



**HAL**  
open science

# Recherche de Nouvelle Physique dans les événements à quatre quarks top avec le sélecteur ATLAS auprès du LHC

Dorian Simon

► **To cite this version:**

Dorian Simon. Recherche de Nouvelle Physique dans les événements à quatre quarks top avec le sélecteur ATLAS auprès du LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. NNT : 2015CLF22590 . tel-01247251

**HAL Id: tel-01247251**

**<https://theses.hal.science/tel-01247251>**

Submitted on 16 Feb 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Université Blaise Pascal

U.F.R. Sciences et Technologies

## École Doctorale des Sciences Fondamentales

### Thèse

présentée pour obtenir le grade de

**Docteur d'université**

*Spécialité : Physique des Particules*

Par : Dorian SIMON

**Master**

## Recherche de Nouvelle Physique dans les événements à quatre quarks top avec le détecteur ATLAS auprès du LHC

À soutenir publiquement le 10 juillet 2015 devant la commission d'examen constituée de :

<i>Rapporteurs</i>	Claude CHARLOT	LLR, Palaiseau
	Fabienne LEDROIT	LPSC, Grenoble
<i>Examineurs</i>	Philippe ROSNET	LPC, Clermont-Ferrand
	Aldo DEANDREA	IPNL, Lyon
<i>Directeur de thèse</i>	David CALVET	LPC, Clermont-Ferrand
	Emmanuel BUSATO	LPC, Clermont-Ferrand

## Résumé

Malgré ses nombreux succès, tels la récente découverte d'un boson compatible avec le boson BEH, le Modèle Standard présente un certain nombre de lacunes. Celles-ci poussent à la recherche d'une Nouvelle Physique, pouvant, entre autres exemples, prendre la forme de dimensions d'espace supplémentaires. Ce sont des événements à quatre quarks top issus des prédictions d'un tel modèle, le 2UED/RPP, présentant deux dimensions d'espace supplémentaires universelles compactifiées selon la géométrie du Plan Projectif Réel, qui sont recherchés dans cette thèse. Cette recherche se fait au travers d'une signature comportant au moins deux leptons (électrons ou muons) de mêmes charges électriques. Deux analyses successives sont détaillées. La première se base sur les premiers  $14,3 \text{ fb}^{-1}$  enregistrés lors de collisions proton-proton de 2012 avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision de 8 TeV. Elle place une limite observée (attendue) inférieure à un niveau de confiance de 95% sur  $m_{KK}$ , principal paramètre du modèle, à 0,90 TeV (0,92 TeV). Cette limite s'entend dans le cas où les deux dimensions ont le même rayon de courbure et où le rapport d'embranchement de  $A^{(1;1)}$  en  $t\bar{t}$  est de 100%. La seconde analyse étend la première à la totalité des  $20,3 \text{ fb}^{-1}$  de données enregistrées tout en raffinant les procédures utilisées. Un excès de données est observé avec une signification de moins de 2,5 déviations standard. Aucune des vérifications entreprises n'indique de défaut dans l'analyse pouvant expliquer cet excès. La nouvelle limite est de 0,96 TeV (1,05 TeV). Cette nouvelle analyse permet également de placer des limites sur les paramètres du modèle dans d'autres configurations. Ce document présente également la contribution de l'auteur aux premières étapes du développement du nouveau système d'étalonnage par LASER (ou LASER II) du calorimètre à tuiles scintillantes d'ATLAS.

## Mots clef

Modèle Standard ; Nouvelle Physique ; Événements à quatre quarks top ; LASER II ; 2UED/RPP ; leptons de mêmes charges électriques.

# Université Blaise Pascal

U.F.R. Sciences et Technologies

## École Doctorale des Sciences Fondamentales

### Thesis

to obtain the title of

**PhD of Science**

*Specialty : Particles Physics*

Defended by : Dorian SIMON

**Master**

## Search for New Physics in events with four top quarks with ATLAS detector at the LHC

Defended on July 10<sup>th</sup>, 2015

<i>Reviewers</i>	Claude CHARLOT	LLR, Palaiseau
	Fabienne LEDROIT	LPSC, Grenoble
<i>Examinators</i>	Philippe ROSNET	LPC, Clermont-Ferrand
	Aldo DEANDREA	IPNL, Lyon
<i>Advisor</i>	David CALVET	LPC, Clermont-Ferrand
	Emmanuel BUSATO	LPC, Clermont-Ferrand

## Abstract

Despite its numerous success, like the recent discovery of a boson compatible with the BEH boson, the Standard Model shows some deficiencies. Those lead to a search for New Physics, which may take, among others, the form of extra space dimensions. In this thesis, four-top-quarks events arising from a such model, the 2UED/RPP, are searched for. The 2UED/RPP has two universal extra space dimensions compactified under the Real Projective Plane geometry. This search uses a signature with at least two same-sign leptons (electrons and/or muons). Two successive analyses are presented. The first one uses the first  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  recorded during 2012 proton-proton collisions occurring with a collision center-of-mass referential energy of 8 TeV. In the case where both extra dimensions have the same compactification radius and where the branching ratio of  $A^{(1;1)}$  in  $t\bar{t}$  is 100%, this analysis puts a lower observed (expected) limit on  $m_{KK}$  (main model parameter) at 0,90 TeV (0,92 TeV) with a confidence level of 95%. The second analysis extend the first one to the full  $20,3 \text{ fb}^{-1}$  dataset while refining the procedures in use. An excess of data with a significance of less than 2.5 standard deviations is observed. None of the cross-checks done shows any default which could explain this excess. The new limit is 0.96 TeV (1.05 TeV). This second analysis also allows to put limits on the model's parameters in other configurations. Finally, this document also presents the author's contribution to the first stages of the LASER II development. The LASER II is the new LASER calibration system of ATLAS's Tile Calorimeter.

## Keywords

Standard Model; New Physics; 4 top quarks events; LASER II; 2UED/RPP; Samesign leptons.

# Remerciements

Il semble être d'usage de débiter par le directeur du laboratoire. Après tout, il le mérite bien. Qui d'autre pour s'assurer de la relève en ces temps de crise(s), pour encourager les nouveaux arrivants dans la grande aventure de la science à persévérer ? Alors, merci à Alain FALVARD, pour m'avoir accueilli au LPC et de façon plus générale pour avoir su maintenir une si bonne ambiance au laboratoire.

Les membres du jury méritent également mes remerciements. Claude CHARLOT et Fabienne LEDROIT pour avoir accepté le rôle de rapporteurs, qui ont consacré de longs moments à la relecture de mon manuscrit. Merci également aux autres membres du jury, Emmanuel BUSATO, David CALVET, Philippe ROSNET et Aldo DEANDREA.

Livré à moi-même, j'aurais été bien en peine de simplement débiter les travaux présentés ici. C'est pourquoi je tiens à remercier tout ceux qui, au sein du LPC comme au-delà, m'ont soutenu, et supporté, pendant les trois années de cette thèse. Tout d'abord Emmanuel BUSATO pour ses conseils, ses avis critiques sur les pistes que je me proposais de suivre. Pour son aide, aussi, lorsqu'il était question de statistiques. Pour son encadrement, enfin, bien sûr. David CALVET qui a su m'entraîner au sein de l'analyse Same-Sign et grâce à qui j'ai beaucoup appris, tant en terme de programmation que sur la recherche elle-même. Merci à Samuel CALVET, pour m'avoir dès le début permis de mettre la main à la pâte (ou étaient-ce les doigts dans l'engrenage ?) et m'attaquer à une structure commune à une bonne partie du groupe ATLAS-LPC alors que je débarquais seulement. Merci à Loïc VALÉRY pour son aide au quotidien. Merci aussi à Philippe GRIS qui m'a encadré lors de ma tâche de qualification pour ATLAS. Merci aussi à Claudio SANTONI : une présence connue peut-être très réconfortante lors des premiers shifts, même s'il ne s'agit que de cosmiques. Merci également à Djamel BOUMEDIENE, qui m'a permis de sortir brièvement du BSM et de parler un peu à ces gens étranges qui se contentent du Modèle Standard. Merci bien sûr à Dominique PALLIN, le chef du groupe ATLAS-LPC pour avoir su maintenir la bonne ambiance et l'atmosphère de ce petit groupe.

Au sein du groupe ATLAS-LPC, je tiens aussi à remercier ceux qui ont fait passer la physique avant leur santé mentale et qui, malgré mon humour déplorable, ont refusé de m'assassiner avant que je n'ai fini ma thèse : ceux déjà cités, mais aussi Diane CINCA, Daniela PAREDES, Geoffrey GILLES, Marino SYLVESTRE, Arthur CHOMONT, Julien DONINI, Timothée THEVENAUX-PELZER, François VAZEILLE, Romain MADAR. Un certain P. F., cosmologiste infiltré entre bien sûr aussi dans cette catégorie. Il manque un nom à cette liste. Désolé Manue, mais je ne peux pas décemment te compter parmi les personnes qui ont « supporté » mon humour. Le terme « encouragé » me viendrait plus facilement à l'esprit, et j'ai peur que la repentance précédente perde son vernis de vraisemblance si je te remercie comme tu le mérites pour ton soutien face à l'incapacité de certaines personnes que je ne nommerai pas (une seconde fois, du moins . . .) à apprécier une bonne blague pourrie<sup>(1)</sup>.

Certaines des personnes avec lesquelles j'ai travaillé ces trois dernières années ont parfois semblé oublier qu'il existait une vie hors du laboratoire (ni toutes, ni tout le temps, heureusement). Ce n'est pas mon cas, et je remercie ma famille pour tous les bons moments que j'ai passé avec elle et grâce auxquels (et à laquelle, donc) j'ai tenu bon.

---

<sup>(1)</sup>Trop tard ? Bon, ben, alors : Merci à Emmanuelle DUBREUIL pour avoir soutenu mon sens de l'humour contre l'adversité et presque tout le couloir ATLAS du LPC. Et toutes mes excuses pour ne pas avoir été un peu plus diplomate alors que ta propre soutenance approchait. On ne se rend vraiment compte du caractère dramatique d'un événement qu'en l'ayant vécu soi-même.



À la mémoire de Galipette.  
J'essaierai...





