas le *binning* optimal. Par exemple, des divisions larges réduisent l'incertitude statistique mais également la sensibilité du BDT. Une transformation est appliquée pour chaque distribution de la variable de sortie du BDT. La transformation repose sur la fonction suivante :

$$Z(I[k, l]) = Z(z_s, n_s(I[k, l]), N_s, z_b, n_b(I[k, l]), N_b) \quad (256)$$

où :

- $I[k, l]$ est l'intervalle de la distribution entre les divisions k et l ;
- N_s est le nombre total d'événements de signal dans la distribution ;
- N_b est le nombre total d'événements de bruit de fond dans la distribution ;
- $n_s(I[k, l])$ est le nombre d'événements de signal dans l'intervalle $I[k, l]$;
- $n_b(I[k, l])$ est le nombre d'événements de bruit de fond dans l'intervalle $I[k, l]$;
- z_s et z_b sont des paramètres de l'algorithme.

La fonction considérée dans l'analyse est la suivante :

$$Z = z_s n_s / N_s + z_b n_b / N_b \quad (257)$$

avec $z_s = z_b = 10$. La procédure est la suivante :

- 1- En partant de la division la plus à droite de l'histogramme d'origine, la longueur de l'intervalle $I[k, \text{dernière division}]$ est augmentée à chaque étape en ajoutant un à un les divisions de la droite vers la gauche.
- 2- La fonction Z est évaluée à chaque étape
- 3- Une fois que $Z(I[k_0, \text{dernière division}]) > 1$, l'ensemble des divisions dans l'intervalle est regroupé en une division
- 4- Les étapes 1-3 sont répétées en partant de la division la plus à droite n'ayant pas été incluse dans le regroupement précédent jusqu'à atteindre la gauche de la distribution.

| Paramètre de nuisance | Description | Echantillon/Catégorie | Valeur | Effet |
|-----------------------|---------------------|---|--|---------------|
| norm_Zbb | Zhf | Zhf , Toutes les régions dans le fit combiné, Canaux 0 et 2 leptons dans un fit par canal | Libre | Normalisation |
| ZbbNorm | Normalisation Zhf | Zhf , pour le fit sur le canal 1 lepton, Tous les régions | 48% | Normalisation |
| ZbbNorm_2J | Normalisation Zhf | Zhf , Régions 2 jet | 25% (2-1,2j), 28% (0-1,2j) | Normalisation |
| ZlNorm | Normalisation Zl | Zl , Toutes les régions | 18% | Normalisation |
| ZclNorm | Normalisation Zcl | Zcl , Toutes les régions | 23% | Normalisation |
| ZblZbb_Ratio | Ratio Zbl / Zbb | Zbl , Toutes les régions | 38% (2-1, 2j), 15% (2-1, 3+j), 17% (0-1) | Normalisation |
| ZccZbb_Ratio | Ratio Zcc / Zbb | Zcc , Toutes les régions | 31% (2-1, 2j), 7% (2-1, 3+j), 12% (0-1) | Normalisation |
| ZbcZbb_Ratio | Ratio Zbc / Zbb | Zbc , Toutes les régions | 27% (2-1, 2j), 16% (2-1, 3+j), 14% (0-1) | Normalisation |
| ZbbNorm_OL | normalisation Zbb | Zbb , canal 0 lepton | 26% | Normalisation |
| SysZpTV | Forme de p_T^V | Echantillon $Z + jets$, Toutes les régions | - | Forme |
| SysZMbb | Forme de mBB | Echantillon $Z + jets$, Toutes les régions | - | Forme |

TABLE 58 – Résumé des incertitudes sur le bruit de fond $Z + jets$: la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire .

Les distributions obtenues à la fin de la procédure sont utilisées pour produire le résultat final. Les différentes incertitudes considérés dans l’analyse vont être présentées dans les paragraphes suivants.

Incertitude sur la statistique du Monte Carlo

Il existe une incertitude liée à la taille finie des échantillons Monte Carlo utilisés. Des paramètres de nuisance sont inclus dans l’ajustement pour en tenir compte à l’aide de mesures auxiliaires poissoniennes. En particulier, un paramètre de nuisance est associé à chaque division de la distribution du BDT pour laquelle l’incertitude statistique est supérieure à 5%.

Incertitude sur la modélisation

Les tables 58, 59, 60, 61, 62 et 63, décrivent les incertitudes systématiques sur la modélisation des différents bruits de fond. Les paramètres contenant Norm dans leur nom sont utilisés pour tenir compte des incertitudes sur la normalisation du bruit de fond auquel ils sont appliqués. Les bruits de fond $V + hf$ désignent l’ensemble des composantes Vbb , Vbc , Vcc et Vbl avec $V = W$ ou Z . Les paramètres de nuisance se terminant par $_J$ et un nombre sont des paramètres de nuisances qui tiennent compte de l’incertitude sur la normalisation entre les différentes catégories de jets. Les paramètres contenant Ratio dans leur nom sont utilisés pour tenir compte des incertitudes sur la différence de normalisation des différentes composantes du bruit de fond $Z + jets$ et $W + jets$. Les valeurs des incertitudes sont déterminées en comparant les Monte Carlo ou en faisant varier les paramètres pertinents tels que les échelles de normalisation et de factorisation par exemple.

Incertitude expérimentale

La source principale d’incertitude expérimentale est l’incertitude sur les mesures d’efficacité d’identification et de mauvaise identification des jets de b , celle-ci est mesurée indépendamment pour les différents saveurs de jets. Ces incertitudes proviennent d’extrapolation des incertitudes du Run 1 pour les saveurs c et légère. Pour la saveur b , les efficacités sont estimées en utilisant les données du Run 2. Les différentes sources d’incertitudes sont décomposées en différents paramètres de nuisance. Il en résulte 3 paramètres de nuisance pour la saveur b , 4 paramètres pour les saveurs c et légères et 2 incertitudes d’extrapolation.

| Paramètre de nuisance | Description | Echantillon/Catégorie | Valeur | Effet |
|-----------------------|---------------------|---|----------------------|---------------|
| norm_Wbb | Normalisation Whf | Whf , Toutes les régions dans le fit combiné, Canal 1 lepton pour un fit par canal | Libre | Normalisation |
| WbbNorm | Normalisation Whf | Whf , Canaux 0 et 2 leptons pour les fits par canal Toutes les régions | 33% | Normalisation |
| WhfNorm_2J | Normalisation Whf | Whf , Régions 2 jet | 23% | Normalisation |
| WlNorm | Normalisation Wl | Wl , Toutes les régions | 32% | Normalisation |
| WclNorm | Normalisation Wcl | Wcl , Toutes les régions | 37% | Normalisation |
| WblWbb_Ratio | Ratio Wbl / Wbb | Wbl , Toutes les régions | 17% (0-1), 31% (1-1) | Normalisation |
| WccWbb_Ratio | Ratio Wcc / Wbb | Wcc , Toutes les régions | 24% (0-1), 13% (1-1) | Normalisation |
| WbcWbb_Ratio | Ratio Wbc / Wbb | Wbc , Toutes les régions | 43% (0-1), 21% (1-1) | Normalisation |
| WhfNorm_0L | Normalisation Whf | Whf , Canal 0-lepton | 17% | Normalisation |
| SysWPtV | Forme de p_T^V | Echantillon W + jets, Toutes les régions | - | Forme |
| SysWMbb | Forme de mBB | Echantillon W + jets, Toutes les régions | - | Forme |

TABLE 59 – Résumé des incertitudes sur le bruit de fond W + jets : la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire .

| Paramètre de nuisance | Description | Catégorie | Valeur | Effet |
|-----------------------|--------------------|---|--------|---------------|
| norm_ttbar | Normalisation tt | Canaux 0 et 1 lepton | Libre | Normalisation |
| norm_ttbar_J3 | Normalisation tt | Régions 3(+) jet , Canaux 0 et 1 lepton | 9% | Normalisation |
| norm_ttbar_L2 | Normalisation tt | Canal 2 leptons | Libre | Normalisation |
| norm_ttbar_J3_L2 | Normalisation tt | Régions 3(+) jet, canal 2-lepton | 24% | Normalisation |
| SysTTbarPtV | Forme de p_T^V | Canaux 0 et 1 lepton | - | Forme |
| SysTTbarMBB | Forme de mBB | Canaux 0 et 1 lepton | - | Forme |
| SysTTbarPtV_L2 | Forme de p_T^V | Canal 2 leptons | - | Forme |
| SysTTbarMBB_L2 | Forme de mBB | Canal 2 leptons | - | Forme |

TABLE 60 – Résumé des incertitudes sur le bruit de fond $t\bar{t}$: la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire .

| Paramètre de nuisance | Description | Catégorie | Valeur | Effet |
|-----------------------|-------------------------------|-------------------------|--------------------------|------------------------|
| Multi-jet | | | | |
| SysMJNorm | Normalisation multi-jet | Canal 1 lepton | 50% | Normalisation |
| SysMJ_El_METstr | Forme | Canal électron 1 lepton | - | Forme et normalisation |
| SysMJ_Mu_METstr | Forme | Canal muon 1 lepton | - | Forme et normalisation |
| SysMJ_El_EWK | Forme | Canal électron 1 lepton | - | Forme |
| SysMJ_El_flavor | Forme | Canal électron 1 lepton | - | Forme et normalisation |
| Single top | | | | |
| stops | Normalisation canal s | Toutes les régions | 4.6% | Normalisation |
| stopt | Normalisation canal t | Toutes les régions | 4.4% | Normalisation |
| stopWt | Normalisation canal Wt | Toutes les régions | 6.2% | Normalisation |
| stoptAcc | Acceptance canal t | Régions 2, 3 jets | 16% (2jets), 19% (3jets) | Normalisation |
| stopWtAcc | Acceptance canal Wt | Régions 2, 3 jets | 25% (2jets), 32% (3jets) | Normalisation |
| SysStoptPTV | Forme de p_T^V , canal t | Toutes les régions | - | Forme |
| SysStoptMBB | Forme de mBB, canal t | Toutes les régions | - | Forme |
| SysStopWtPTV | Forme de p_T^V , canal Wt | Toutes les régions | - | Forme |
| SysStopWtMBB | Forme de mBB, canal Wt | Toutes les régions | - | Forme |

TABLE 61 – Résumé des incertitudes sur les bruit de fond multijet et singletop : la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire .

| Paramètre de nuisance | Description | Catégorie | Valeur | Effet |
|-----------------------|--|--------------------|------------------------|---------------|
| Diboson | | | | |
| ZZNorm | Normalisation ZZ | Toutes les régions | 20% | Normalisation |
| ZZNorm_2J | Normalisation ZZ | Région 2 jets | 19% | Normalisation |
| WZNorm | Normalisation WZ | Toutes les régions | 26% | Normalisation |
| WZNorm_2J | Normalisation WZ | Région 2 jets | 14% (0lep), 11% (1lep) | Normalisation |
| WWNorm | Normalisation WW | Toutes les régions | 25% | Normalisation |
| ZZNorm_OL | Normalisation ZZ | Canal 0 lepton | 30% | Normalisation |
| WZNorm_OL | Normalisation WZ | Canal 0 lepton | 12% | Normalisation |
| VVMbbME | $ZZ(llq\bar{q})$, Forme de mBB | Toutes les régions | - | Forme |
| VVMbbME | $ZW(l\nu q\bar{q})$, Forme de mBB | Toutes les régions | - | Forme |
| VVMbbME | $ZZ(\nu\nu q\bar{q})$, Forme de mBB | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $ZZ(llq\bar{q}), 2jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $ZZ(llq\bar{q}), 3jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $ZZ(\nu\nu q\bar{q}), 2jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $ZZ(\nu\nu q\bar{q}), 3jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $WZ(l\nu q\bar{q}), 2jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |
| VVPTVME | $WZ(l\nu q\bar{q}), 3jet$, Forme de p_T^V | Toutes les régions | - | Forme |

TABLE 62 – Résumé des incertitudes sur le bruit de fond diboson : la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire .

| Paramètre de nuisance | Description | Catégorie | Valeur | Effet |
|-------------------------|--------------------------------------|--------------------|---|---------------|
| SM Vh signal | | | | |
| TheoryBRbb | Variation du rapport d’embranchement | Toutes les régions | 1.7% | Normalisation |
| TheoryAcc_J2_qqVH | Variation d’acceptance | Régions 2 jet | $WH : 4\%$, $qqZ\ell H : 0.6\%$, $qqZ\nu\nu H : 3.6\%$ | Normalisation |
| TheoryAcc_J2_ggZH | Variation d’acceptance | Régions 2 jet | $ggZ\ell H : 0.6\%$, $ggZ\nu\nu H : 3.6\%$ | Normalisation |
| TheoryAcc_J3_qqVH | Variation d’acceptance | Régions 2 jet | $WH : -3\%$, $qqZ\ell H : -1.3\%$, $qqZ\nu\nu H : -1.8\%$ | Normalisation |
| TheoryAcc_J3_ggZH | acceptance variation | Régions 2 jet | $ggZ\ell H : -1.3\%$, $ggZ\nu\nu H : -1.8\%$ | Normalisation |
| TheoryAcc_J3_qqVH | Variation d’acceptance | Régions 3(+)jet | $WH : 3.6\%$, $qqZ\ell H : 1.4\%$, $qqZ\nu\nu H : 2.5\%$ | Normalisation |
| TheoryAcc_J3_ggZH | Variation d’acceptance | Régions 3(+)jet | $ggZ\ell H : 1.4\%$, $ggZ\nu\nu H : 2.5\%$ | Normalisation |
| SysTheoryAcc_JVeto_qqVH | Variation d’acceptance | Régions 3(+)jet | $WH : 3\%$, $qqZ\nu\nu H : 1.1\%$ | Normalisation |
| SysTheoryAcc_JVeto_ggZH | Variation d’acceptance | Régions 3(+)jet | $ggZ\nu\nu H : 1.1\%$ | Normalisation |
| SysTheoryPDFAcc_qqVH | Variation d’acceptance | Toutes les régions | $WH : 0.7\%$, $qqZ\ell H : 0.3\%$, $qqZ\nu\nu H : 0.6\%$ | Normalisation |
| SysTheoryPDFAcc_ggZH | Variation d’acceptance | Toutes les régions | $ggZ\ell H : 0.3\%$, $ggZ\nu\nu H : 0.6\%$ | Normalisation |
| SysTheoryPDFAccPS | Variation d’acceptance | Toutes les régions | $WH : 7.5\%$, $Z\ell H : 6.5\%$, $Z\nu\nu H : 7.5\%$ | Normalisation |
| SysTheoryPDFAccPS | Variation d’acceptance | Régions 3(+)jet | $WH : 6\%$, $Z\ell H : 4\%$, $Z\nu\nu H : 5\%$ | Normalisation |
| TheoryQCDscale | Variation échelle QCD | Toutes les régions | $qqVH : 0.7\%$, $ggZH : 27\%$ | Normalisation |
| TheoryPDF_qqVH | variation de PDF | Toutes les régions | $WH : 1.9\%$, $qqZH : 1.6\%$ | Normalisation |
| TheoryPDF_ggZH | variation de PDF | Toutes les régions | $ggZH : 5\%$ | Normalisation |
| SysVHQCDscalePTV | p_T^V Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHQCDscaleMbb | mBB Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHPDFPTV | p_T^V Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHQCDscalePTV_ggZH | p_T^V Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHQCDscaleMbb_ggZH | mBB Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHPDFPTV_ggZH | p_T^V Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHUEPSPTV | p_T^V Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHUEPSMbb | mBB Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |
| SysVHNLOEWK | EWK weight Forme variation | Toutes les régions | - | Forme |

TABLE 63 – Résumé des incertitudes sur le signal : la première colonne donne le nom du paramètre de nuisance dans l’ajustement, la seconde colonne la source de l’incertitude systématique, la troisième colonne la catégorie et l’échantillon sur lequel l’incertitude systématique est appliquée, la quatrième colonne la valeur de la mesure auxiliaire.

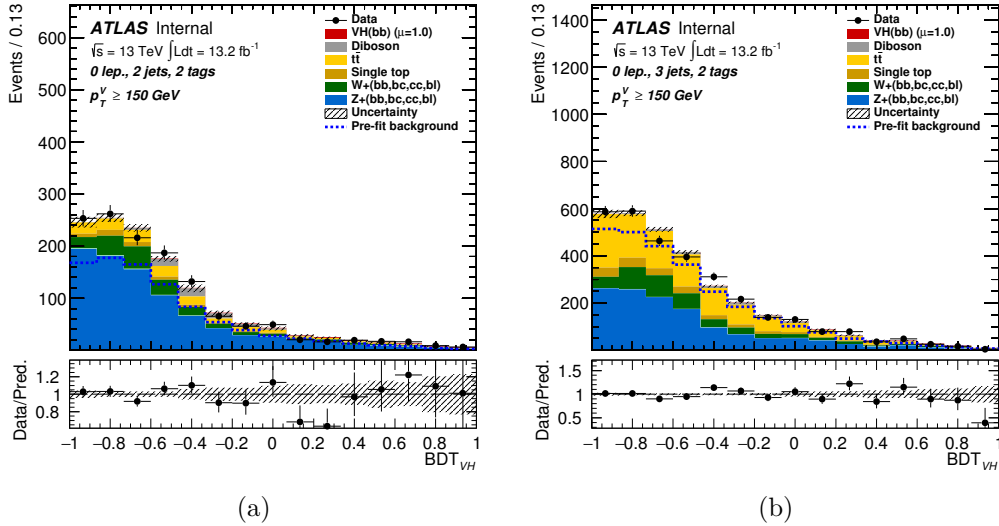


FIGURE 170 – Distributions du BDT obtenues dans le canal 0 lepton après un ajustement sur les données 2015 et 2016 pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

Les incertitudes relatives à l'échelle d'énergie et la résolution des jets sont estimées à partir des données prises au Run 2. Elles sont décomposées en 19 sources.

Les incertitudes sur la reconstruction, l'identification, l'isolation et l'efficacité du système de déclenchement pour les leptons sont également évaluées sur les données prises à 13 TeV, leur impact sur le résultat final est faible.

Les incertitudes sur la résolution et l'échelle des énergies des jets et les leptons sont propagées à l'énergie manquante, qui possède en plus des incertitudes liées à l'échelle d'énergie, la résolution et l'efficacité de reconstruction des traces associées à aucun autre objet de l'événement.

Une incertitude est également appliquée sur les facteurs d'échelle du système de déclenchement reposant sur l'énergie manquante.

L'incertitude sur la luminosité pour l'année 2015 est 2.1 % et 3.7 % pour l'année 2016

Traitement des systématiques

Le lissage des paramètres de nuisance ainsi que la procédure pour retirer les paramètres de nuisance est la même que celle décrite dans la section 7.8.

8.7.2 Distribution après l'ajustement

Les figures 170, 171 et 172 montrent la distribution du BDT pour respectivement les canaux 0, 1 et 2 leptons. Dans le canal 0 lepton, le bruit de fond $Z +$ jets est dominant dans les événements contenant 2 jets, dans les événements contenant 3 jets le bruit de fond $t\bar{t}$ a une contribution non négligeable. Dans le canal 1 lepton, les bruit de fond $t\bar{t}$ et $W +$ jets sont dominants alors que dans le canal 2 leptons ce sont les bruits de fond $t\bar{t}$ et $Z +$ jets. De plus, le bruit de fond se concentre aux faibles valeurs du BDT comme attendu.

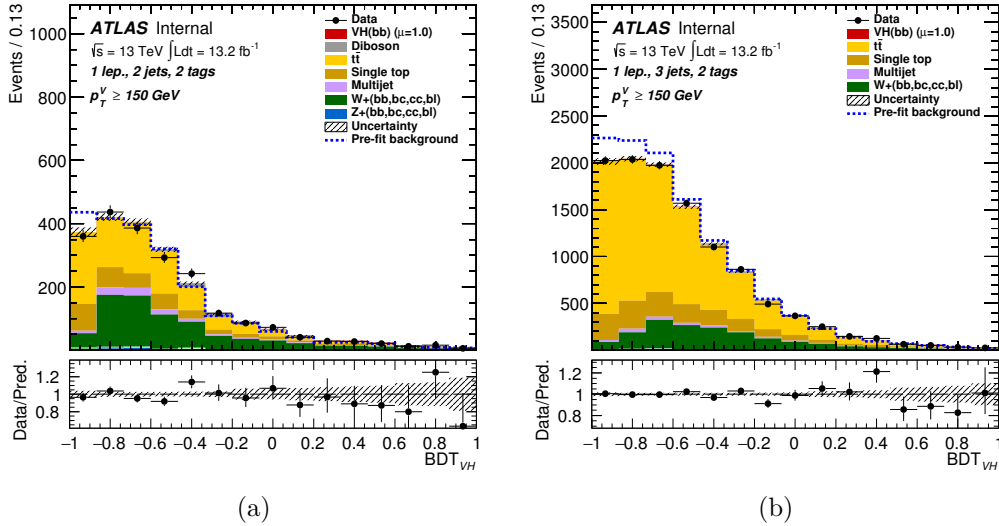


FIGURE 171 – Distributions du BDT obtenues dans le canal 1 lepton après un ajustement sur les données 2015 et 2016 pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

8.7.3 Résultats MVA

Les tables 64 et 65 résument les nombres d'événements pour les données, les différents bruits de fond et le signal ajustés dans les canaux 0, 1 et 2 leptons. Pour le bruit de fond et le signal, les facteurs d'échelle provenant de l'ajustement combiné des trois canaux sont appliqués. On peut voir qu'il y a un petit déficit par rapport aux prédictions du Monte Carlo.

La figure 66 montre la limite à 95% CL, la quantité p_0 et la signification pour les canaux individuels et leur combinaison. Les limites attendues supposent l'absence de signal et le calcul de p_0 suppose le boson de Higgs du modèle standard à une masse de 125 GeV. La limite observée pour la combinaison des trois canaux est 1.2 alors que la valeur attendue est 1. La probabilité p_0 d'obtenir une observation ressemblant au signal alors que seul du bruit de fond est présent est 34 % alors que la valeur attendue est 3%. Cela correspond à l'observation d'un excès d'événements avec une signification statistique de 0.42 déviation standard alors qu'une signification statistique de 1.94 est attendue.

La figure 173 (gauche) montre les valeurs ajustées des facteurs de force du signal pour les processus W/ZH ainsi que la valeur combinée. Les valeurs observées sont compatibles avec les valeurs prévues par le modèle standard. Les conclusions sont les mêmes pour les valeurs ajustées par canal, elles sont montrées sur la figure 173 (droite).