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Contexte théorique et expérimental</b>	<b>3</b>
<b>1 Modèle Standard et Nouvelle Physique</b>	<b>5</b>
Introduction	5
1.1 Contenu du Modèle Standard	6
1.1.1 Fermions du Modèle Standard	6
1.1.2 Bosons du Modèle Standard	7
1.2 Construction du Lagrangien du Modèle Standard	7
1.2.1 Électrodynamique Quantique	8
1.2.2 Chromodynamique Quantique	9
1.2.3 Théorie électrofaible	10
1.2.4 Mélange des saveurs	13
1.3 Limites du Modèle Standard	13
1.4 Signal à quatre quarks top	14
1.4.1 Quatre quarks top au LHC	14
1.4.2 Quatre quarks top au-delà du Modèle Standard	15
1.5 Modèle 2UED/RPP	16
1.5.1 Dimensions supplémentaires	16
1.5.2 Cas des modèles à dimensions supplémentaires universelles	18
1.5.3 Choix de la géométrie	18
1.5.4 Population du modèle	20
1.5.5 2UED/RPP et Matière Noire	22
1.6 2UED/RPP et signal à quatre quarks top	23
1.6.1 Signal à quatre quarks top dans l'étage (1;1)	23
1.6.2 Signal à quatre quarks top dans les étages (2;0) et (0;2)	25
<b>2 Contexte expérimental : accélérateur et détecteur</b>	<b>31</b>
Introduction	31
2.1 LHC	31
2.1.1 Chaîne d'accélération	32
2.1.2 Expériences	33
2.1.3 Luminosité	33
2.2 Détecteur ATLAS	33
2.2.1 Système de coordonnées	36
2.2.2 Système d'aimants	36
2.2.3 Détecteur interne	37
2.2.4 Calorimètres	40
2.2.5 Spectromètre à muons	43
2.2.6 Détecteurs à grande pseudo-rapacité	45

2.2.7	Système de déclenchement . . . . .	46
2.2.8	Évolution . . . . .	46
<b>II Analyse</b>		<b>57</b>
<b>3 Analyse du lot de données partiel</b>		<b>59</b>
	Introduction . . . . .	59
3.1	Signature recherchée . . . . .	60
3.1.1	Choix de l'état final . . . . .	60
3.1.2	Bruits de fond . . . . .	61
3.1.3	Autres éléments de la signature du signal . . . . .	62
3.2	Données utilisées . . . . .	62
3.2.1	Lot de données . . . . .	62
3.2.2	Objets . . . . .	63
3.3	Simulation des événements avec deux leptons de même charge . . . . .	65
3.3.1	Simulation Monte Carlo . . . . .	65
3.3.2	Facteurs d'échelle . . . . .	67
3.3.3	Incertitudes systématiques sur les événements simulés . . . . .	67
3.4	Bruits de fond instrumentaux . . . . .	68
3.4.1	Méprise sur la charge . . . . .	68
3.4.2	« Faux » leptons . . . . .	70
3.4.3	Recouvrement entre fakes et misid . . . . .	73
3.5	Présélection . . . . .	73
3.6	Validation de la modélisation . . . . .	74
3.7	Sélection finale . . . . .	79
3.8	Limites observée et attendues . . . . .	81
3.9	Résultats et interprétation . . . . .	82
	Conclusion . . . . .	83
<b>4 Analyse de la totalité des données à 8 TeV</b>		<b>89</b>
	Introduction . . . . .	89
4.1	Raffinements par rapport à l'analyse partielle . . . . .	90
4.1.1	Canaux leptoniques . . . . .	90
4.1.2	Définition des objets . . . . .	90
4.1.3	Présélection . . . . .	91
4.1.4	Estimation des bruits de fond . . . . .	92
4.1.5	Catégorisation . . . . .	96
4.1.6	Incertitudes systématiques . . . . .	99
4.1.7	Incertitude statistique sur les fakes . . . . .	104
4.2	Validation des bruits de fond . . . . .	106
4.3	Résultats . . . . .	112
4.3.1	Sensibilité attendue . . . . .	112
4.3.2	Événements observés et interprétation . . . . .	113
4.4	Éléments de vérification . . . . .	116
4.4.1	Propriétés des événements sélectionnés . . . . .	118
4.4.2	Simulations Monte Carlo . . . . .	118
4.4.3	Estimation des fakes . . . . .	119
4.4.4	Événements à deux leptons de charges opposées . . . . .	121
4.5	Cinématique de l'excès . . . . .	121
	Conclusion et perspectives . . . . .	124
<b>Conclusion</b>		<b>125</b>

<b>Annexes</b>	<b>127</b>
<b>A Régions de contrôle supplémentaires pour l’analyse du lot de données partiel</b>	<b>129</b>
A.1 Région $H_T$ . . . . .	129
A.2 Région de contrôle $0b$ . . . . .	133
<b>B Variables discriminantes dans les canaux <math>e\mu</math> et <math>\mu\mu</math> pour l’analyse du lot de données partiel</b>	<b>137</b>
B.1 Canal $ee$ . . . . .	137
B.2 Canal $\mu\mu$ . . . . .	138
<b>C Distribution des variables discriminantes pour les prédictions et les données pour l’analyse du lot de données partiel</b>	<b>139</b>
<b>D Incertitudes systématiques dans les canaux <math>ee</math> et <math>\mu\mu</math> pour l’analyse du lot de données partiel</b>	<b>143</b>
D.1 Canal $ee$ . . . . .	143
D.2 Canal $e\mu$ . . . . .	145
D.3 Canal $\mu\mu$ . . . . .	147
<b>E Efficacités de sélection pour l’analyse du lot de données partiel</b>	<b>149</b>
<b>F Incertitudes systématiques pour l’analyse du lot de données complet</b>	<b>151</b>
<b>G Complément de distributions dans les régions de contrôle pour l’analyse de la totalité des données</b>	<b>163</b>
G.1 Région de contrôle purement Monte Carlo « basse $E_T^{\text{miss}}$ » . . . . .	163
G.2 Région de contrôle purement Monte Carlo « bas $H_T$ » . . . . .	169
G.3 Région de contrôle « Bas $H_T + 1b$ » . . . . .	176
G.4 Région de contrôle « Bas $H_T + 0b$ » . . . . .	182
<b>H Distributions de variables cinématiques pour l’analyse de la totalité des données</b>	<b>187</b>



# Introduction

À l'échelle de l'histoire des sciences, la physique des particules est une jeune discipline. L'idée d'une décomposition de la matière en briques élémentaires, pré-requis plus philosophique que scientifique, était déjà présente dans la Grèce Antique. Mais ce n'est que la maîtrise de l'électricité à la fin du **XIX**<sup>e</sup> siècle qui a ouvert la voie à la mise en place d'expériences aux échelles d'énergie requises pour que naisse enfin cette discipline. Le Modèle Standard de la physique des particules, soit l'édifice mathématique actuel décrivant les particules élémentaires et leurs interactions, s'est construit au cours de la seconde moitié du **XX**<sup>e</sup> siècle.

À ce jour, le Modèle Standard de la physique des particules rend compte avec une extraordinaire précision de toutes les observations expérimentales faites dans ce domaine. Son caractère prédictif a été récemment mis en exergue avec la découverte d'un boson compatible avec le boson BEH, parachevant l'impressionnant édifice bâti au cours du siècle écoulé.

Toutefois, plusieurs arguments théoriques, épaulés par plusieurs observations dans le domaine de la cosmologie, indiquent clairement que ce Modèle Standard ne saurait être la théorie ultime. Il serait simplement une théorie effective aux énergies jusqu'alors explorées.

Les mesures de précision et la recherche de signes d'une Nouvelle Physique au-delà du Modèle Standard ont conduit à la construction d'instruments de plus en plus puissants capables d'explorer toujours davantage les contrées de la physique des particules. Le dernier en date de ces grands instruments est le *Large Hadron Collider* (Grand Collisionneur à Hadrons, ou LHC). Cet accélérateur collisionneur de particules est capable d'amener celles-ci à des énergies bien supérieures à celles de son prédécesseur, le Tevatron. Il ouvre ainsi une porte sur un domaine de la physique resté jusqu'ici l'apanage des phénomènes naturels parmi les plus violents.

Parmi les détecteurs utilisant les collisions du LHC, ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), tout comme CMS (*Compact Muon Solenoid*), se veut polyvalent. Il offre ses services aussi bien pour les mesures de précision que pour la recherche de phénomènes exotiques. Ce sont certaines des données issues de ce détecteur qui seront exploitées au cours de cette thèse. Il s'agit de celles enregistrées en 2012, lors du fonctionnement du LHC à une énergie dans le référentiel du centre de masse des collisions de 8 TeV.

Au sein de toutes les particules du Modèle Standard, le quark top offre une fenêtre unique sur la Nouvelle Physique. En effet, sa très grande masse, 173,2 GeV, proche de celle d'un atome d'or, implique un très fort couplage au boson BEH, dont le secteur est encore peu connu et donc riche de possibilités.

Le signal à quatre quarks top ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) est d'un intérêt tout particulier. Très faible selon le Modèle Standard, il pourrait être bien plus fort selon certaines théories de Nouvelle Physique. Parmi celles-ci se trouvent des extensions du nombre de dimensions, des dérivées des théories Super-Symétriques (SUSY) ou encore des théories prédisant un caractère composite au quark top. Au cours de cette thèse, la présence, ou l'absence, de ce signal sera interprétée dans le cadre d'un modèle prédisant deux dimensions d'espace supplémentaires (le 2UED/RPP).

Ce document est organisé comme suit. La première partie décrit le contexte, tant théorique (chapitre 1) qu'expérimental (chapitre 2) de l'analyse. La seconde partie se penche sur l'analyse proprement dite, réalisée en deux étapes. Le chapitre 3 présente la première analyse, effectuée à l'aide d'une partie seulement des données récoltées en 2012 afin d'obtenir rapidement un premier résultat. Le chapitre 4

suit avec la reprise de cette analyse sur la totalité des données de cette période, enrichie de nombreux approfondissements.

Première partie

Contexte théorique et expérimental





# Chapitre 1

## Modèle Standard et Nouvelle Physique

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>5</b>
<b>1.1 Contenu du Modèle Standard</b> . . . . .	<b>6</b>
1.1.1 Fermions du Modèle Standard . . . . .	6
1.1.2 Bosons du Modèle Standard . . . . .	7
<b>1.2 Construction du Lagrangien du Modèle Standard</b> . . . . .	<b>7</b>
1.2.1 Électrodynamique Quantique . . . . .	8
1.2.2 Chromodynamique Quantique . . . . .	9
1.2.3 Théorie électrofaible . . . . .	10
1.2.4 Mélange des saveurs . . . . .	13
<b>1.3 Limites du Modèle Standard</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>1.4 Signal à quatre quarks top</b> . . . . .	<b>14</b>
1.4.1 Quatre quarks top au LHC . . . . .	14
1.4.2 Quatre quarks top au-delà du Modèle Standard . . . . .	15
<b>1.5 Modèle 2UED/RPP</b> . . . . .	<b>16</b>
1.5.1 Dimensions supplémentaires . . . . .	16
1.5.2 Cas des modèles à dimensions supplémentaires universelles . . . . .	18
1.5.3 Choix de la géométrie . . . . .	18
1.5.4 Population du modèle . . . . .	20
1.5.5 2UED/RPP et Matière Noire . . . . .	22
<b>1.6 2UED/RPP et signal à quatre quarks top</b> . . . . .	<b>23</b>
1.6.1 Signal à quatre quarks top dans l'étage (1;1) . . . . .	23
1.6.2 Signal à quatre quarks top dans les étages (2;0) et (0;2) . . . . .	25

---

### Introduction

Ce chapitre s'attache à la présentation des aspects du Modèle Standard et de certaines de ses extensions servant de support au travail effectué au cours de cette thèse. La section 1.1 se concentre sur le contenu en particules du Modèle Standard et sur certaines de leurs propriétés. La section suivante présente la construction mathématique du Modèle Standard. Son contenu se base sur [1]. La section 1.3 décrit certaines des limites du Modèle Standard, limites amenant à la recherche de théories au-delà de celui-ci. La section 1.4 expose quelques points clés concernant le signal à quatre quarks top. La section 1.5 brosse un bref panorama du modèle utilisé dans cette thèse. Finalement, la section 1.6 lie ce modèle au signal à quatre quarks top.

TAB. 1.1: Les fermions du Modèle Standard regroupés en familles. Ici et dans tout ce document, les masses sont exprimées en multiples de l'électronvolt, le facteur de conversion  $\frac{1}{c^2}$  étant sous-entendu. Les charges électriques sont en multiples de la charge du proton. Les valeurs des masses sont expérimentales et sont issues de [2]. Des incertitudes absentes signifient une précision expérimentale sur la masse en question supérieure à celle rapportée ici. Ainsi, la masse de l'électron est mesurée avec une précision relative de  $2 \times 10^{-8}$ , bien supérieure aux trois chiffres significatifs gardés ici.

	Quark de type $u$ (masse)	Quark de type $d$ (masse)	Lepton chargé (masse)	Neutrino (masse)
1 <sup>ère</sup> famille	$u$ $2,3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV	$d$ $4,8_{-0,3}^{+0,5}$ MeV	$e^-$ 511 keV	$\nu_e$ < 2 eV
2 <sup>ème</sup> famille	$c$ 1,3 GeV	$s$ $95 \pm 5$ MeV	$\mu^-$ 106 MeV	$\nu_\mu$ < 2 eV
3 <sup>ème</sup> famille	$t$ $173,2 \pm 0,5 \pm 0,7$ GeV	$b$ 4,2 GeV	$\tau^-$ 1,78 GeV	$\nu_\tau$ < 2 eV
Charge électrique	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	-1	0

## 1.1 Contenu du Modèle Standard

Les particules décrites par le Modèle Standard sont classées en deux catégories, les fermions et les bosons. Les premiers sont de spin demi-entier et obéissent à la statistique de Fermi–Dirac et au principe d'exclusion de Pauli. Ils sont les constituants de la matière. Les seconds sont de spin entier et obéissent à la statistique de Bose–Einstein. Parmi ceux-ci, les bosons de jauge sont les messagers des interactions entre les fermions. Ils tirent leur nom de la nature mathématique des théories sous-tendant leur existence.

### 1.1.1 Fermions du Modèle Standard

Les fermions du Modèle Standard sont de spin  $\frac{1}{2}$ . Ils sont divisés en deux catégories : les leptons et les quarks. Ils peuvent également se diviser en trois familles. Le tableau 1.1 résume certaines de leurs propriétés.

Les quarks sont sensibles aux trois interactions décrites par le Modèle Standard (forte, faible et électromagnétique). Ils existent en six saveurs, associées deux à deux au sein d'une même famille. Chaque association comporte une saveur de charge électrique  $+\frac{2}{3}$  et une saveur de charge électrique  $-\frac{1}{3}$  (en unités de la charge électrique du proton). Il s'agit respectivement pour les première, deuxième et troisième familles des saveurs up ( $u$ ) et down ( $d$ ), charm ( $c$ ) et strange ( $s$ ) et top ( $t$ ) et bottom ( $b$ ). Les quarks  $u$ ,  $c$  et  $t$  seront dits « de type  $u$  » et les quarks  $d$ ,  $s$  et  $b$  « de type  $d$  ». La charge électrique des quarks explique leur sensibilité à la force électromagnétique. Leur comportement vis-à-vis de l'interaction faible dépend de leur saveur. La sensibilité des quarks à l'interaction forte s'explique par la charge dite « de couleur » qu'ils portent, venant en trois types : rouge, verte et bleue.

Les leptons sont des particules sensibles à l'interaction faible, mais insensibles à l'interaction forte. Ils sont au nombre de six, trois leptons chargés électriquement (et donc sensibles à l'interaction électromagnétique) et trois neutrinos électriquement neutres (et donc insensibles à l'interaction électromagnétique). L'électron ( $e^-$ ) et le neutrino électronique ( $\nu_e$ ) font partie de la première famille, le muon ( $\mu^-$ ) et le neutrino muonique ( $\nu_\mu$ ) de la deuxième et le tau ( $\tau^-$ ) et le neutrino tau ( $\nu_\tau$ ) de la troisième. Dans le Modèle Standard, les neutrinos, contrairement aux autres fermions, n'existent que sous forme de particules de chiralité gauche et ont une masse nulle.

Sans compter les neutrinos, il existe une importante hiérarchie de masses entre les particules d'une famille à l'autre (voir tableau 1.1). Si les mesures d'oscillations des saveurs des neutrinos ont prouvé qu'ils étaient pourvus de masses non-nulles, celles-ci n'en demeurent pas moins extraordinairement faibles en comparaison de celles des autres leptons et seules des limites supérieures ont jusqu'ici pu être placées sur ces masses.

TAB. 1.2: Les bosons du Modèle Standard. Les valeurs des masses sont expérimentales et sont issues de [2].

Boson	Masse	Remarque
$\gamma$	$< 10^{-18}$ eV	
$W^\pm$	$(80,385 \pm 0,015)$ GeV	porte une charge électrique
$Z$	$(91,187\ 6 \pm 0,002\ 1)$ GeV	
$g$	$<$ quelques MeV	porte une charge de couleur
$H$	$(125,7 \pm 0,4)$ GeV	

Par ailleurs, il est associé à chaque lepton et à chaque quark une antiparticule, de chiralité et de charge électrique opposés, doublant le contenu en fermions du Modèle Standard. Les anti-quarks portent une anti-couleur : anti-rouge, anti-verte et anti-bleue (ou, par référence à la synthèse des couleurs, respectivement cyan, magenta et jaune). Les anti-neutrinos sont de chiralité droite.

### 1.1.2 Bosons du Modèle Standard

Les bosons de jauge sont les porteurs des interactions. Ils sont tous de spin 1 et sont aussi appelés « bosons vecteurs ». L'interaction électromagnétique est portée par le photon ( $\gamma$ ), de masse et de charge électrique nulles. Celui-ci se couple à toute particule de charge électrique non-nulle. L'interaction faible est portée par les bosons  $W^+$ ,  $W^-$  et  $Z^0$  (le dernier abrégé en  $Z$ ). Les bosons  $W^\pm$  ne se couplent parmi les fermions qu'à ceux de chiralité gauche et parmi les anti-fermions qu'à ceux de chiralité droite. Enfin, l'interaction forte a pour porteurs les huit gluons, notés génériquement  $g$ . Elle n'a d'effet que sur les particules porteuses d'une charge de couleur (parmi les fermions, seuls les quarks sont concernés). Alors que le photon est électriquement neutre, les huit gluons sont porteurs de charges de couleur. Il existe donc des interactions entre gluons seuls alors qu'il n'existe pas d'interactions entre photons seuls. Les autres bosons n'ont pas de charge de couleur. Les masses des différents bosons sont indiquées dans la table 1.2.

L'interaction faible gouverne la désintégration des quarks top sujets de cette thèse. Dans le contexte des interactions proton-proton (donc hadron-hadron) du LHC, l'interaction forte gouverne les premières étapes conduisant à la formation des quatre quarks top, que ce soit par des processus strictement limités à ceux du Modèle Standard ou *via* le modèle utilisé dans cette thèse. Les interactions forte et électromagnétique sont au cœur des processus créant les gerbes électromagnétiques et hadroniques.

Le dernier boson du Modèle Standard est de spin 0; il s'agit d'un boson scalaire, appelé boson BEH ou boson de Higgs (voir section 1.2.3.2). Il est associé au mécanisme responsable de toutes les masses non-nulles des particules élémentaires du Modèle Standard. Il est électriquement neutre. Un boson compatible avec le boson BEH a été découvert par les expériences ATLAS et CMS en 2012 [3, 4]. L'étude plus précise de ses propriétés est en cours.

## 1.2 Construction du Lagrangien du Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs, incluant la création et la destruction de particules, décrivant celles-ci en termes de champs, objets mathématiques fonctions des coordonnées spatio-temporelles  $x = (x^0; x^1; x^2; x^3)^T$ , avec  $x^0 = ct$  et  $^T$  désignant la transposée.

La construction du Lagrangien du Modèle Standard se base sur l'invariance de jauge : le Lagrangien doit respecter certaines symétries locales, c'est-à-dire rester invariant sous certaines transformations dépendantes de  $x$ . Une application simple de ce principe de construction est décrite en 1.2.1. Le Modèle Standard est décrit par la suite.

### 1.2.1 Électrodynamique Quantique

Soit un fermion décrit par le champ  $\Psi(x)$ . La propagation libre de cette particule est décrite par la densité de Lagrangien

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) \quad (1.1)$$

où  $\gamma^\mu$  sont les matrices de Dirac,  $\bar{\Psi}(x)$  est défini par  $\bar{\Psi}(x) = \Psi^\dagger(x)\gamma^0$  et  $m$  est la masse du fermion.  $\Psi^\dagger$  est la transposée conjuguée de  $\Psi$ .

Ce Lagrangien est invariant par la transformation *globale*

$$\begin{aligned} \Psi(x) &\mapsto \exp(i\alpha)\Psi(x) \\ \bar{\Psi}(x) &\mapsto \exp(-i\alpha)\bar{\Psi}(x) \end{aligned} \quad (1.2)$$

où  $i$  est le nombre imaginaire pur et  $\alpha$  une constante réelle.  $\exp(i\alpha)$  est un élément de  $U(1)$ , groupe des matrices complexes  $1 \times 1$  satisfaisant à  $UU^\dagger = Id$ . Ce Lagrangien est invariant par la symétrie globale  $U(1)$  : la physique ne change pas sous l'ajout global d'une phase aux fonctions d'ondes des particules.

Par contre, ce Lagrangien n'est pas invariant sous la transformation *locale*, ou transformation de jauge,

$$\begin{aligned} \Psi(x) &\mapsto \exp(i\alpha(x))\Psi(x) \\ \bar{\Psi}(x) &\mapsto \exp(-i\alpha(x))\bar{\Psi}(x) \end{aligned} \quad (1.3)$$

où  $\alpha$  dépend dorénavant des coordonnées. En effet, on a alors :

$$\partial_\mu\Psi(x) \mapsto (i\partial_\mu\alpha)\exp(i\alpha)\Psi(x) + \exp(i\alpha)\partial_\mu\Psi(x) \quad (1.4)$$

$$\bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) \mapsto \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) - \bar{\Psi}(x)\gamma^\mu(\partial_\mu\alpha)\Psi(x). \quad (1.5)$$

Pour retrouver l'invariance sous l'ajout d'une phase *locale* aux fonctions d'ondes, il faut remplacer la dérivée partielle habituelle  $\partial_\mu$  par la dérivée covariante  $D_\mu$  définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.6)$$

où  $A_\mu = A_\mu(x)$  est un nouveau champ se transformant selon :

$$A_\mu \mapsto A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \quad (1.7)$$

et où  $e$  est une constante, associée par la suite à la charge électrique. Le champ  $A_\mu$  est lui associé au photon.

La propagation de cette nouvelle particule est prise en compte en incluant un nouveau terme,  $\mathcal{L}_{\text{chp}}$  dans le Lagrangien :

$$\mathcal{L}_{\text{chp}} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (1.8)$$

$F$  est l'intensité de champ, définie dans le cas d'une symétrie  $U(1)$  par :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (1.9)$$

Le Lagrangien de l'électrodynamique quantique (ou QED, pour *Quantum Electrodynamics*) pour une unique particule chargée s'écrit donc :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}. \quad (1.10)$$

Ce principe de construction du Lagrangien (imposer une invariance de jauge en ajoutant de nouveaux champs) est utilisé par la suite pour bâtir le Lagrangien du Modèle Standard.

### 1.2.2 Chromodynamique Quantique

L'intensité de l'interaction forte entre deux particules porteuses d'une charge de couleur croît avec la distance entre celles-ci. Ce phénomène a deux conséquences majeures : l'hadronisation et le confinement.