Vérification avec l'analyse Diboson

Comme il l'a été évoqué dans la section 8.4.5, des BDTs ont également été entraînés pour sélectionner le processus VZ dont l'existence est connue. Une analyse avec BDT similaire à celle développée pour la recherche $H \rightarrow b\bar{b}$ doit donc être capable de mettre en évidence ce processus, il permet donc de s'assurer que le BDT entraîné pour identifier le processus VH est capable de le faire. Le modèle de l'ajustement est identique à celui utilisé pour le BDT entraîné pour le processus VH , la seule différence est l'ajout d'une incertitude de 50 % sur la normalisation du processus VH . Une valeur de $\mu_{VZ} = 0.91 \pm 0.17(\text{stat.})_{-0.27}^{+0.32}(\text{sys.})$ est obtenue. La signification statistique de l'excès observé est de 3 déviations standards qui doit être comparée à la valeur

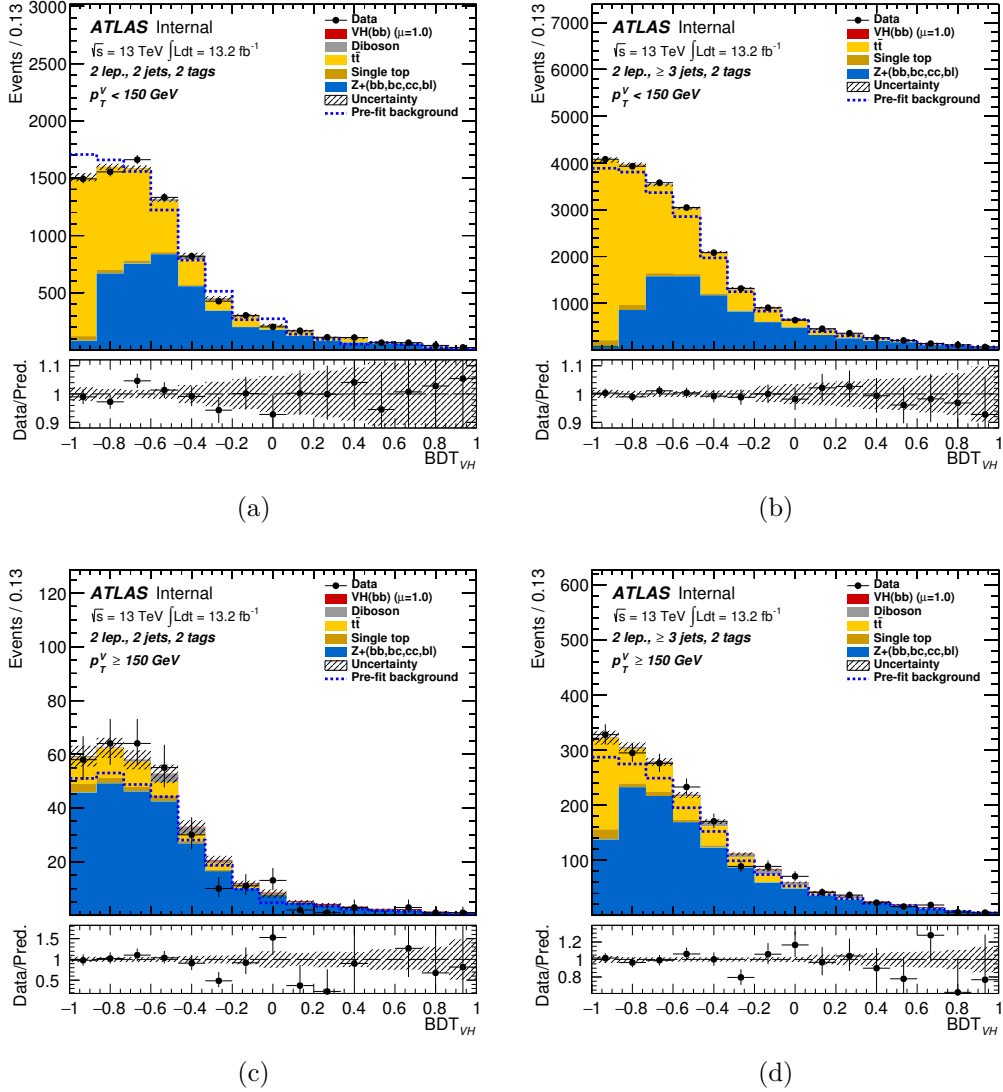


FIGURE 172 – Distributions du BDT obtenues dans le canal 2 leptons après un ajustement sur les données 2015 et 2016 pour (a) 2 jets dans $0 < p_T^V < 150 \text{ GeV}$ (b) 3 jets dans $0 < p_T^V < 150 \text{ GeV}$, (c) 2 jets dans $p_T^V > 150 \text{ GeV}$ (d) 3 jets dans $p_T^V > 150 \text{ GeV}$.

| Echantillon | 0-lepton | | 1-lepton | |
|----------------|--------------------------|----------------|--------------------------|-----------------|
| | $p_T^V > 150$ GeV, 2-tag | | $p_T^V > 150$ GeV, 2-tag | |
| | 2-jet | 3-jet | 2-jet | 3-jet |
| Zl | 1.5 ± 0.1 | 3.3 ± 2.2 | – | – |
| Zcl | 4.2 ± 1.8 | 6.7 ± 2.6 | 0.9 ± 0.6 | – |
| Zhf | 864 ± 49 | 1300 ± 90 | 29.0 ± 3.0 | 65.7 ± 3.7 |
| Wll | 2.3 ± 1.5 | 3.8 ± 2.2 | 4.3 ± 0.1 | 9.6 ± 0.3 |
| Wcl | 3.7 ± 1.8 | 7.4 ± 3.5 | 20 ± 11 | 33 ± 17 |
| Whf | 184 ± 37 | 440 ± 96 | 741 ± 114 | 1610 ± 300 |
| Single-top | 45.5 ± 7.7 | 204 ± 39 | 331 ± 55 | 1590 ± 300 |
| Multi-jet | – | – | 101 ± 63 | 210 ± 140 |
| $t\bar{t}$ | 136 ± 14 | 1081 ± 67 | 886 ± 82 | 7520 ± 360 |
| Diboson | 56 ± 17 | 65 ± 16 | 39 ± 10 | 68 ± 16 |
| Total bkg. | 1297 ± 35 | 3110 ± 52 | 2152 ± 48 | 11120 ± 110 |
| $VH(bb)$ (fit) | 3.7 ± 8.7 | 4.3 ± 10.3 | 4.2 ± 10.1 | 5.0 ± 12.0 |
| Data | 1313 | 3120 | 2145 | 11124 |

TABLE 64 – Nombres d'événements pour les données, le bruit de fond et le signal pour les canaux 0 et 1 lepton. Pour le signal et le bruit de fond, les facteurs d'échelle provenant de l'ajustement combiné sont appliqués.

| Echantillon | 2-leptons | | | |
|----------------|--------------------------|-----------------|--------------------------|----------------|
| | $p_T^V < 150$ GeV, 2-tag | | $p_T^V > 150$ GeV, 2-tag | |
| | 2-jet | 3-jet | 2-jet | 3-jet |
| Zl | 4.6 ± 0.1 | 15.4 ± 0.5 | 0.4 ± 0.0 | 2.9 ± 0.1 |
| Zcl | 13.9 ± 5.9 | 49 ± 21 | 1.0 ± 0.4 | 10.0 ± 4.3 |
| Zhf | 4000 ± 120 | 8250 ± 300 | 260 ± 14 | 1192 ± 49 |
| Wll | 0.0 ± 0.0 | 0.0 ± 0.0 | 0.0 ± 0.0 | 0.0 ± 0.0 |
| Wcl | 0.0 ± 0.0 | 0.5 ± 0.0 | 0.0 ± 0.0 | 0.0 ± 0.0 |
| Whf | 1.2 ± 0.3 | 42 ± 10 | 0.4 ± 0.1 | 1.3 ± 0.3 |
| Single-top | 139 ± 39 | 400 ± 130 | 10.5 ± 3.0 | 44 ± 14 |
| Multi-jet | – | – | – | – |
| $t\bar{t}$ | 4080 ± 120 | 12210 ± 340 | 42.3 ± 4.3 | 402 ± 36 |
| Diboson | 121 ± 32 | 190 ± 36 | 8.3 ± 2.3 | 46.6 ± 8.4 |
| Total bkg. | 8358 ± 92 | 21150 ± 150 | 322 ± 13 | 1698 ± 38 |
| $VH(bb)$ (fit) | 4.2 ± 10.0 | 6.2 ± 14.9 | 0.9 ± 2.2 | 2.5 ± 5.9 |
| Data | 8365 | 21163 | 316 | 1700 |

TABLE 65 – Nombres d'événements pour les données, le bruit de fond et le signal pour le canal 2 leptons. Pour le signal et le bruit de fond, les facteurs d'échelle provenant de l'ajustement combiné sont appliqués.

| Canal | Limite | | Significace | |
|-----------|---------------------|------|-------------|-------|
| | Att. | Obs. | Att. | Obs. |
| 0 lepton | $1.4^{+0.6}_{-0.4}$ | 2.0 | 1.45 | 1.02 |
| 1 lepton | $2.0^{+0.8}_{-0.6}$ | 2.1 | 1.04 | 0.10 |
| 2 leptons | $1.8^{+0.7}_{-0.5}$ | 1.7 | 1.14 | -0.17 |
| Combiné | $1.0^{+0.4}_{-0.3}$ | 1.2 | 1.94 | 0.42 |

TABLE 66 – Les limites attendues et observées à 95 % CL sur le rapport de la section efficace mesurée sur la section efficace prédite par le modèle standard et la significace pour les canaux individuels et leur combinaison. Les limites attendues supposent l’absence de signal et le calcul de p_0 attendue suppose un boson de Higgs standard ayant une masse de 125 GeV.

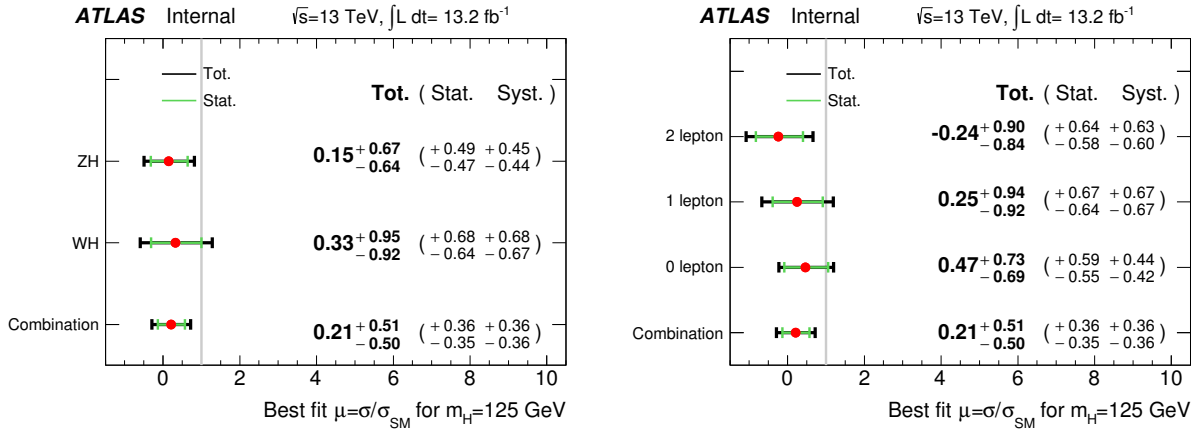


FIGURE 173 – Valeurs ajustées du facteur de force du signal, μ , pour $m_h = 125$ GeV pour les processus WH et ZH et leur combinaison (gauche) et pour les canaux 0, 1, 2 leptons et leur combinaison (droite). Les valeurs individuelles de μ pour les processus $(W/Z)H$ et les canaux sont obtenues à partir de l’ajustement combiné.