- À l'exception du quark top (dont la demie-vie de  $10^{-25}$  s est inférieure au temps caractéristique de l'interaction forte), aucune particule colorée n'existe de façon isolée. En cas d'éloignement trop important entre deux telles particules, l'énergie de l'interaction forte est ré-investie dans la création de nouvelles particules accompagnant les premières. Il s'agit de l'hadronisation.
- Les seules structures observables sont celles neutres du point de vue de la charge de couleur (ou « incolores ») au sein desquelles les particules portant une telle charge sont confinées.

On se place dans l'espace des couleurs, où un quark de saveur  $q$  est décrit par le vecteur  $(q^1; q^2; q^3)^T$ , les  $q^i$  décrivant sa décomposition en termes de trois couleurs fondamentales. Seules les structures incolores étant observables, la base des couleurs fondamentales n'a aucune influence sur leur comportement. La base servant à décomposer les couleurs n'est donc pas fixée par la physique. La description en termes de couleurs doit donc être invariante sous certaines transformations de cette base. Des contraintes expérimentales sur les gluons imposent  $SU(3)_C$  comme ensemble de ces transformations. L'indice  $C$  fait référence à l'espace de couleur.

En partant du même Lagrangien que dans le cas de la QED (équation (1.1)), mais limité cette fois-ci au cas où  $\Psi$  correspond à un quark, on impose l'invariance sous :

$$\Psi(x) \mapsto \exp\left(ig_s \sum_a \alpha^a(x) T_a\right) \Psi(x) \quad (1.11)$$

où les  $T_a$  sont les huit générateurs de  $SU(3)$ , les  $\alpha_a$  des fonctions réelles et  $g_s$  la constante de couplage forte (*strong*). Les générateurs satisfont à la relation :

$$[T_a; T_b] = if_{ab}{}^c T_c \quad (1.12)$$

avec  $f$  réel et totalement antisymétrique (il s'agit de la constante de structure de  $SU(3)$ ).

Dans le cas de la chromodynamique quantique (ou QCD), l'invariance est satisfaite en incorporant huit nouveaux champs  $G^a_\mu$  se transformant selon :

$$G^a_\mu \mapsto G^a_\mu + (\partial_\mu \alpha^a) - f^a{}_{bc} \alpha^b G^c_\mu \quad (1.13)$$

et en remplaçant la dérivée partielle par la dérivée covariante définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s T_a G^a_\mu. \quad (1.14)$$

L'intensité de champ pour cette symétrie s'écrit :

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu + g_s f^a{}_{bc} G^b_\mu G^c_\nu. \quad (1.15)$$

Il est à noter que le terme  $G^{a\mu\nu} G^a_{\mu\nu}$  contient alors des produits de trois et quatre champs correspondants aux gluons. On retrouve bien les couplages entre trois et quatre gluons dus à la charge de couleur portée par ceux-ci.

Le Lagrangien complet de la QCD est finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\Psi}_k(x) (i\gamma^\mu D_\mu - m_k) \Psi_k(x) - \frac{1}{4} G^{a\mu\nu} G_{a\mu\nu} \quad (1.16)$$

où les indices  $k$  et  $a$  courent respectivement sur les saveurs de quarks et sur les états de couleur des gluons.

### 1.2.3 Théorie électrofaible

#### 1.2.3.1 Modèle électrofaible

La théorie électrofaible unifie les descriptions de l'électromagnétisme et de l'interaction faible auparavant confiées respectivement à la QED et à la théorie de Fermi.

Les observations expérimentales (action des  $W^\pm$  sur les fermions gauches uniquement et changements de saveur des derniers par les premiers) conduisent à regrouper les fermions comme suit :

$$\underbrace{\left( \begin{array}{c} \nu_{e,L} \\ e_L^- \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L^- \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L^- \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} u_L \\ d_L \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} c_L \\ s_L \end{array} \right), \left( \begin{array}{c} t_L \\ b_L \end{array} \right)}_{\text{fermions gauches}}$$

$$\underbrace{(e_R^-), (\mu_R^-), (\tau_R^-), (u_R), (d_R), (c_R), (s_R), (t_R), (b_R)}_{\text{fermions droits}}.$$

Les fermions de chiralité gauche (indités  $L$  pour *left*) sont regroupés en doublets (d'isospin faible  $\frac{1}{2}$  dont la projection vaut  $+\frac{1}{2}$  pour les neutrinos et les quarks de type  $u$  et  $-\frac{1}{2}$  pour les autres particules) au sein desquels agissent les  $W^\pm$  ; ceux de chiralité droite (indités  $R$  pour *right*) sont laissés sous forme de singulets (d'isospin faible 0). La décomposition en parties gauches et droites se fait selon :

$$\Psi = \frac{1 + \gamma^5}{2} \Psi + \frac{1 - \gamma^5}{2} \Psi = \Psi_R + \Psi_L. \quad (1.17)$$

où  $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ .

On choisit une notation similaire pour les doublets et les singulets :

$$\begin{aligned} \Psi_{e_L} &= \left( \begin{array}{c} \nu_{e,L} \\ e_L^- \end{array} \right), \Psi_{\mu_L} = \left( \begin{array}{c} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L^- \end{array} \right), \Psi_{\tau_L} = \left( \begin{array}{c} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L^- \end{array} \right), \\ \Psi_{u_L} &= \left( \begin{array}{c} u_L \\ d_L \end{array} \right), \Psi_{c_L} = \left( \begin{array}{c} c_L \\ s_L \end{array} \right), \Psi_{t_L} = \left( \begin{array}{c} t_L \\ b_L \end{array} \right), \\ \Psi_{e_R} &= (e_R^-), \Psi_{\mu_R} = (\mu_R^-), \Psi_{\tau_R} = (\tau_R^-), \\ \Psi_{u_R} &= (u_R), \Psi_{c_R} = (c_R), \Psi_{t_R} = (t_R), \\ \Psi_{d_R} &= (d_R), \Psi_{s_R} = (s_R), \Psi_{b_R} = (b_R) \end{aligned} \quad (1.18)$$

Le point de départ est cette fois-ci le Lagrangien de fermions *sans masse* libres (l'incorporation des masses sera décrite par la suite) :

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}_{e_L}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_{e_L} + i\bar{\Psi}_{\mu_L}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_{\mu_L} + \dots + i\bar{\Psi}_{b_R}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi_{b_R}. \quad (1.19)$$

On impose ensuite l'invariance sous  $SU(2)_L$ , l'indice  $L$  faisant référence à la chiralité des particules concernées. On impose donc l'invariance sous :

$$\Psi_L(x) \mapsto \exp\left(ig\sum_a\sigma_a\alpha_a(x)\right)\Psi_L(x) \quad (1.20)$$

où  $\Psi_L \in \{\Psi_{e_L}; \Psi_{\mu_L}; \Psi_{\tau_L}; \Psi_{u_L}; \Psi_{c_L}; \Psi_{t_L}\}$  et les  $\sigma_a$  sont les matrices de Pauli, les trois générateurs de  $SU(2)$ , les  $\alpha_a$  des fonctions réelles et  $g$  la constante de couplage faible. Les matrices de Pauli satisfont à la relation :

$$[\sigma_a; \sigma_b] = i\epsilon_{ab}^c\sigma_c \quad (1.21)$$

où  $\epsilon$  est totalement antisymétrique avec  $\epsilon_{123} = 1$ . L'invariance est cette fois-ci assurée en ajoutant au modèle trois champs vecteur  $W_a^\mu$ ,  $a \in \{1; 2; 3\}$ . Ceux-ci se transforment selon :

$$W_a^\mu \mapsto W_a^\mu + (\partial^\mu \alpha_a) - \epsilon_a^{bc} \alpha_b W_c^\mu \quad (1.22)$$

et la dérivée partielle est remplacée par :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\sigma_a W_\mu^a. \quad (1.23)$$

L'intensité du champ est alors :

$$\mathfrak{F}^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^a_{bc} W_\mu^b W_\nu^c. \quad (1.24)$$

Par ailleurs, on définit :

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}. \quad (1.25)$$

Ces bosons, encore non-massifs à ce stade, seront par la suite identifiés aux  $W^\pm$  observés.

Par ailleurs, on requiert l'invariance du Lagrangien, fermions gauches et droits confondus, sous  $U(1)_Y$  (l'indice  $Y$  dénotant l'hypercharge), soit sous la transformation :

$$\Psi(x) \mapsto \exp(i g' y_\Psi \beta(x)) \Psi(x) \quad (1.26)$$

où  $y$  est l'hypercharge de la particule correspondante,  $\beta$  une fonction réelle et  $g'$  la constante de couplage associée. Un champ vectoriel correspondant à celui de la QED (noté ici  $B_\mu$ ) est alors ajouté au modèle. On note l'intensité de champ associée  $\mathfrak{G}_{\mu\nu}$ . La combinaison de  $U(1)_Y$  et  $SU(2)_L$  donne le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L}_{EW} = -\frac{1}{4} \mathfrak{F}_a^{\mu\nu} \mathfrak{F}_{a\mu\nu} - \frac{1}{4} \mathfrak{G}^{\mu\nu} \mathfrak{G}_{\mu\nu} + \sum_{f=e, \mu, \tau, u, c, t} \bar{\Psi}_{f_L} i\gamma^\mu D_\mu^L \Psi_{f_L} + \sum_{f=e, \mu, \tau, u, c, t, d, s, b} \bar{\Psi}_{f_R} i\gamma^\mu D_\mu^R \Psi_{f_R} \quad (1.27)$$

avec :

$$D_\mu^L = \partial_\mu - ig\sigma_a W_\mu^a - ig' y_{\Psi_L} B_\mu \quad (1.28)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu - ig' y_{\Psi_R} B_\mu \quad (1.29)$$

$$\mathfrak{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (1.30)$$

Les champs (encore non massifs) correspondant au  $Z$  et au photon sont obtenus comme combinaisons linéaires des champs  $W^3$  et  $B$  :

$$B_\mu = A_\mu \cos \theta_W - Z_\mu \sin \theta_W \quad (1.31)$$

$$W_\mu^3 = A_\mu \sin \theta_W + Z_\mu \cos \theta_W \quad (1.32)$$

où  $\theta_W$  est un paramètre réel, l'angle de Weinberg. On a alors  $g$ ,  $g'$  et  $\theta_W$  tels que

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e, \quad (1.33)$$

où  $e$  est la charge électrique du proton.



### 1.2.3.2 Brisure spontanée de la symétrie électrofaible

La masse des bosons n'est pas présente dans le Lagrangien (1.27). L'ajout de termes de la forme  $m\Phi\Phi^\dagger$  où  $m$  est une masse et  $\Phi$  un champ bosonique pourrait permettre de rendre compte de celles-ci. Cependant, de tels termes ne sont pas invariants de jauge.

Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs (BEH) de brisure spontanée de la symétrie électrofaible  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  permet d'introduire ces masses dans le Modèle Standard.