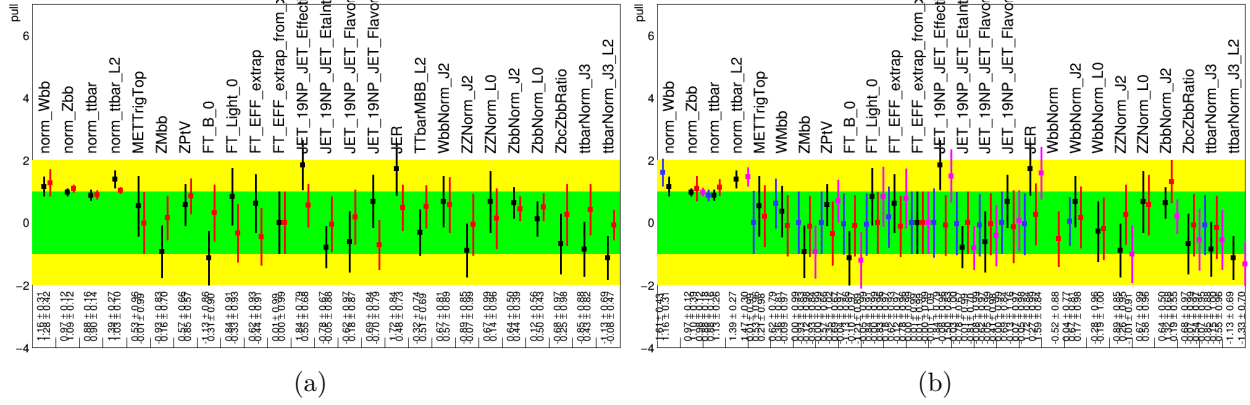


FIGURE 174 – Paramètres de nuisance après l’ajustement. Seul les paramètres pour lesquels l’ajustement dévie significativement des valeurs données avant l’ajustement sont montrés. (a) En rouge : l’analyse MVA et en noir l’analyse basée sur les coupures (b) En noir : la combinaison basée sur coupures, en rouge : 0 lepton, en bleu 1 lepton et en magenta : 2 leptons

attendue de 3.2.

8.7.4 Résultats de l’analyse basée sur les coupures

Une analyse basée sur des coupures supplémentaires a également été réalisée avec un traitement statistique et un modèle d’ajustement identiques à celui de l’analyse MVA. La différence entre les deux analyses réside dans les distributions et les catégories utilisées pour réaliser l’ajustement. L’analyse basée sur les coupures utilise la distribution de masse invariante du système de jets. La distribution de masse invariante est divisée en intervalle de 30 GeV entre 20 et 320 GeV afin d’obtenir un *bin* centrée sur 125 GeV. Pour le canal 2 leptons, la région $0 < p_T^V < 150$ GeV est composée d’un seul *bin*.

La figure 174(a) compare les paramètres de nuisance après l’ajustement pour l’analyse MVA et l’analyse basée sur des coupures lorsque toutes les distributions possèdent des intervalles de 30 GeV entre 20 et 320 GeV. Seuls les paramètres pour lesquels l’ajustement dévie significativement des valeurs données avant l’ajustement c’est à dire ceux très différents de 0 (on dit qu’ils sont tirés) et/ou possédant une erreur très inférieure à 1 (on dit qu’ils sont sur-contraints) sont présentés. Les paramètres libres de normalisation doivent posséder une valeur proche de 1 et non 0, cette valeur correspond à un facteur d’échelle de 1 c’est à dire la prédiction du Monte Carlo. Plusieurs paramètres sont tirés dans l’analyse basée sur des coupures mais pas dans l’analyse MVA. La figure 174b compare ces mêmes paramètres de nuisance mais pour chaque canal et leur combinaison, la majorité des paramètres tirés viennent du canal 2 leptons. Une raison pouvant expliquer ce comportement est la présence de la région de bas p_T^V pour laquelle le nombre d’événements est beaucoup plus grand que dans les autres catégories.

La figure 175a compare les mêmes paramètres de nuisance que précédemment pour l’analyse basée sur les coupures dans les cas où la région de bas p_T^V du canal 2 leptons est incluse ou non dans l’ajustement. Dans le cas où la région de bas p_T^V est retirée, les paramètres de nuisance sont beaucoup moins tirés, toutefois les contraintes sur le bruit de fond $t\bar{t}$ sont très faibles. La figure 175b compare les paramètres de nuisance dans les cas où la région de bas p_T^V est utilisée avec des intervalles de 30 GeV entre 20 et 320 GeV et un unique intervalle de 300 GeV.

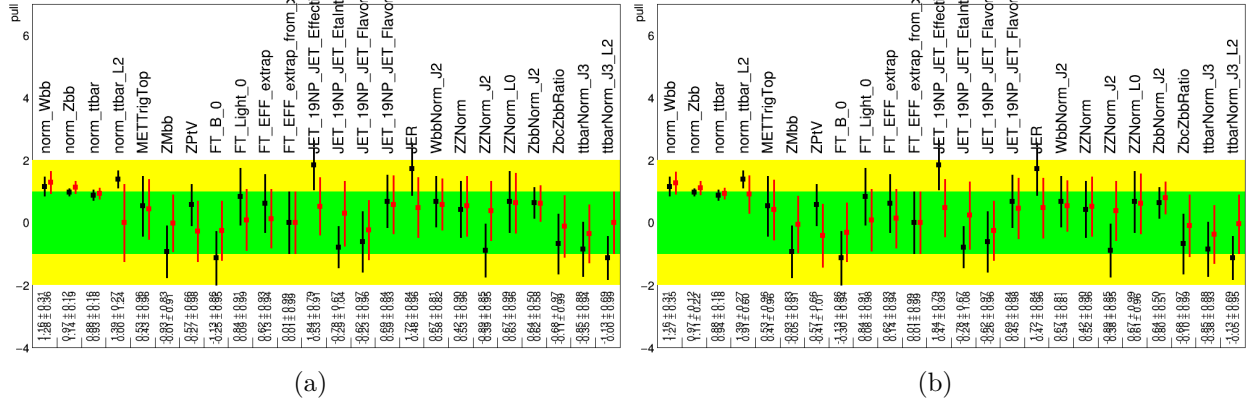


FIGURE 175 – Paramètres de nuisance après l’ajustement. Seul les paramètres pour lesquels l’ajustement dévie significativement des valeurs données avant l’ajustement sont montrés. (a) En rouge : la région de bas p_T^V est incluse et en noir la région de bas p_T^V n’est pas incluse (b) En noir : la région de bas p_T^V est incluse et en rouge : la région de bas p_T^V est incluse mais avec une seule division

| Canal | μ_{VH} | Significance | |
|-----------|---------------------|--------------|------|
| | Valeur \pm erreur | Att. | Obs. |
| 0 lepton | 0.96 ± 1.02 | 1.04 | 1.01 |
| 1 lepton | 2.26 ± 1.50 | 0.77 | 1.70 |
| 2 leptons | 0.76 ± 1.38 | 0.81 | 0.60 |
| Combiné | 1.28 ± 0.74 | 1.53 | 1.91 |

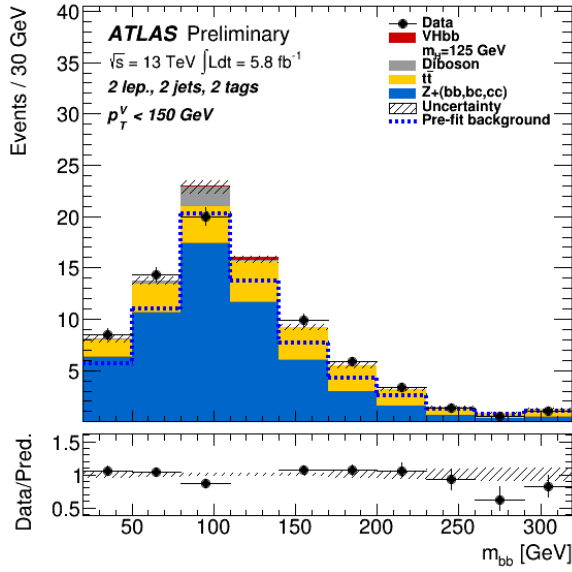
TABLE 67 – La valeur ajustée μ_{VH} et la signification statistique observée et attendue de l’excès du signal VH pour chaque canal et leur combinaison.

Inclure la distribution de bas p_T^V avec une seule division permet de ne pas tirer les paramètres de nuisance tout en contraignant le bruit de fond $t\bar{t}$, cette configuration a donc été adoptée pour extraire les résultats finaux de l’analyse basée sur des coupures.

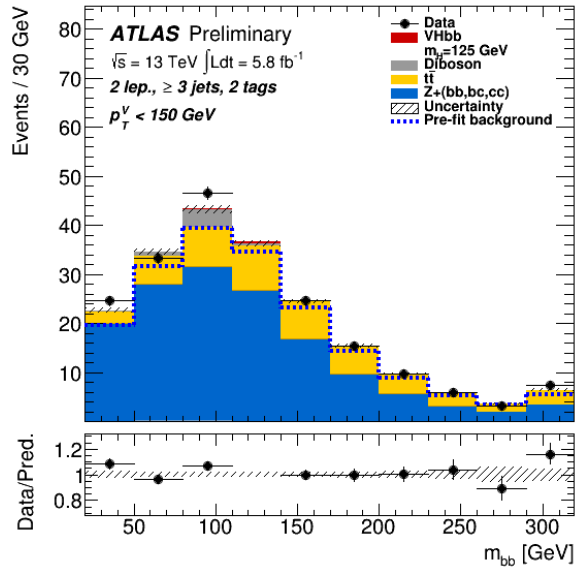
La figure 176 montre la distribution de mBB pour la région de bas p_T^V après application des facteurs d’échelle de l’ajustement des trois canaux combinés. Il peut être difficile de trouver des facteurs d’échelle permettant de bien décrire à la fois les catégories 2 jets et 3 jets.

Les figures 177, 178, 179, 180, 181 et 182 montrent les distributions après application des facteurs d’échelle obtenus par l’ajustement combiné des trois canaux pour les canaux 0, 1 et 2 leptons pour toutes les régions de p_T^V . L’accord entre les données et le Monte Carlo est bon.

La table 67 présente le résultat de l’ajustement combiné et de chaque canal. Les résultats obtenus dans le canal 0 lepton entre l’analyse MVA et celle basée sur des coupures sont en accord bien que la sensibilité soit plus faible pour l’analyse basée sur les coupures. Pour les canaux 1 et 2 leptons, les résultats obtenus par les deux analyses présentent des tensions, en effet l’analyse basée sur les coupures semblent mettre en évidence la présence d’un signal alors que l’analyse MVA ne voit pas ce signal.

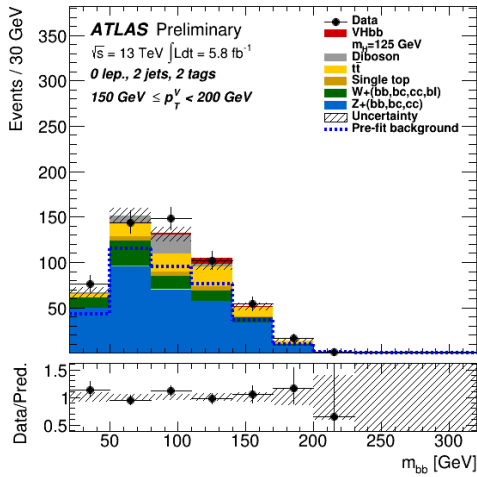


(a)

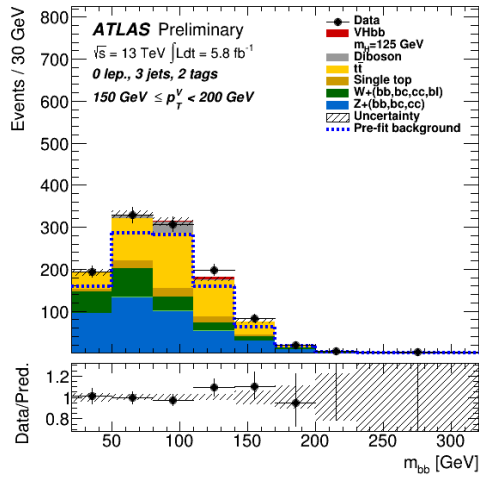


(b)

FIGURE 176 – Distribution de m_{BB} pour la région de bas p_T^V après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés. (a) 2 jets (b) 3 jets.

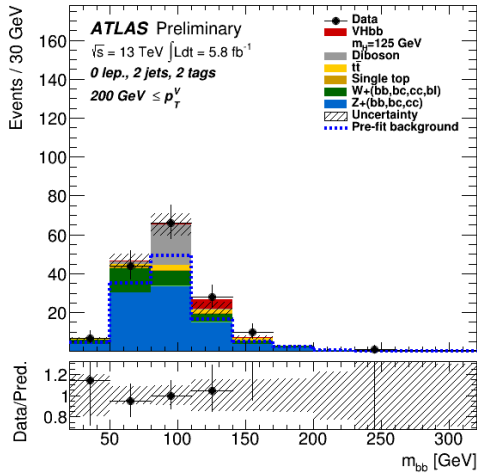


(a)

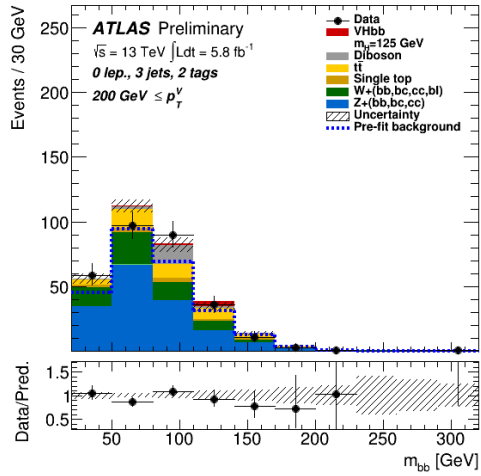


(b)

FIGURE 177 – Distribution de m_{BB} pour la région $150 < p_T^V < 200$ GeV pour le canal 0 lepton après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

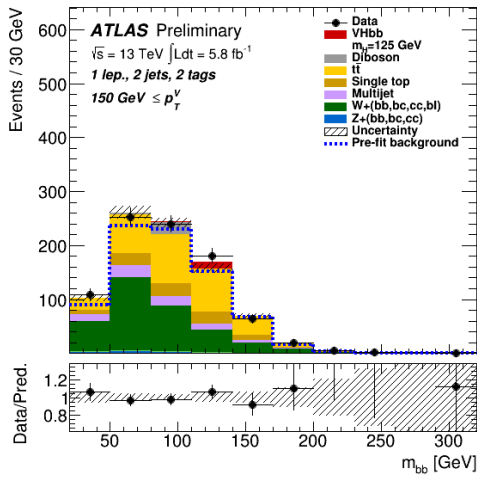


(a)

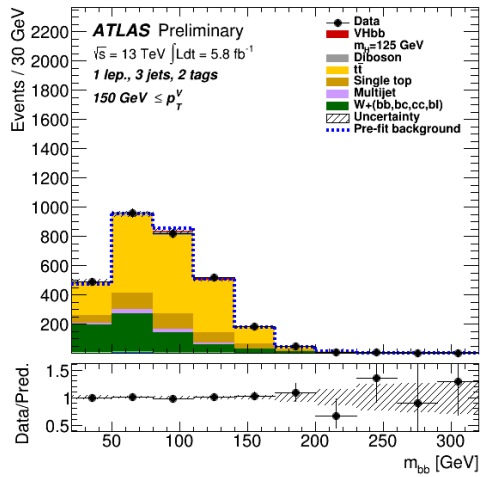


(b)

FIGURE 178 – Distribution de m_{BB} pour la région $p_T^V > 200$ GeV pour le canal 0 lepton après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

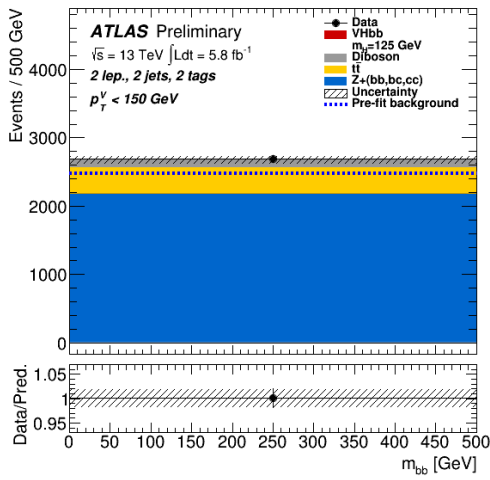


(a)

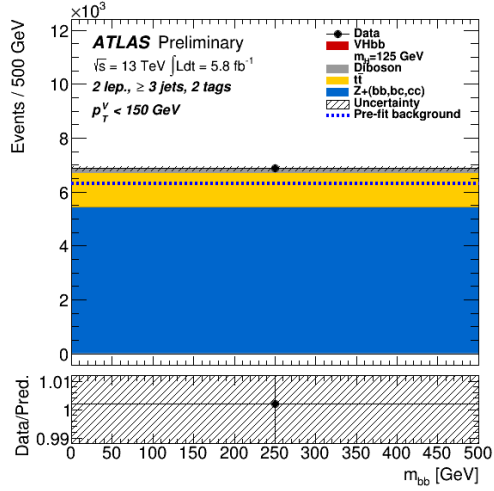


(b)

FIGURE 179 – Distribution de m_{BB} pour la région $p_T^V > 150$ GeV pour le canal 1 lepton après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

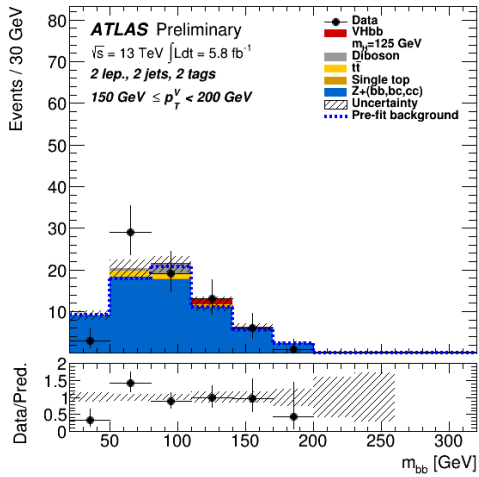


(a)

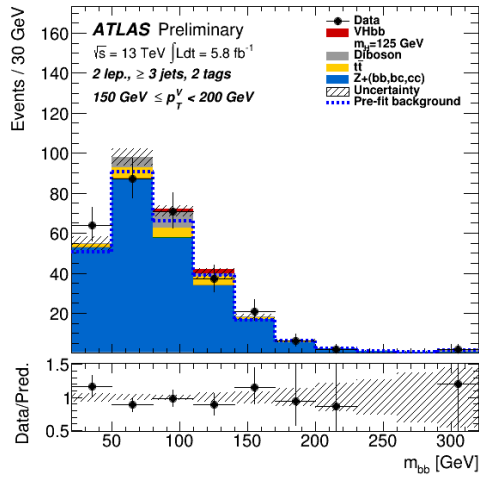


(b)

FIGURE 180 – Distribution de m_{BB} pour la région $0 < p_T^V < 150$ GeV pour le canal 2 leptons après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.



(a)



(b)

FIGURE 181 – Distribution de m_{BB} pour la région $150 < p_T^V < 200$ GeV pour le canal 2 leptons après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

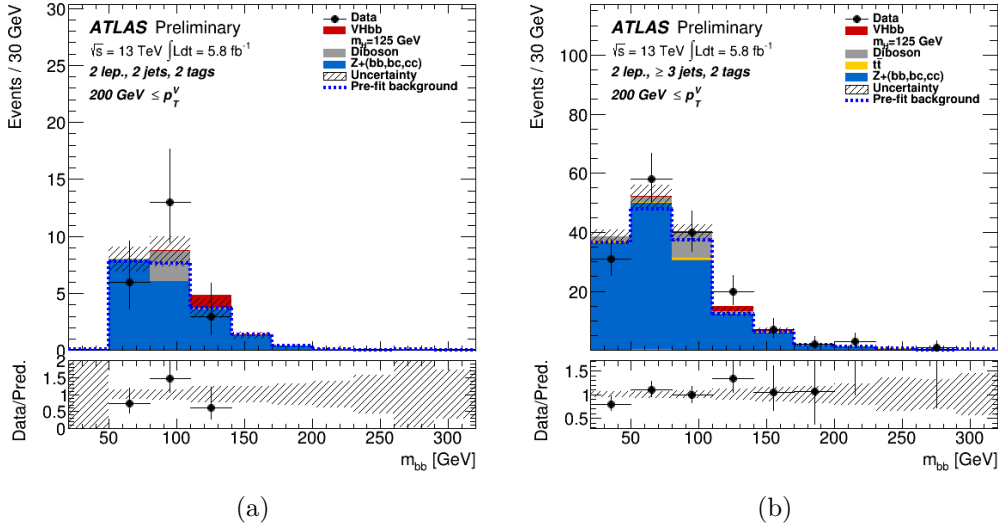


FIGURE 182 – Distribution de m_{BB} pour la région $p_T^V > 200$ GeV pour le canal 2 leptons après application des facteurs d'échelle de l'ajustement des trois canaux combinés pour (a) 2 jets (b) 3 jets.

8.8 Conclusions

Cette section a présenté la recherche du boson de Higgs prédit par le modèle Standard produit en association avec un boson de jauge massif et se désintégrant en une paire de quarks b. L'analyse principale est une analyse multivariée reposant sur l'utilisation de BDT. Elle se compose de trois canaux en fonction du nombre de leptons dans l'événement.

La combinaison de ces trois canaux permet de mettre une limite supérieure sur le facteur de force du signal, cette limite vaut 1.2 alors que la valeur attendue en l'absence de signal est $1.0_{-0.3}^{+0.4}$. La valeur ajustée du facteur de force du signal est $0.21_{-0.35}^{+0.36}$ (stat.) ± 0.36 (syst.). L'excès d'événement est observé avec une signification statistique de 0.42 déviation standard avec une valeur attendue de 1.94.

L'analyse a été validée en mesurant la force du signal du processus $(W/Z)H, H \rightarrow b\bar{b}$, $\mu_{VZ} = 0.91 \pm 0.17$ (stat.) $_{-0.27}^{+0.32}$ (syst.) et l'excès d'événement est observé avec une signification statistique de 3.0 déviations standards avec une valeur attendue de 3.2.