On ajoute au Lagrangien électrofaible un champ scalaire complexe, doublet au sens de  $SU(2)_L$  :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \varphi_1(x) + i\varphi_2(x) \\ \varphi_3(x) + i\varphi_4(x) \end{pmatrix} \quad (1.34)$$

où les  $\varphi_k$  sont des champs réels. Ce champ a une hypercharge  $y_\Phi = \frac{1}{2}$ . Le Lagrangien correspondant à ce champ seul est :

$$\mathcal{L}_H = D_\mu^L \Phi^\dagger D^{L\mu} \Phi - \underbrace{(-\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + h(\Phi^\dagger \Phi)^2)}_{V(\Phi)} \quad (1.35)$$

où la dérivée covariante est donnée par (1.28). On se place dans le cas où  $\mu^2 < 0$ , c'est-à-dire dans le cas où  $\Phi = 0$  n'est pas un minimum du potentiel (celui-ci a alors la forme d'un « chapeau mexicain »).  $V(\Phi)$  est alors minimal pour toutes les valeurs de  $\Phi$  satisfaisant à

$$\Phi^\dagger \Phi = \frac{\mu^2}{2h}. \quad (1.36)$$

La brisure spontanée de symétrie vient du choix arbitraire d'une de ces valeurs en particulier comme nouvelle origine des coordonnées pour une réécriture de  $\Phi$ . On choisit ici une origine  $\Phi_0$  par :

$$\Phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad v^2 = \frac{\mu^2}{h}. \quad (1.37)$$

En développant autour de cette origine,  $\Phi$  prend la forme :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \omega_1(x) + i\omega_2(x) \\ v + H(x) + i\omega_3(x) \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

où les  $\omega_k$  et  $H$  sont des champs réels. Les  $\omega_k$  correspondent aux bosons de Goldstone. Le choix d'une jauge particulière permet de supprimer ces termes. La réécriture de (1.35) en termes de  $v$ ,  $H(x)$ ,  $A_\mu(x)$ ,  $Z_\mu(x)$  et  $W_\mu^\pm(x)$  donne :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H \ni & \underbrace{\frac{e^2}{4 \sin^2 \theta_W} (v + H)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{e^2}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} (v + H)^2 Z_\mu Z^\mu}_{\text{cinétique, hors termes en } \partial_\mu H} \\ & - \underbrace{\left( V(\Phi_0) + v^2 h H^2 + v h H^3 + \frac{h}{4} H^4 \right)}_{\text{potentiel}}. \end{aligned} \quad (1.39)$$

Les termes en  $v^2$  issus de la partie cinétique sont interprétés comme des termes de masse pour les bosons vecteurs  $W^\pm$  et  $Z$ , laissant bien le photon sans masse. Les trois « nouveaux » degrés de liberté associés aux premiers proviennent des bosons de Goldstone. Le terme en  $v^2$  de la partie potentiel donne de même la masse du boson scalaire  $H$ , seul degré de liberté physique subsistant du champ  $\Phi$ . Il s'agit du boson BEH.

Le couplage du boson BEH aux  $W^\pm$  et au  $Z$  est décrit dans la partie cinétique, son couplage à lui-même (triple et quadruple) dans la partie potentiel. À ce stade, seules les masses des fermions manquent encore.

### 1.2.3.3 Masses des fermions

Le couplage des fermions au champ  $\Phi$  est ajouté comme suit. On introduit dans le Lagrangien pré-brisure les seuls termes respectant les invariances requises, à savoir les termes de la forme  $\bar{\Psi}_{e_L} \Phi \Psi_{e_R}$ ,  $\bar{\Psi}_{u_L} \Phi \Psi_{d_R}$  et  $\bar{\Psi}_{u_L} (2i\sigma_2 \Phi^*) \Psi_{u_R}$  (et leurs conjugués hermitiens), où  $\Phi^*$  est le conjugué de  $\Phi$ . Réécrit en termes de  $v$  et  $H$ , le Lagrangien correspondant, ou Lagrangien de Yukawa, est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & c_e(v + H)\bar{e}^- e^- + c_u(v + H)\bar{u}u + c_d(v + H)\bar{d}d \\ & + c_\mu(v + H)\bar{\mu}^- \mu^- + c_c(v + H)\bar{c}c + c_s(v + H)\bar{s}s \\ & + c_\tau(v + H)\bar{\tau}^- \tau^- + c_t(v + H)\bar{t}t + c_b(v + H)\bar{b}b \end{aligned} \quad (1.40)$$

où les  $c_k$  sont des constantes et les termes tels que  $u$ ,  $d$ ,  $e^-$  reprennent les composants des doublets et des singulets décrits en (1.18). Les termes de la forme  $cv\bar{\Psi}\Psi$  sont interprétés comme des termes de masse pour les fermions, les termes de la forme  $cH\bar{\Psi}\Psi$  comme leurs couplages au boson BEH. Les deux sont proportionnels. Ce dernier point signifie que le couplage du boson BEH au quark top est plus important qu'à n'importe quel autre fermion. Cela fait de ce quark un outil privilégié pour étudier ce secteur encore mal connu de la physique.

### 1.2.4 Mélange des saveurs

Le Modèle Standard correspond à la somme des Lagrangiens de la QCD, de la théorie électrofaible (incluant la brisure de symétrie) et de Yukawa, au mélange des saveurs près. En effet, les états propres de masse des quarks ( $u$ ,  $c$ ,  $t$ ,  $d$ ,  $s$  et  $b$ ) ne sont pas des états propres de l'interaction faible.

Les  $W^\pm$  se couplent en fait avec des états propres  $u$ ,  $c$ ,  $t$ ,  $d'$ ,  $s'$  et  $b'$ . Le passage d'une base à l'autre est décrit par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (ou matrice CKM).

Au cours de l'étude expérimentale qui constitue cette thèse, ce phénomène influence seulement les rapports d'embranchement des désintégrations faisant intervenir des bosons  $W^\pm$ . Cette influence est prise en compte lors des modélisations Monte Carlo décrites par la suite.

## 1.3 Limites du Modèle Standard

Si le Modèle Standard décrit admirablement bien la physique des particules aux échelles observées expérimentalement jusqu'ici, plusieurs indices tendent à montrer qu'il ne saurait être une théorie ultime. En voici une liste non-exhaustive.

- La gravitation, interaction fondamentale, n'est pas décrite par ce modèle. Cette lacune découle du fait que la force de cette interaction est de nombreux ordres de grandeur plus faible que celle des trois décrites par le Modèle Standard. Ses effets à l'échelle de la physique des particules ne sont donc pas encore visibles expérimentalement. La gravitation doit toutefois être prise en considération pour des énergies de l'ordre de l'échelle de Planck,  $M_P \sim 10^{19}$  GeV. Le Modèle Standard ne peut donc plus être considéré comme valide à cette échelle.
- L'asymétrie matière-antimatière telle qu'observée [5] en cosmologie ne correspond pas aux prédictions du Modèle Standard. La symétrie brisée correspond à la combinaison des symétries C (inversion des charges) et P (parité). Cette combinaison est violée dans le Modèle Standard uniquement par la phase complexe présente dans la matrice CKM. La faiblesse du Modèle Standard vient du fait que la violation de CP y est trop faible par rapport aux observations cosmologiques.
- La cosmologie décrit l'univers comme étant composé à environ 4,9% de matière ordinaire, 26,6% de Matière Noire [6] et 68,6% d'Énergie Sombre [7]. Les deux dernières composantes ne sont pas décrites par le Modèle Standard.
- Les neutrinos sont considérés comme non-massifs par le Modèle Standard. Or, les observations (par exemple, celles décrites dans la référence [8]) ont montré qu'il existait des oscillations entre les saveurs de neutrino. Ces oscillations impliquent que les neutrinos soient massifs, s'expliquant alors par la différence entre états propres de masse et états propres d'interaction faible. Cette masse non-nulle est en contradiction avec le Modèle Standard.

- Les corrections au premier ordre à la masse nue du boson BEH s’écrivent sous la forme :

$$m = m_0 + \frac{c_f^2 \Lambda^2}{8\pi^2} \tag{1.41}$$

où  $m_0$  est la masse nue,  $c_f$  le couplage de Yukawa entre le fermion  $f$  et le boson BEH et  $\Lambda$  l’échelle d’énergie marquant la limite de validité du Modèle Standard. À l’échelle de Planck, la masse nue doit être ajustée sur pas moins de 32 ordres de grandeur pour obtenir la masse observée de 125 GeV. Il s’agit du problème de Naturalité.

- Un grand nombre de valeurs de paramètres du Modèle Standard n’ont aucune justification particulière et s’éloignent parfois beaucoup d’une valeur attendue *a priori*. Il s’agit par exemple des masses des différentes particules, couvrant cinq ordres de grandeurs (du quark top à l’électron) sans même prendre en compte les neutrinos. Cette très grande différence est aussi peu justifiée que, d’un autre côté, l’exacte opposition entre les charges électriques du proton et de l’électron (du moins dans la limite de la précision expérimentale atteinte jusqu’ici).

De très nombreuses théories au-delà du Modèle Standard ont déjà vu le jour, certaines se raffinant au fur et à mesure que les données expérimentales se font plus contraignantes, d’autres étant repoussées (comme par exemple les modèles technicolors).

Un exemple type de théorie de Nouvelle Physique est l’ensemble des théories de SuperSymétrie (ou SUSY), associant (au moins) une nouvelle particule à chaque particule du Modèle Standard. Ces théories ont à l’origine été développées pour résoudre le problème de Naturalité, mais se sont depuis attaquées à d’autres points faibles du Modèle Standard. Les très nombreux paramètres libres de ce jeu de théories n’ont pas encore été totalement exclus par les observations expérimentales.

Mais la SUSY est loin d’être la seule tentative de modèle au-delà du Modèle Standard. D’autres théories existent, se basant par exemple sur l’existence d’une nouvelle interaction fondamentale ou de dimensions d’espace-temps supplémentaires. Le modèle théorique sur lequel s’appuie l’étude expérimentale présentée dans cette thèse est un exemple du dernier cas, comprenant deux dimensions supplémentaires.

Il existe aussi une approche plus empirique à la création de modèles de Nouvelle Physique. Il s’agit de l’utilisation de Lagrangiens génériques, dont les termes ne proviennent pas d’une théorie en particulier, mais ont plutôt la forme la plus générale possible. Les contraintes expérimentales sont alors passées sur les constantes de ces Lagrangiens. Le lien entre celles-ci et les paramètres d’une théorie en particulier est étudié au cas par cas.

Afin de sonder ces différents modèles, différentes signatures sont utilisées. Parmi elles se trouve le signal à quatre quarks top.

## 1.4 Signal à quatre quarks top

### 1.4.1 Quatre quarks top au LHC

Le seuil de production d’un événement à quatre quarks top, c’est-à-dire le minimum d’énergie à fournir pour que la création de ces quatre particules puisse avoir lieu, est de 693 GeV.

Le précédent plus puissant accélérateur-collisionneur de particules avant la mise en service du LHC, le Tevatron, pouvait fournir une énergie dans le centre de masse de la collision de l’ordre du TeV. Toutefois, comme dans le cas du LHC, cette énergie était partagée entre les différents constituants des protons et anti-protons entrant en collision. La production d’événements à quatre quarks top était donc cinématiquement très supprimée avec cette machine.

Le LHC a fourni lors de la prise de données de 2012 une énergie dans le centre de masse de la collision de 8 TeV. Cette machine est la première grâce à laquelle des événements à quatre quarks top peuvent être produits en nombre suffisant (pour une production dictée par le Modèle Standard) pour en déduire des contraintes nouvelles sur différents modèles.

Le Modèle Standard prévoit un tel signal. Un exemple de diagramme de Feynman correspondant est donné en figure 1.1. La section efficace d’un tel processus est cependant très faible : 0,69 fb pour

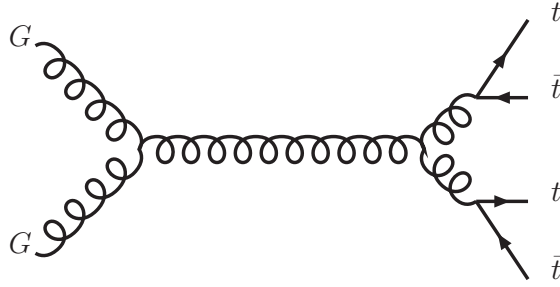


FIG. 1.1: Exemple de signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  dû au Modèle Standard.

une énergie dans le centre de masse de 8 TeV (et 0,53 fb pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [9]), à comparer à une luminosité intégrée totale d'environ  $20 \text{ fb}^{-1}$  enregistrée à cette énergie par le LHC.