Une analyse basée sur des coupures supplémentaires par rapport à l'analyse MVA a également été utilisée pour valider l'analyse principale. La valeur du facteur de force du signal pour cette analyse est 1.28 ± 0.74 , l'excès est observé avec une signification statistique de 1.91 déviation standard pour une valeur attendue de 1.53. Une tension existe entre l'analyse basée sur les coupures et l'analyse MVA, en particulier pour les canaux 1 et 2 leptons pour lesquels il existe une grande différence entre les significations statistiques des excès observés. Une méthode de *bootstrap* permettrait de vérifier l'accord entre les deux analyses mais c'est une méthode compliquée qui est en cours de mise en place au moment de la rédaction du manuscrit.

9 Conclusion

Au cours de cette thèse, la recherche de nouvelle physique dans le secteur scalaire du modèle standard a été réalisée avec à la fois les données recueillies lors du Run 1 du LHC mais également avec les données du Run 2. Cette recherche a été réalisée sur deux axes complémentaires : la recherche de déviations dans les couplages du boson de Higgs et la recherche de nouvelles particules, par exemple un boson de Higgs pseudo-scalaire.

La mesure des couplages réalisée au run 1 [59] repose sur la combinaison de plusieurs analyses. Les cinq analyses dominantes dans la combinaison sont : $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^*$, $H \rightarrow WW^*$, $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow bb$. A partir de cette combinaison, les déviations des taux de productions et de désintégrations du boson de Higgs par rapport aux prévisions du modèle standard ont pu être déterminées. Aucune déviation par rapport aux prévisions du modèle standard n'est observée que l'on peut résumer en donnant le facteur de force global du signal :

$$\mu = 1.18_{-0.14}^{+0.15} = 1.18 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{expt.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{theo.}).$$

A l'heure actuelle, les trois types d'erreurs : statistique, expérimentale et théorique contribuent équitablement à l'incertitude totale. L'erreur statistique pourra être réduite grâce au Run 2 du LHC, il sera donc très important de réduire les erreurs systématiques (expérimentale et théorique). De plus, la mesure de certains couplages est dominée par l'erreur statique, par exemple la mesure des couplages du boson de Higgs au muon ou au quark top. Toutefois, les résultats indiquent une désintégration du boson de Higgs en fermions avec une signification de l'ordre de 3σ , le run 2 sera aussi crucial pour réaliser cette observation. La désintégration en boson de jauge a déjà été observée puisque ce sont ces canaux qui ont permis de découvrir le boson de Higgs.

Il est également possible de déterminer les couplages du boson de Higgs à partir de ces analyses [59]. En effet, en ré-exprimant les déviations taux de production en fonction des déviations des couplages, il est possible de les mesurer. L'absence de contrainte sur la largeur dans les analyses empêche une détermination absolue des couplages, des hypothèses ont donc été réalisées pour les mesurer. Les principales approches consistent à ajouter une contrainte externe aux analyses par exemple grâce à une mesure d'interférence ou à considérer que les contributions à la largeur sont celles du modèle standard. Il est également possible de fixer un certain nombre de couplages à une valeur donnée par exemple celle du modèle standard ou de déterminer des rapports de couplages. Toutes les approches ont été considérées et aucune n'a permis de mettre en évidence une déviation significative par rapport aux prévisions du modèle standard. Une mesure plus précise au Run 2 permettra de confirmer ces résultats. En particulier, une mesure plus précise du couplage au quark b qui représente la contribution dominante dans la largeur du boson de Higgs est importante. Une autre mesure importante dans le cadre de la mesure des couplages est la mesure directe du couplage au quark top. En effet, les contraintes sur ce couplage proviennent de la fusion de gluons en résolvant la boucle de l'interaction entre le boson de Higgs et les gluons.

La dernière étape de l'étude est d'interpréter les déviations des couplages dans le contexte de différents modèles au delà du modèle standard [44]. Des modèles pour lesquels le boson de Higgs est une particule composite mais également des modèles à deux doublets de Higgs ont été étudiés. Des contraintes ont été mises dans les espaces de paramètres de ces modèles. A chaque fois, les paramètres ou la limite correspondant au modèle standard sont compatibles avec les données mesurées.

La conclusion générale de la combinaison des analyses de recherche du boson de Higgs est qu'aucune déviation significative par rapport au modèle standard n'est observée. Néanmoins les différents modèles visant à l'étendre ne sont pas exclus par ces mesures de couplages, le Run 2 sera très important car il permettra une amélioration de leur précision.

La recherche de bosons de Higgs supplémentaires a également été réalisée au cours de la thèse. Il s'agit d'une recherche d'un boson de Higgs pseudo-scalaire A dans le cas où il se désintègre en un boson Z et un boson de Higgs modèle standard [31]. Dans l'analyse, le boson de Higgs se désintègre en une paire de quarks b et deux canaux sont étudiés en fonction de la désintégration du boson Z en leptons ou en neutrinos. L'analyse considère deux régimes, le premier régime est sensible au boson A de basse masse et utilise des jets de rayon 0.4 pour reconstruire le boson de Higgs, le second régime est sensible aux hautes masses et utilise un jet de rayon 1. La combinaison des différents canaux et régimes a été réalisée, aucun excès significatif a été observé. Les plus grandes déviations sont de l'ordre de 2σ pour des masses $m_A = 260$ GeV et $m_A = 440$ GeV. Le résultat a également été interprété dans le contexte des modèles à deux doublets de Higgs. Ces résultats pourront être actualisés avec les nouvelles données prises lors du Run 2.

La seconde analyse à laquelle j'ai participé est la recherche du boson de Higgs prévu par le modèle Standard produit en association avec un boson de jauge massif et se désintégrant en une paire de quark b . Trois canaux sont définis, chacun est conçu pour être sensible à une désintégration particulière du boson de jauge massif. Le canal 0 lepton est sensible à la désintégration en deux neutrinos du boson Z , le canal 1 lepton est sensible à la désintégration leptonique du boson W et le canal 2 lepton est sensible à la désintégration en deux leptons du boson Z . L'analyse principale est une analyse multivariée reposant sur l'entraînement de BDT. La combinaison de ces trois canaux permet de mettre une limite sur le facteur de force du signal, cette limite vaut 1.2 alors que la valeur attendue en l'absence de signal est $1.0_{-0.3}^{+0.4}$. La valeur ajustée du facteur de force du signal est $0.21_{-0.35}^{+0.36}(\text{stat.}) \pm 0.36(\text{syst.})$. L'excès d'événement est observé avec une signification statistique de 0.42 déviation standard avec une valeur attendue de 1.94. L'analyse principale a été validée à l'aide de deux analyses : la première consiste à entraîner des BDT pour identifier le signal VZ et la seconde a utilisé des coupures supplémentaires au lieu d'entraîner un BDT.

Au cours de la thèse, une étude des objets pflow a été réalisée sur les gros jets. Les objets pflow combinent l'information du calorimètre et du détecteur interne afin d'améliorer la résolution en énergie et la résolution angulaire sur les petits jets. L'étude a également montré que l'utilisation des objets pflow permet d'améliorer la résolution en masse sur les gros jets de 7%. De plus, il a également été montré que la réjection des jets de bruit de fond est 14 % meilleure pour une efficacité de sélection des jets de signaux de 50%. L'utilisation des jets pflow est donc également bénéfique pour la reconstruction des gros jets.

10 Remerciements

Pour commencer, je tiens à remercier Achille Stocchi de m'avoir permis d'intégrer le master NPAC mais également pour son accueil au sein du Laboratoire de l'accélérateur linéaire et je vous remercie également d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je voudrais remercier Juan Alcaraz Maestre et Pierre Savard d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je voudrais remercier Matteo Cacciari d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je souhaiterais remercier les membres du groupe Hbb au LAL. Je remercie Jean-François Grivaz pour son encadrement et sa disponibilité tout au long de ma thèse. Je remercie Nicolas et Jean-Baptiste pour leur aide à la fois sur le plan technique et conceptuel mais aussi pour leur relecture et les corrections qu'ils ont apporté au manuscrit. Je remercie également Camilla et Charles avec lesquels j'ai apprécié travailler.

Je remercie également l'équipe du LAL et les membres du groupe ATLAS et plus particulièrement Marc Escalier pour les nombreuses et intéressantes discussions que nous avons pu avoir. Je remercie Louis Fayard pour sa disponibilité tout au long de ma thèse, vous avez été d'une aide précieuse dans la finalisation de la thèse. Je remercie également Nikola Makovec de m'avoir donné l'occasion de participer aux travaux pratiques d'informatique de NPAC.

Je remercie également les étudiants (passés et présents) et stagiaires (je pense notamment à Tristan, Raphaël et Antinéa) qui ont eu la chance de passer par le LAL. Je remercie Nancy pour son aide au début de ma thèse. Je remercie Cyril, mon collègue de bureau pendant plus de 2 ans, merci pour tes discussions très intéressantes, la légende du LAL ne retiendra cependant que tes lancers de claviers. Je remercie Christophe, Charles et Baptiste pour les soirées civilization que l'on a eu l'occasion de faire. Je souhaite remercier une seconde fois Baptiste de m'avoir appris à faire preuve de patience au cours de ces interminables repas au CESFO. Merci également à Mohamad pour tes discussions très enrichissantes.

Je remercie également mon directeur de thèse, Marumi. Je te remercie pour le temps que tu m'as consacré malgré ton emploi du temps surchargé, tes explications sont d'une grande clarté. Grâce à toi j'ai également appris à être autonome, une qualité importante pour un chercheur.

Je souhaiterais également remercier Mourad Benkadour, Mustapha Saim et Serge Varjabédian, vos qualités d'enseignant m'ont permis d'acquérir un solide baguage de connaissances et une méthode de travail rigoureuse qui m'ont été utile tout au long de ma thèse et me serviront par la suite dans ma vie professionnelle.

Je remercie également Maxime Eurin, pour les nombreuses soirées passées sur Warframe et Civilization pour ne citer que ces deux jeux. En particulier, je te remercie pour la culasse du vectis prime. J'aurais également une pensée pour mes trois amis de prépa : M. Denoyelle, M. Stoop et M. Vilette, pour mes deux amis de Belgique : Dimitri et Marc et mon ami de Gravelines : M. Colaert.

Je remercie François, mon frère, tes histoires (je devrais peut être dire aventures) ont constitué une source de détente très appréciable après une dure journée de travail. Je remercie également toute ton équipe : Luis, Root, Martinez (paix à son âme), Balou, Alfred, B.A. et Patapouf le dernier venu. Merci pour votre soutien et votre protection, j'espère pouvoir encore compter sur vous dans les années à venir.

Et pour terminer, je remercie les autres membres de ma famille et en particulier mes parents pour leur soutien tout au long de mes études, je ne serai pas arriver là sans votre aide. Je vous remercie également pour vos relectures attentives de ma thèse.

Références

- [1] ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report.
- [2] ATLAS tile calorimeter : Technical design report.
- [3] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 1.
- [4] ATLAS inner detector : Technical design report. Vol. 2.
- [5] ATLAS magnet system : Technical design report.
- [6] Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment. Tech. Rep. CERN-LHCC-2011-012. LHCC-I-020, CERN, Geneva, Nov 2011.
- [7] Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2011-128, CERN, Geneva, Sep 2011.
- [8] In situ jet pseudorapidity intercalibration of the ATLAS detector using dijet events in $\sqrt{s}=7$ TeV proton-proton 2011 data. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-124, CERN, Geneva, Aug 2012.
- [9] Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-042, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [10] Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using photon+jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-063, CERN, Geneva, Jul 2012.
- [11] Probing the measurement of jet energies with the ATLAS detector using Z+jet events from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-053, CERN, Geneva, May 2012.
- [12] Evidence for Higgs Boson Decays to the $\tau^+\tau^-$ Final State with the ATLAS Detector. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-108, CERN, Geneva, Nov 2013.
- [13] Performance assumptions based on full simulation for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2013-009, CERN, Geneva, Sep 2013.
- [14] Projections for measurements of Higgs boson cross sections, branching ratios and coupling parameters with the ATLAS detector at a HL-LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2013-014, CERN, Geneva, Oct 2013.
- [15] Search for the bb decay of the Standard Model Higgs boson in associated W/ZH production with the ATLAS detector. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-079, CERN, Geneva, Jul 2013.
- [16] Constraints on New Phenomena via Higgs Coupling Measurements with the ATLAS Detector. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-010, CERN, Geneva, Mar 2014.
- [17] HL-LHC projections for signal and background yield measurements of the $H \rightarrow \gamma\gamma$ when the Higgs boson is produced in association with t quarks, W or Z bosons. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2014-012, CERN, Geneva, Jul 2014.
- [18] Prospects for New Physics in Higgs Couplings Studies with the ATLAS Detector at the HL-LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2014-017, CERN, Geneva, Oct 2014.

- [19] Prospects for the study of the Higgs boson in the $VH(bb)$ channel at HL-LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2014-011, CERN, Geneva, Jul 2014.
- [20] Update of the prospects for the $H \rightarrow Z\gamma$ search at the High-Luminosity LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2014-006, CERN, Geneva, May 2014.
- [21] Updated coupling measurements of the Higgs boson with the ATLAS detector using up to 25 fb^{-1} of proton-proton collision data. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-009, CERN, Geneva, Mar 2014.
- [22] Commissioning of the ATLAS b -tagging algorithms using $t\bar{t}$ events in early Run-2 data. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-039, CERN, Geneva, Aug 2015.
- [23] Expected Performance of Boosted Higgs ($\rightarrow b\bar{b}$) Boson Identification with the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-035, CERN, Geneva, Aug 2015.
- [24] Expected performance of missing transverse momentum reconstruction for the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-023, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [25] Expected performance of the ATLAS b -tagging algorithms in Run-2. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-022, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [26] Identification of boosted, hadronically-decaying W and Z bosons in $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ Monte Carlo Simulations for ATLAS. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-033, CERN, Geneva, Aug 2015.
- [27] Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, Geneva, Jul 2015.
- [28] Monte Carlo Calibration and Combination of In-situ Measurements of Jet Energy Scale, Jet Energy Resolution and Jet Mass in ATLAS. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2015-037, CERN, Geneva, Aug 2015.
- [29] Muon reconstruction performance in early $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ data. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-037, CERN, Geneva, Aug 2015.
- [30] Reconstruction, Energy Calibration, and Identification of Hadronically Decaying Tau Leptons in the ATLAS Experiment for Run-2 of the LHC. Tech. Rep. ATL-PHYS-PUB-2015-045, CERN, Geneva, Nov 2015.
- [31] Search for a CP-odd Higgs boson decaying to Zh in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-015, CERN, Geneva, Mar 2016.
- [32] A. STUART, J. O., AND ARNOLD, S. *Kendall's Advanced Theory of Statistics*. Oxford Univ. Press, 1999 and earlier editions by Kendall and Stuart.
- [33] AAD, G., ET AL. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST* **3** (2008), S08003.
- [34] AAD, G., ET AL. The ATLAS Simulation Infrastructure. *Eur. Phys. J. C* **70** (2010), 823–874.
- [35] AAD, G., ET AL. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B* **716** (2012), 1–29.

- [36] AAD, G., ET AL. Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B726* (2013), 88–119. [Erratum : *Phys. Lett. B734*,406(2014)].
- [37] AAD, G., ET AL. Fiducial and differential cross sections of Higgs boson production measured in the four-lepton decay channel in pp collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B738* (2014), 234–253.
- [38] AAD, G., ET AL. Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D90*, 11 (2014), 112015.
- [39] AAD, G., ET AL. Measurements of fiducial and differential cross sections for Higgs boson production in the diphoton decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS. *JHEP 09* (2014), 112.
- [40] AAD, G., ET AL. Search for Higgs boson decays to a photon and a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B732* (2014), 8–27.
- [41] AAD, G., ET AL. Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a Z Boson in ATLAS. *Phys. Rev. Lett. 112* (2014), 201802.
- [42] AAD, G., ET AL. Search for the Standard Model Higgs boson decay to $\mu^+\mu^-$ with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B738* (2014), 68–86.
- [43] AAD, G., ET AL. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. *Phys. Rev. Lett. 114* (2015), 191803.
- [44] AAD, G., ET AL. Constraints on new phenomena via Higgs boson couplings and invisible decays with the ATLAS detector. *JHEP 11* (2015), 206.
- [45] AAD, G., ET AL. Constraints on the off-shell Higgs boson signal strength in the high-mass ZZ and WW final states with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C75*, 7 (2015), 335.
- [46] AAD, G., ET AL. Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector. *JHEP 04* (2015), 117.
- [47] AAD, G., ET AL. Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C75* (2015), 17.
- [48] AAD, G., ET AL. Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D91*, 1 (2015), 012006.
- [49] AAD, G., ET AL. Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector. *Phys. Rev. D92*, 1 (2015), 012006.
- [50] AAD, G., ET AL. Performance of the ATLAS muon trigger in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Eur. Phys. J. C75* (2015), 120.
- [51] AAD, G., ET AL. Search for a CP-odd Higgs boson decaying to Zh in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B744* (2015), 163–183.
- [52] AAD, G., ET AL. Search for $H \rightarrow \gamma\gamma$ produced in association with top quarks and constraints on the Yukawa coupling between the top quark and the Higgs boson using

- data taken at 7 TeV and 8 TeV with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B740* (2015), 222–242.
- [53] AAD, G., ET AL. Search for invisible decays of the Higgs boson produced in association with a hadronically decaying vector boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C75*, 7 (2015), 337.
- [54] AAD, G., ET AL. Search for the associated production of the Higgs boson with a top quark pair in multilepton final states with the ATLAS detector. *Phys. Lett. B749* (2015), 519–541.
- [55] AAD, G., ET AL. Search for the $b\bar{b}$ decay of the Standard Model Higgs boson in associated $(W/Z)H$ production with the ATLAS detector. *JHEP 01* (2015), 069.
- [56] AAD, G., ET AL. Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into $b\bar{b}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C75*, 7 (2015), 349.
- [57] AAD, G., ET AL. Study of $(W/Z)H$ production and Higgs boson couplings using $H \rightarrow WW^*$ decays with the ATLAS detector. *JHEP 08* (2015), 137.
- [58] AAD, G., ET AL. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. *JHEP 08* (2016), 045.
- [59] AAD, G., ET AL. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the ATLAS experiment. *Eur. Phys. J. C76*, 1 (2016), 6.
- [60] AAD, G., ET AL. Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment. *JINST 11*, 04 (2016), P04008.
- [61] AAD, G., ET AL. Search for invisible decays of a Higgs boson using vector-boson fusion in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP 01* (2016), 172.
- [62] AALSETH, C. E., ET AL. Search for an Annual Modulation in a P-type Point Contact Germanium Dark Matter Detector. *Phys. Rev. Lett. 107* (2011), 141301.
- [63] AALTONEN, T., ET AL. Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron. *Phys. Rev. Lett. 109* (2012), 071804.
- [64] AAMODT, K., ET AL. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST 3* (2008), S08002.
- [65] ADAMS, D., ET AL. Recommendations of the Physics Objects and Analysis Harmonisation Study Groups 2014. Tech. Rep. ATL-PHYS-INT-2014-018, CERN, Geneva, Jul 2014.
- [66] ADRAGNA, P., ET AL. Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. A606* (2009), 362–394.
- [67] AGASHE, K., CONTINO, R., AND POMAROL, A. The Minimal composite Higgs model. *Nucl. Phys. B719* (2005), 165–187.
- [68] AGNESE, R., ET AL. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II. *Phys. Rev. Lett. 111*, 25 (2013), 251301.

- [69] AGNESE, R., ET AL. Search for Low-Mass Weakly Interacting Massive Particles with SuperCDMS. *Phys. Rev. Lett.* *112*, 24 (2014), 241302.
- [70] AGOSTINELLI, S., ET AL. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A506* (2003), 250–303.
- [71] AHARROUCHE, M., AND OTHERS. Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 568* (Dec. 2006), 601–623.
- [72] AIRAPETIAN, A., ET AL. ATLAS calorimeter performance Technical Design Report.
- [73] AKERIB, D. S., ET AL. First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility. *Phys. Rev. Lett.* *112* (2014), 091303.
- [74] ALAM, M. S., ET AL. ATLAS pixel detector : Technical design report.
- [75] ALIEV, M., LACKER, H., LANGENFELD, U., MOCH, S., UWER, P., AND WIEDERMANN, M. HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR. *Comput. Phys. Commun.* *182* (2011), 1034–1046.
- [76] ALIOLI, S., NASON, P., OLEARI, C., AND RE, E. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX. *JHEP 06* (2010), 043.
- [77] ALVES, JR., A. A., ET AL. The LHCb Detector at the LHC. *JINST 3* (2008), S08005.
- [78] ALWALL, J., FREDERIX, R., FRIXIONE, S., HIRSCHI, V., MALTONI, F., MATTELAER, O., SHAO, H. S., STELZER, T., TORRIELLI, P., AND ZARO, M. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP 07* (2014), 079.
- [79] ANDERSEN, J. R., ET AL. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties.
- [80] ANGLE, J., ET AL. A search for light dark matter in XENON10 data. *Phys. Rev. Lett.* *107* (2011), 051301. [Erratum : *Phys. Rev. Lett.* *110*, 249901 (2013)].
- [81] ANGLOHER, G., ET AL. Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector. *Eur. Phys. J. C74*, 12 (2014), 3184.
- [82] APRILE, E., ET AL. Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data. *Phys. Rev. Lett.* *109* (2012), 181301.
- [83] ATLAS, C. Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment. Tech. Rep. CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023, CERN, Geneva, Dec 2012. Draft version for comments.
- [84] BALL, R. D., BERTONE, V., CERUTTI, F., DEL DEBBIO, L., FORTE, S., GUFFANTI, A., LATORRE, J. I., ROJO, J., AND UBIALI, M. Impact of Heavy Quark Masses on Parton Distributions and LHC Phenomenology. *Nucl. Phys. B849* (2011), 296–363.
- [85] BARBIERI, R. Looking Beyond the Standard Model : The Supersymmetric Option. *Riv. Nuovo Cim.* *11N4* (1988), 1–45.
- [86] BELLI, P., BERNABEI, R., BOTTINO, A., CAPPELLA, F., CERULLI, R., FORNENGO, N., AND SCOPEL, S. Observations of annual modulation in direct detection of relic particles and light neutralinos. *Phys. Rev. D84* (2011), 055014.
- [87] BERNABEI, R., ET AL. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur. Phys. J. C56* (2008), 333–355.