### 1.4.2 Quatre quarks top au-delà du Modèle Standard

Plusieurs modèles de Nouvelle Physique prédisent une section efficace accrue pour la production de quatre quarks top. L'un d'entre eux est le modèle 2UED/RPP qui a servi de référence pour la recherche expérimentale menée au cours de cette thèse. Ce modèle et la production d'événements à quatre quarks top s'y rapportant seront détaillés dans les sections suivantes. Deux autres modèles sont brièvement présentés ici à titre d'exemples.

#### 1.4.2.1 Interaction de contact

Ce modèle est basé sur un Lagrangien effectif, non pas spécifique d'une théorie en particulier, mais à même de rendre compte des prédictions de tout un panel de théories au-delà du Modèle Standard, celles-ci se manifestant aux énergies actuellement accessibles comme une interaction de contact. Il s'agit par exemple des modèles de Randall-Sundrum [10] ou de quark top composite [11].

Les contraintes importantes existant sur le quark top de chiralité gauche amènent à ne conserver dans ce Lagrangien effectif qu'un unique terme en plus du Lagrangien du Modèle Standard, agissant exclusivement sur des quarks top de chiralité droite [12] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{MS}} + \frac{C}{\Lambda^2} (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{t}_R \gamma_\mu t_R) \quad (1.42)$$

où  $\mathcal{L}_{\text{MS}}$  est le Lagrangien du Modèle Standard,  $C$  une constante sans dimension,  $t_R$  le spineur associé au quark top de chiralité droite et  $\Lambda$  l'échelle d'énergie de la théorie de Nouvelle Physique dont le Lagrangien effectif rend compte. Un exemple de production de quatre quarks top par cette interaction de contact est donné figure 1.2.

#### 1.4.2.2 Sgluon

Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM) associe à chaque particule du Modèle Standard un partenaire supersymétrique. Pour les bosons, il s'agit d'un fermion. Le gluon se voit ainsi doublé d'un gluino. Cependant, le MSSM présente lui aussi des faiblesses (par exemple, une violation de la symétrie CP pouvant être trop importante), dont certaines peuvent être comblées en octroyant un deuxième partenaire supersymétrique aux particules du Modèle Standard. Dans le cas du gluon, il s'agit d'un scalaire, octet de couleur, le « sgluon » [13].

Ces sgluons sont préférentiellement produits par paires (à cause de la forte masse des particules supersymétriques entrant dans les boucles nécessaires à une production célibataire) et peuvent se désintégrer en une paire de quarks, privilégiant le cas où au moins un quark top est présent dans cette paire [14]. Le signal à quatre quarks top est obtenu lors de la désintégration des deux sgluons en paire  $t\bar{t}$ . Un exemple de production de quatre quarks top *via* une paire de sgluons est donné figure 1.3.

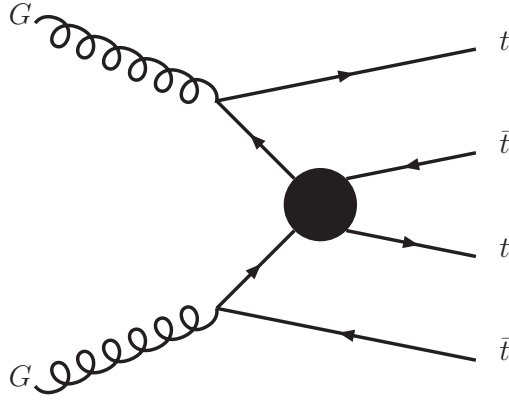


FIG. 1.2: Exemple de signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  dû au modèle d'interaction de contact.

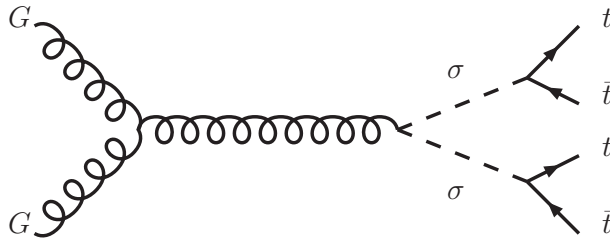


FIG. 1.3: Exemple de signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  dû au sgluon.

## 1.5 Modèle 2UED/RPP

Ce modèle fournit un candidat au rôle de Matière Noire, comblant ainsi l'une des lacunes du Modèle Standard. Cette thèse s'attache à interpréter la présence ou l'absence de signal à quatre quarks top dans le cadre du modèle 2UED/RPP, présenté dans cette section.

### 1.5.1 Dimensions supplémentaires

Cette section s'appuie sur la référence [15]. Considérons tout d'abord le cas générique d'une particule libre sans masse dans un espace à cinq dimensions. Le carré de sa « penta » - impulsion s'écrit alors :

$$p^2 = g_{AB}p^A p^B = 0, \tag{1.43}$$

où les indices en lettres latines majuscules portent sur les cinq dimensions ( $(A; B) \in \{0; 1; 2; 3; 4\}^2$ ) et où la matrice  $g = \text{diag}(1; -1; -1; -1; -1)$  est la métrique de ce nouvel espace-temps. L'équation (1.43) peut se réécrire :

$$p_\mu p^\mu - p_4 p^4 = 0 \Leftrightarrow p_\mu p^\mu = p_4 p^4. \tag{1.44}$$

Cela ressemble beaucoup à l'égalité  $p_\mu p^\mu = m^2$ , liant le carré de la quadri-impulsion à la masse pour une particule massive évoluant dans un espace-temps à quatre dimensions. Il s'agit là d'une première ébauche du phénomène qui va être mis en évidence par la suite : le passage d'une particule évoluant dans cinq dimensions à plusieurs particules massives évoluant dans quatre dimensions.

L'exemple utilisé est celui d'un champ scalaire réel. On part donc d'un champ scalaire sans masse évoluant dans un espace à cinq dimension,  $\Phi = \Phi(\{x^A\})$ . On note par la suite  $x^4 = y$ . L'action correspondant à ce champ libre est :

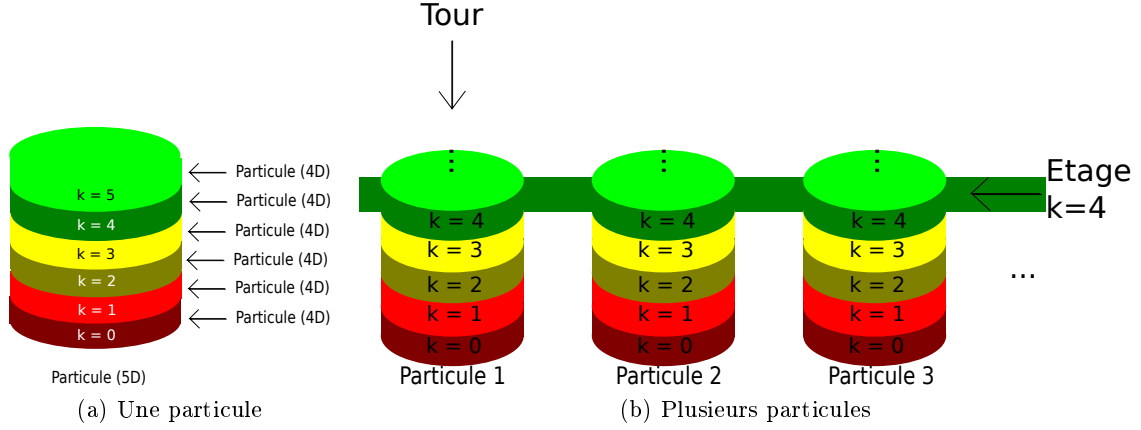


FIG. 1.4: (a) Une particule définie dans l'espace à cinq dimensions donne naissance à une tour infinie de particules définies dans l'espace à quatre dimensions. (b) Dans le cas de plusieurs particules évoluant dans l'espace à cinq dimensions, l'ensemble des particules évoluant dans l'espace à quatre dimensions et correspondant au même incrément de masse (ici,  $k$ ) constitue un « étage », habituellement référé par l'incrément en question.

$$S \propto \int d^4x \int_{y_1}^{y_2} dy \partial_A \Phi \partial^A \Phi. \quad (1.45)$$

Le caractère borné de la dimension supplémentaire vient du fait qu'aucun phénomène ne suggère un quelconque mouvement macroscopique selon une, ou plusieurs, dimension(s) excédente(s). On s'intéresse par la suite au cas où les conditions aux bornes de l'intervalle  $[y_1; y_2]$  sont périodiques, c'est-à-dire au cas où  $\Phi(y_1) = \Phi(y_2)$ . La dimension supplémentaire est ainsi dite compactifiée. On peut alors décomposer  $\Phi$  en série de Fourier :

$$\Phi(\{x^\mu\}_{\mu \in \{0;1;2;3\}}, y) = \sum_n \phi_n(\{x^\mu\}) \chi_n(y). \quad (1.46)$$

L'introduction de cette décomposition dans (1.45) permet d'aboutir, après une intégration par parties du terme comprenant les dérivées par rapport à  $y$  des fonctions  $\chi$  et en utilisant le fait que ces fonctions  $\chi$  issues de la décomposition en série de Fourier sont orthonormées, à :

$$S \propto \int d^4x \left( \sum_n \partial_\mu \phi_n \partial^\mu \phi_n + \sum_n \sum_m \phi_n \phi_m \chi_n \partial_y^2 \chi_m \right). \quad (1.47)$$

Les  $\chi_n$  étant des fonctions sinusoïdales, on a :

$$\partial_y^2 \chi_n = -m_n^2 \chi_n \quad (1.48)$$

où  $m_n \propto \frac{n}{R}$  correspond à la quantification de l'impulsion selon la dimension supplémentaire.  $R$  est le rayon de cette dimension. On obtient donc :

$$S \propto \int d^4x \sum_n (\partial_\mu \phi_n \partial^\mu \phi_n - m_n^2 \phi_n^2). \quad (1.49)$$

Partant d'un champ scalaire non massif réel évoluant dans cinq dimensions, on obtient donc une infinité de champs scalaires massifs réels évoluant dans quatre dimensions (les  $\phi_n$ ) et dont les masses sont incrémentées régulièrement, correspondant à l'incrément de l'impulsion selon la dimension supplémentaire. C'est ce qu'on appelle une « tour » de particules (voir figure 1.4a).

De façon générique, les champs scalaires, vectoriels ou encore fermioniques définis dans l'espace à cinq dimensions donneront naissance à des tours infinies de champs définis dans l'espace à quatre dimensions (voir figure 1.4b).

### 1.5.2 Cas des modèles à dimensions supplémentaires universelles

Il existe plusieurs grandes classes de théories faisant intervenir des dimensions supplémentaires, suivant les champs définis dans l'espace à plus de quatre dimensions et ceux définis directement dans un hyperplan à quatre dimensions [15]. La théorie considérée par la suite fait partie des modèles à dimensions supplémentaires universelles (*Universal Extra Dimensions*, UED). Dans de tels modèles, l'ensemble des champs est défini dans l'espace à plus de quatre dimensions. Ces champs sont choisis de façon à ce que leurs « rez-de-chaussée » (étages 0) correspondent aux particules du Modèle Standard.