- [88] BRANCO, G. C., FERREIRA, P. M., LAVOURA, L., REBELO, M. N., SHER, M., AND SILVA, J. P. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. *Phys. Rept.* 516 (2012), 1–102.
- [89] BUKIN, A. D. Fitting function for asymmetric peaks. *ArXiv e-prints* (Nov. 2007).
- [90] CACCIARI, M., AND SALAM, G. P. Pileup subtraction using jet areas. *Phys. Lett. B* 659 (2008), 119–126.
- [91] CACCIARI, M., SALAM, G. P., AND SOYEZ, G. The Catchment Area of Jets. *JHEP* 04 (2008), 005.
- [92] CACCIARI, M., SALAM, G. P., AND SOYEZ, G. FastJet User Manual. *Eur. Phys. J. C* 72 (2012), 1896.
- [93] CAMPBELL, J. M., AND ELLIS, R. K. MCFM for the Tevatron and the LHC. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 205-206 (2010), 10–15.
- [94] CAPEANS, M., DARBO, G., EINSWEILLER, K., ELSING, M., FLICK, T., GARCIA-SCIVERES, M., GEMME, C., PERNEGGER, H., ROHNE, O., AND VUILLERMET, R. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, CERN, Geneva, Sep 2010.
- [95] CARENA, M., PONTON, E., SANTIAGO, J., AND WAGNER, C. E. M. Electroweak constraints on warped models with custodial symmetry. *Phys. Rev. D* 76 (2007), 035006.
- [96] CHATRCHYAN, S., ET AL. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST* 3 (2008), S08004.
- [97] CHATRCHYAN, S., ET AL. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B* 716 (2012), 30–61.
- [98] CHATRCHYAN, S., ET AL. Search for the standard model Higgs boson produced in association with a W or a Z boson and decaying to bottom quarks. *Phys. Rev. D* 89, 1 (2014), 012003.
- [99] COLLABORATION, T. L. The lhcf detector at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation* 3, 08 (2008), S08006.
- [100] COLLABORATION, T. T. The totem experiment at the cern large hadron collider. *Journal of Instrumentation* 3, 08 (2008), S08007.
- [101] CONTINO, R., DA ROLD, L., AND POMAROL, A. Light custodians in natural composite Higgs models. *Phys. Rev. D* 75 (2007), 055014.
- [102] COWAN, G., CRANMER, K., GROSS, E., AND VITELLS, O. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. *Eur. Phys. J. C* 71 (2011), 1554. [Erratum : *Eur. Phys. J.* C73,2501(2013)].
- [103] CZAKON, M., FIEDLER, P., AND MITOV, A. Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$. *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), 252004.
- [104] DEGRASSI, G., DI VITA, S., ELIAS-MIRO, J., ESPINOSA, J. R., GIUDICE, G. F., ISIDORI, G., AND STRUMIA, A. Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO. *JHEP* 08 (2012), 098.
- [105] DITTMAYER, S., ET AL. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables.

- [106] DJOUADI, A. The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model. *Phys. Rept.* *459* (2008), 1–241.
- [107] DJOUADI, A., LEBEDEV, O., MAMBRINI, Y., AND QUEVILLON, J. Implications of LHC searches for Higgs–portal dark matter. *Phys. Lett. B* *709* (2012), 65–69.
- [108] DJOUADI, A., MAIANI, L., MOREAU, G., POLOSA, A., QUEVILLON, J., AND RIQUER, V. The post-Higgs MSSM scenario : Habemus MSSM? *Eur. Phys. J. C* *73* (2013), 2650.
- [109] ELLIS, J., AND YOU, T. Updated Global Analysis of Higgs Couplings. *JHEP* *06* (2013), 103.
- [110] ENGLERT, F., AND BROUT, R. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys. Rev. Lett.* *13* (1964), 321–323.
- [111] ERIKSSON, D., RATHSMAN, J., AND STAL, O. 2HDMC : Two-Higgs-Doublet Model Calculator Physics and Manual. *Comput. Phys. Commun.* *181* (2010), 189–205.
- [112] EVANS, L., AND BRYANT, P. LHC Machine. *JINST* *3* (2008), S08001.
- [113] FAYET, P. Higgs Model and Supersymmetry. *Nuovo Cim. A* *31* (1976), 626.
- [114] FELDMAN, G. J., AND COUSINS, R. D. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. *Phys. Rev. D* *57* (1998), 3873–3889.
- [115] FOX, P. J., HARNIK, R., KOPP, J., AND TSAI, Y. Missing Energy Signatures of Dark Matter at the LHC. *Phys. Rev. D* *85* (2012), 056011.
- [116] FRIXIONE, S., NASON, P., AND OLEARI, C. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method. *JHEP* *11* (2007), 070.
- [117] FRIXIONE, S., AND WEBBER, B. R. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP* *06* (2002), 029.
- [118] GELL-MANN, M. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.* *8* (1964), 214–215.
- [119] GLASHOW, S. L. Partial-symmetries of weak interactions. *Phys. Rev. Lett.* *22* (Feb. 1961), 579–588.
- [120] GLEISBERG, T., HOECHE, S., KRAUSS, F., SCHONHERR, M., SCHUMANN, S., SIEGERT, F., AND WINTER, J. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP* *02* (2009), 007.
- [121] GUNION, J. F., AND HABER, H. E. The CP conserving two Higgs doublet model : The Approach to the decoupling limit. *Phys. Rev. D* *67* (2003), 075019.
- [122] HARLANDER, R. V., LIEBLER, S., AND MANTLER, H. SusHi : A program for the calculation of Higgs production in gluon fusion and bottom-quark annihilation in the Standard Model and the MSSM. *Comput. Phys. Commun.* *184* (2013), 1605–1617.
- [123] HIGGS, P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.* *13* (1964), 508–509.
- [124] KANEMURA, S., MATSUMOTO, S., NABESHIMA, T., AND OKADA, N. Can WIMP Dark Matter overcome the Nightmare Scenario? *Phys. Rev. D* *82* (2010), 055026.
- [125] KANT, P., KIND, O. M., KINTSCHER, T., LOHSE, T., MARTINI, T., MÖLBITZ, S., RIECK, P., AND UWER, P. HatHor for single top-quark production : Updated predictions and uncertainty estimates for single top-quark production in hadronic collisions. *Comput. Phys. Commun.* *191* (2015), 74–89.

- [126] KHACHATRYAN, V., ET AL. Precise determination of the mass of the Higgs boson and tests of compatibility of its couplings with the standard model predictions using proton collisions at 7 and 8 TeV. *Eur. Phys. J. C75*, 5 (2015), 212.
- [127] KOBAYASHI, M., AND MASKAWA, T. Chiral symmetry and eta-x mixing. *Prog. Theor. Phys.* 44 (1970), 1422–1424.
- [128] KOLMOGOROV, A. *Foundations of the Theory of Probability*. Springer, 1933.
- [129] KROHN, D., THALER, J., AND WANG, L.-T. Jet Trimming. *JHEP* 02 (2010), 084.
- [130] LAI, H.-L., GUZZI, M., HUSTON, J., LI, Z., NADOLSKY, P. M., PUMPLIN, J., AND YUAN, C. P. New parton distributions for collider physics. *Phys. Rev. D82* (2010), 074024.
- [131] LAMPL, W., LAPLACE, S., LELAS, D., LOCH, P., MA, H., MENKE, S., RAJAGOPALAN, S., ROUSSEAU, D., SNYDER, S., AND UNAL, G. Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance. Tech. Rep. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr 2008.
- [132] LEE, T. D. A Theory of Spontaneous T Violation. *Phys. Rev. D8* (1973), 1226–1239. [,516(1973)].
- [133] LOPEZ-HONOREZ, L., SCHWETZ, T., AND ZUPAN, J. Higgs portal, fermionic dark matter, and a Standard Model like Higgs at 125 GeV. *Phys. Lett. B716* (2012), 179–185.
- [134] MAIANI, L., POLOSA, A. D., AND RIQUER, V. Bounds to the Higgs Sector Masses in Minimal Supersymmetry from LHC Data. *Phys. Lett. B724* (2013), 274–277.
- [135] MELNIKOV, K., AND PETRIELLO, F. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha(s)^2)$. *Phys. Rev. D74* (2006), 114017.
- [136] NASON, P. A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms. *JHEP* 11 (2004), 040.
- [137] NILLES, H. P. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. *Phys. Rept.* 110 (1984), 1–162.
- [138] NOETHER, E. Invariant variation problems. *Gott. Nachr.* (1918), 235–257.
- [139] READ, A. L. Presentation of search results : The CL(s) technique. *J. Phys. G28* (2002), 2693–2704. [,11(2002)].
- [140] SALAM, A., AND WARD, J. C. Electromagnetic and weak interactions. *Physics Letters* 13 (Nov. 1964), 168–171.
- [141] SJOSTRAND, T., MRENNNA, S., AND SKANDS, P. Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008), 852–867.
- [142] STELLA, B. R., AND MEYER, H.-J. Y(9.46 GeV) and the gluon discovery (a critical recollection of PLUTO results). *Eur. Phys. J. H36* (2011), 203–243.
- [143] VAN DER MEER, S. Calibration of the effective beam height in the ISR. Tech. Rep. CERN-ISR-PO-68-31. ISR-PO-68-31, CERN, Geneva, 1968.
- [144] WALD, A. Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large. *Transactions of the American Mathematical Society* Vol. 54 (Nov., 1943), 426–482.
- [145] WEINBERG, S. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), 1264–1266.

- [146] WILKS, S. S. The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses. *Annals Math. Statist.* 9, 1 (1938), 60–62.
- [147] YAMAMOTO, A., ET AL. The ATLAS central solenoid. *Nucl. Instrum. Meth. A584* (2008), 53–74.
- [148] ZWEIG, G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1.

Titre : Mesure des propriétés du boson de Higgs avec l'expérience ATLAS au LHC

Mots clés : Modèle Standard ; Boson de Higgs ; LHC ; ATLAS ; Couplages

Résumé : Dans cette thèse, je présente ma contribution à l'étude des propriétés du boson de Higgs. Mon travail a consisté à combiner les différentes analyses de recherche du boson de Higgs prévu par le modèle standard pour en extraire une mesure des taux de productions, de désintégrations et des couplages. Par exemple, le taux de production inclusif du boson de Higgs mesuré avec le détecteur ATLAS est :

$$\mu = 1.18 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{expt.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{theo.})$$

Ces mesures peuvent également s'interpréter dans le contexte de modèle

au-delà du modèle standard telle que les modèles composites ou les modèles de type MSSM avec le hMSSM. J'ai également participé à l'étude des performances d'un algorithme de particle flow dans le cadre de la reconstruction de jets possédant un grand rayon. Mes contributions aux analyses de recherche d'un boson de Higgs pseudo-scalaire se désintégrant en un boson Z et un boson de Higgs et la recherche du boson produit en association avec un boson Z et se désintégrant en une paire de quarks b sont également montrées.

Title : Measurement of the Higgs boson properties with ATLAS experiment at the LHC

Keywords : Standard Model ; Higgs boson ; LHC ; ATLAS ; Couplings

Abstract : In this thesis, I show my contribution to the study of the properties of the Higgs boson. My work has consisted in combining the different searches of the Standard Model Higgs boson to measure the rate of production, decay and the couplings. For example, the overall rate of production measured with the ATLAS detector is :

$$\mu = 1.18 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.07(\text{expt.})_{-0.07}^{+0.08}(\text{theo.})$$

These measurements can also be interpreted in the context of models

beyond the standard model such that composite models or models inspired from the MSSM (hMSSM). I have also participated to the studies of the performance of a particle flow algorithm to reconstruct the jet with a large radius. My contribution to the search of a pseudoscalar Higgs boson decaying into a Z boson and a Higgs boson and the search of the standard model Higgs boson produced in association with a Z boson and decaying into a pair of b quarks are also shown.