Le modèle sur lequel s'appuie cette thèse comporte deux dimensions universelles supplémentaires compactifiées [16].

Les impulsions selon les deux dimensions supplémentaires (le long des coordonnées  $x_4$  et  $x_5$ ) sont donc quantifiées. On associe à cette quantification les entiers naturels  $k$  et  $\ell$ . Un étage est donc défini par un doublet  $(k; \ell)$ . La masse résultant de cette quantification est :

$$m_{k\ell} = \sqrt{\frac{k^2}{R_4^2} + \frac{\ell^2}{R_5^2}} \quad (1.50)$$

où  $R_4$  et  $R_5$  sont les rayons de courbure des deux dimensions supplémentaires. On peut définir à partir de ces quantités une masse caractéristique indépendante de l'étage considéré

$$m_{\text{KK}} = \frac{1}{R_4} \quad (1.51)$$

où les initiales KK viennent de « Kaluza – Klein », précurseurs dans le domaine des dimensions supplémentaires, ainsi que

$$\xi = \frac{R_4}{R_5}, \quad (1.52)$$

caractérisant l'asymétrie entre les deux dimensions supplémentaires. La masse de chaque particule est alors :

$$m = m_{k\ell} + m_0 + m_{\text{cor}} \quad (1.53)$$

où  $m_0$  correspond à la masse de la particule du Modèle Standard associée et  $m_{\text{cor}}$  aux corrections dues aux boucles et aux opérateurs situés sur les points singuliers. Davantage de détails sur le calcul de ces corrections dans le cas du modèle 2UED/RPP peuvent être trouvés dans les références [16, 17].

### 1.5.3 Choix de la géométrie

Plusieurs théories au-delà du Modèle Standard proposent un candidat au rôle de Matière Noire. Il s'agit d'une particule massive dont la stabilité est garantie par la présence d'une nouvelle symétrie. Dans la plupart des cas cependant, cette symétrie est imposée à partir de considérations phénoménologiques (telles que la conservation des nombres leptoniques et baryoniques pour la  $R$ -parité de certaines théories SuperSymétriques) plutôt qu'à partir de considérations fondamentales.

Au contraire, une invariance de Poincaré à plus de quatre dimensions permet d'aboutir, après compactification des dimensions supplémentaires, à une invariance de Poincaré à quatre dimensions, doublée d'une symétrie rémanante en l'absence de point ou de ligne fixe dans la géométrie compactifiée. Un tel cas de figure présente donc une justification fondamentale à la présence d'une symétrie supplémentaire et donc à la présence potentielle d'un candidat au rôle de Matière Noire.

Par ailleurs, on cherche à retrouver le contenu du Modèle Standard en tant que rez-de-chaussée des tours de particules. Cela implique de pouvoir retrouver des fermions chiraux, ce qui n'est pas le cas avec toutes les géométries.

Avec une unique dimension supplémentaire, il n'est pas possible de satisfaire simultanément à l'absence de points ou lignes fixes et à la présence de fermions chiraux. Avec deux dimensions supplémentaires, une seule géométrie inclut ces deux contraintes ; il s'agit du Plan Projectif Réel (*Real Projective Plane*, ou RPP), décrit dans [16].



FIG. 1.5: Le RPP en tant que double ruban de Möbius : les côtés opposés du rectangle fondamental sont identifiés deux à deux après « torsion », comme indiqué par les flèches sur la figure.

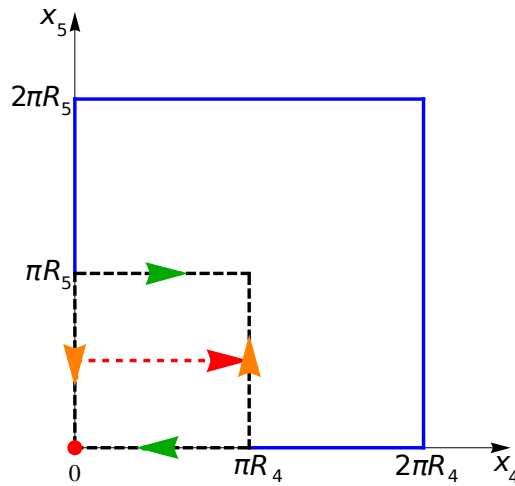


FIG. 1.6: Le domaine fondamental du RPP (tireté noir), incorporé dans un tore (traits pleins bleus). L'identification des côtés opposés est rappelée. Le point rouge et la flèche en pointillés rouges indiquent les symétries fondamentales du RPP. La figure est issue de la référence [18].

Visuellement, il s'agit d'un double ruban de Möbius (voir la figure 1.5 et sa description). De façon plus rigoureuse, le RPP peut être défini à partir de ses symétries, à savoir une rotation de  $\pi$  autour de l'origine,  $r$ , et d'une réflexion glissée (composition d'une réflexion et d'une translation parallèle à l'axe de la réflexion),  $g$ , obéissant à  $r^2 = (g^2r)^2 = Id$ . Les définitions de ces deux transformations sont :

$$\begin{aligned}
 r &\hat{=} \begin{cases} x_4 \mapsto -x_4 \\ x_5 \mapsto -x_5 \end{cases} \\
 g &\hat{=} \begin{cases} x_4 \mapsto x_4 + \pi R_4 \\ x_5 \mapsto -x_5 + \pi R_5 \end{cases}
 \end{aligned}
 \tag{1.54}$$

où  $x_4$  et  $x_5$  sont les coordonnées dans les deux dimensions supplémentaires, dont les rayons de compactification sont donnés respectivement par  $R_4$  et  $R_5$ . Dans la suite, on définit  $p_r$  et  $p_g$  les parités d'un champ évoluant dans l'espace à six dimensions sous  $r$  et  $g$  respectivement. Comme  $r^2 = (g^2r)^2 = Id$ , on a  $p_g = \pm 1$  et  $p_r = \pm 1$ .

Il est à noter que ces deux transformations permettent de définir deux translations,  $t_4 \hat{=} g^2$  et  $t_5 \hat{=} (gr)^2$  de  $2\pi R_i$  selon  $x_i$  où  $i$  est respectivement 4 et 5. Ces deux translations laissent donc elles aussi invariantes les deux dimensions supplémentaires. Le RPP est donc incorporé dans un tore (voir figure 1.6).



TAB. 1.3: Parités sous la rotation et la réflexion glissée des fonctions d’ondes associées aux deux dimensions supplémentaires.

$\chi_{k\ell} \propto$	$p_r$	$p_g$
$\cos(kx_4) \cos(\ell x_5)$	+	$(-1)^{k+\ell}$
$\sin(kx_4) \sin(\ell x_5)$	+	$(-1)^{k+\ell+1}$
$\sin(kx_4) \cos(\ell x_5)$	-	$(-1)^{k+\ell}$
$\cos(kx_4) \sin(\ell x_5)$	-	$(-1)^{k+\ell+1}$

Étant données les symétries de ce tore, la rotation  $r$  laisse invariants les quatre sommets du rectangle fondamental (c’est-à-dire  $(0; 0)$ ,  $(\pi R_4; 0)$ ,  $(0; \pi R_5)$  et  $(\pi R_4; \pi R_5)$ ). Aucun autre point n’est invariant sous  $r$ . La réflexion glissée  $g$  permet ensuite d’identifier ces points deux à deux :  $(0; 0)$  avec  $(\pi R_4; \pi R_5)$  et  $(\pi R_4; 0)$  avec  $(0; \pi R_5)$ . Il ne reste donc aucun point fixe.

Conséquemment, il reste une symétrie non-brisée dans ce modèle : une translation de  $(\pi R_4; \pi R_5)$  (ou, de façon équivalente<sup>(1)</sup>, une rotation de  $\pi$  autour du point  $(\frac{\pi}{2}R_4; \frac{\pi}{2}R_5)$ ). Cette symétrie impose la conservation de  $(-1)^{k+\ell}$  et donc la stabilité du candidat au rôle de Matière Noire qui se trouve alors être la particule la plus légère des étages  $(1; 0)$  et  $(0; 1)$  (ou les deux particules les plus légères, de même masse, dans le cas où  $R_4$  et  $R_5$  sont égaux).

### 1.5.4 Population du modèle

Le jeu des champs évoluant dans l’espace à six dimensions est le jeu minimal permettant de retrouver les champs du Modèle Standard dans l’espace à quatre dimensions.

#### 1.5.4.1 Champs scalaires

En partant du Lagrangien pour un champ scalaire complexe massif évoluant dans l’espace à six dimensions,

$$\mathcal{L} = \partial_A \Phi^\dagger \partial^A \Phi - M^2 \Phi^\dagger \Phi, \tag{1.55}$$

où  $M$  est la masse du champ en question, on obtient l’équation du mouvement :

$$(\partial_5^2 + \partial_4^2 - \partial_\mu \partial^\mu - M^2) \Phi = 0. \tag{1.56}$$

Une transformation de Fourier (similaire à celle effectuée au 1.5.1) permet de décomposer  $\Phi$  en produits de champs évoluant dans l’espace à quatre dimensions et de fonctions d’onde  $\chi_{k\ell}$  dont les parités sont données dans la table 1.3.

Il est à noter que les fonctions d’onde faisant intervenir  $\sin(kx_4)$  (respectivement  $\sin(\ell x_5)$ ) s’annulent pour  $k = 0$  ( $\ell = 0$ ).

Pour retrouver un boson scalaire dans l’espace à quatre dimensions, il faut choisir un jeu de parités pour lequel le mode  $(0; 0)$  ne s’annule pas. En l’occurrence, seul le terme en  $\cos(kx_4) \cos(\ell x_5)$  est non-nul au rez-de-chaussée ; il a à cet étage une parité  $(p_r; p_g) = (+; +)$ . Pour retrouver de façon minimale un boson scalaire dans l’espace à quatre dimensions, on garde donc uniquement un champ scalaire évoluant dans l’espace à six dimensions ayant pour parité  $(p_r; p_g) = (+; +)$ . Les fonctions d’onde correspondantes sont indiquées dans la table 1.4.

Il apparait ici clairement que les étages  $(2k - 1; 0)$  et  $(0; 2\ell - 1)$  ne contiendront pas de partenaire du boson BEH.

---

<sup>(1)</sup>Après combinaison avec  $r$ .

TAB. 1.4: Fonctions d’ondes de parité (+; +) en fonction des étages pour une tour de scalaires. La normalisation est incluse.

$(k; \ell)$	$\chi$
$(0; 0)$	$\frac{1}{2\pi}$
$(0; 2\ell)$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cos(2\ell x_5)$
$(0; 2\ell - 1)$	—
$(2k; 0)$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cos(2k x_4)$
$(2k - 1; 0)$	—
$(k; \ell)_{k+\ell \text{ pair}}$	$\frac{1}{\pi} \cos(k x_4) \cos(\ell x_5)$
$(k; \ell)_{k+\ell \text{ impair}}$	$\frac{1}{\pi} \sin(k x_4) \sin(\ell x_5)$

TAB. 1.5: Contenu des étages du modèle 2UED/RPP en termes de vecteurs et scalaires de jauge.

$(k; \ell)$	Vecteur	Scalaire
$(0; 0)$	Non-massif	
$(0; 2\ell)$	✓	
$(0; 2\ell - 1)$		✓
$(2k; 0)$	✓	
$(2k - 1; 0)$		✓
$(k; \ell)$	✓	✓

### 1.5.4.2 Champs vectoriels

Un champ vectoriel non massif existant dans l’espace à six dimensions est constitué de six composantes  $(\{A^\alpha(\{x^\beta\}_{\beta \in \{0;1;2;3;4;5\}})\}_{\alpha \in \{0;1;2;3;4;5\}})$ . Quatre d’entre elles sont, lors de la compactification, à l’origine d’une tour de bosons vecteurs dans l’espace à quatre dimensions et les deux autres à l’origine de deux tours de scalaires. Une combinaison des deux dernières est absorbée par la première pour donner une masse aux bosons vecteurs de l’espace à quatre dimensions<sup>(2)</sup>. L’autre combinaison laisse une tour de scalaires.

Par ailleurs, les six composantes étant liées au sein d’un même « hexa » - vecteur, les parités des quadri-vecteurs et des scalaires associés seront liées. Si le quadri-vecteur  $\{A^\mu\}_{\mu \in \{0;1;2;3\}}$  a pour parités  $(p_r; p_g)$ , alors  $A_5$  aura pour parités  $(-p_r; p_g)$  et  $A_6$   $(-p_r; -p_g)$ .

Tout comme en 1.5.4.1, on impose de retrouver un champ vectoriel en quatre dimensions correspondant au champ du Modèle Standard. Cela revient alors à imposer la parité (+; +) à la tour correspondante. De plus, du fait du lien entre les parités des composantes du vecteur en six dimensions, cela revient aussi à imposer la parité de la tour de scalaires associée et donc la population, ou non, des différents étages en termes de vecteurs et scalaires de jauge (voir table 1.5).

### 1.5.4.3 Champs fermioniques

Dans le cas des fermions, la parité sous la rotation du champ évoluant dans l’espace à six dimensions est directement liée à la chiralité de l’étage  $(0; 0)$  de ce même champ. Il faut donc deux fermions évoluant dans l’espace à six dimensions pour chaque fermion du Modèle Standard pour pouvoir retrouver les deux états de chiralité. La parité sous la réflexion glissée doit être la même pour les deux fermions correspondant, mais ne connaît pas d’autre contrainte.

Pour un choix donné de parités sous  $r$  et  $g$ , les étages pour lesquels  $k$  et  $\ell$  sont simultanément non

<sup>(2)</sup>De la même façon que les scalaires n’existaient pas dans tous les étages, cette combinaison n’est pas toujours « disponible ». Le boson vecteur du rez-de-chaussée reste bien non-massif. Sa masse reste l’apanage de la brisure de symétrie électrofaible.

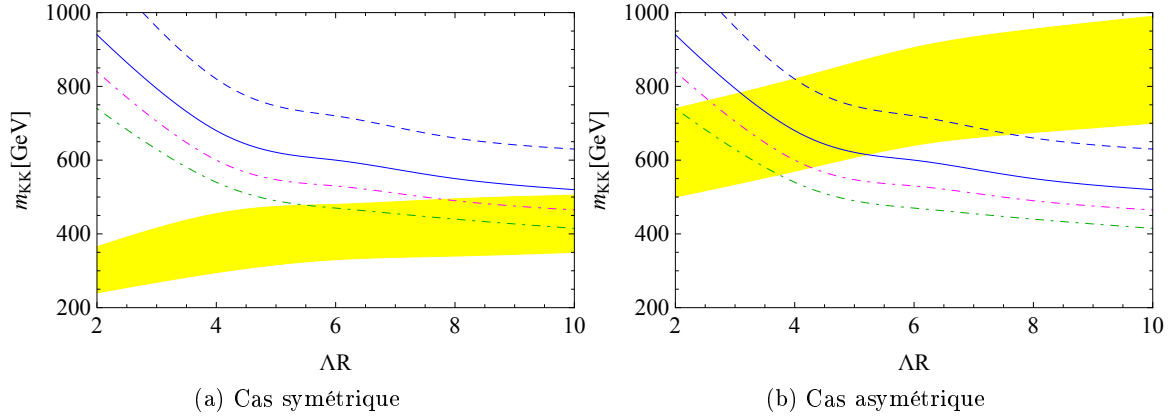


FIG. 1.7: Contraintes existantes sur le modèle 2UED/RPP dues aux observations sur la Matière Noire, issues de la référence [18]. La figure (a) correspond au cas symétrique ( $R_4 \sim R_5$ ), la figure (b) au cas asymétrique ( $R_4 > R_5$ ). Les plages jaunes correspondent aux valeurs compatibles avec les mesures de WMAP, les lignes correspondent aux valeurs minimales de  $m_{KK}$  dues aux expériences de détection directe (de bas en haut : Zepelin, CDMS+EDELWEISS, Xenon 2011 et la projection de Xenon 2012 en date de la rédaction de la référence [18]).  $R$  correspond ici à  $R_4$ .  $\Lambda$  est un cut-off, paramètre libre de la théorie, dont la plage de valeurs possibles est balayée ici.

nuls sont pourvus de deux solutions dégénérées (avant corrections en boucles). L’une de ces solutions reçoit des corrections divergentes et se couple aux vecteurs de jauge de l’étage en question ; l’autre reçoit des corrections finies et se couple aux scalaires de jauge [17, 19]. Cela crée deux sous-ensembles de particules au sein de cet étage, n’interagissant pas l’un avec l’autre. Dans l’étude expérimentale qui suit, les contraintes dériveront d’un seul de ces sous-ensembles, celui incluant les vecteurs de jauge. Ce sous-ensemble peut en effet produire le signal à quatre quarks top recherché alors que celui-ci est très fortement supprimé dans l’autre sous-ensemble, typiquement au profit de la production de bosons BEH [17].

### 1.5.5 2UED/RPP et Matière Noire

L’une des conséquences de la conservation de  $(-1)^{k+\ell}$  est que la particule la plus légère des étages  $(0;1)$  et  $(1;0)$  ne peut se désintégrer en particules du Modèle Standard. Il y a donc une particule massive stable supplémentaire dans le modèle 2UED/RPP, soit un candidat au rôle de Matière Noire. Il s’agit du photon lourd  $A_\mu^{(1;0)}$  (ainsi que de  $A_\mu^{(0;1)}$  dans le cas où les deux rayons de courbure sont identiques). Cela signifie donc que ce modèle est déjà contraint par les observations cosmologiques [18, 20] : ses paramètres doivent être tels qu’il prédise une abondance relicue de ce candidat au rôle de Matière Noire compatible avec l’abondance relicue de Matière Noire observée.

Les contraintes dérivées dans la référence [18] en imposant la compatibilité entre les prédictions théoriques d’abondance relicue des candidats au rôle de Matière Noire et les données de WMAP sont reprises figure 1.7. Les contraintes provenant d’expériences de détection directe de Matière Noire sont également montrées sur cette figure.  $m_{KK}$  doit se situer approximativement entre 700 GeV et 1 000 GeV<sup>(3)</sup> dans le cas asymétrique. Le cas symétrique se trouve exclu par ces contraintes.

<sup>(3)</sup>Le modèle comporte un autre paramètre libre,  $m_{loc}$ , influençant la masse des bosons BEH des étages supérieurs. Un ajustement fin de ce paramètre, tel que décrit dans la référence [18] peut modifier les taux de co-annihilation des paires de candidats au rôle de Matière Noire *via* la résonance  $H^{(2;0)}$  (boson BEH de l’étage  $(2;0)$ ) et donc influer sur l’abondance relicue de Matière Noire. Un tel ajustement fin peut autoriser des valeurs de  $m_{KK}$  allant jusqu’aux environs de 1200 GeV.

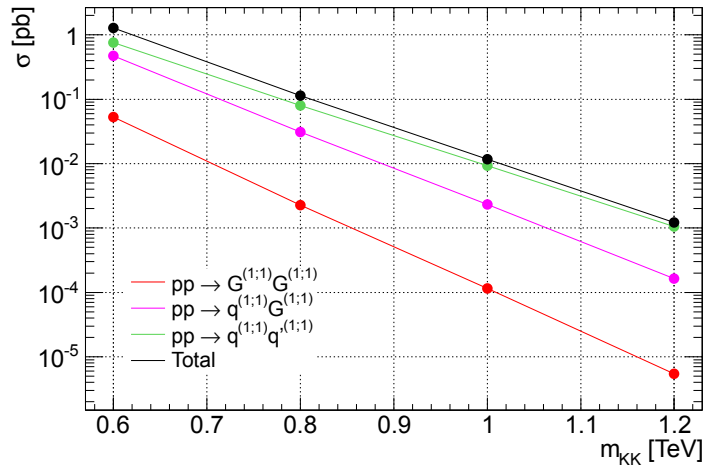


FIG. 1.8: Sections efficaces de production de paires de particules de l'étage  $(1;1)$  en fonction de  $m_{KK}$  à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. De bas en haut : la courbe rouge correspond à la production d'une paire de gluons de l'étage  $(1;1)$ , la courbe magenta à celle d'un gluon et d'un quark et la courbe verte à celle d'une paire de quarks. La courbe noire correspond à la section efficace de production totale pour les paires de particules colorées de l'étage  $(1;1)$ . Les valeurs des sections efficaces sont calculées à l'aide de MADGRAPH [21] grâce au modèle fourni par les auteurs des références [16, 17, 19, 18].

## 1.6 2UED/RPP et signal à quatre quarks top

Au cours de cette thèse, la recherche d'un signal ayant pour origine le modèle 2UED/RPP s'est faite au travers de la recherche d'événements à quatre quarks top.

Ce modèle fait partie des modèles de Nouvelle Physique proposant une production fortement accrue d'événements à quatre quarks top. Ceux-ci trouvent leur origine dans les étages  $(1;1)$ ,  $(2;0)$  et  $(0;2)$ .

### 1.6.1 Signal à quatre quarks top dans l'étage $(1;1)$

Le reliquat de la conservation de l'impulsion après compactification de l'espace-temps à six dimensions impose certaines règles aux couplages [19]. Par exemple, les couplages à l'arbre entre trois particules venant des étages  $(k_1; \ell_1)$ ,  $(k_2; \ell_2)$  et  $(k_3; \ell_3)$  ne sont présents que s'il existe des combinaisons de signes (indépendantes pour les  $k_i$  et les  $\ell_i$ ) telles que  $k_1 \pm k_2 \pm k_3 = 0$  et  $\ell_1 \pm \ell_2 \pm \ell_3 = 0$ .

Les particules de l'étage  $(1;1)$  sont donc très majoritairement produites par paires<sup>(4)</sup> puisqu'une production célibataire ne pourrait se faire que *via* des opérateurs localisés sur les points singuliers<sup>(5)</sup> que sont  $(0;0)/(\pi R_4; \pi R_5)$  et  $(\pi R_4; 0)/(0; \pi R_5)$ . Les processus dominants sont la création de paires de quarks  $(1;1)$  et la création d'un quark  $(1;1)$  et d'un gluon  $(1;1)$  [17]. La section efficace de ces processus est reportée figure 1.8.

Les particules de cet étage peuvent être séparées en deux ensembles sans interaction l'un avec l'autre (voir 1.5.4.3). Le signal à quatre quarks top provient de l'ensemble comprenant les vecteurs de jauge. Au sein de cet ensemble, les particules se désintègrent en cascade, en émettant des particules du Modèle Standard d'énergie relativement faible (devant celle des quatre quarks top finaux), jusqu'à la particule la plus légère de l'étage, le photon lourd  $A_\mu^{(1;1)}$ . Les chaînes de désintégration sont les suivantes :

- désintégration directe d'un quark :
 
$$q_{R/L}^{(1;1)} \rightarrow q A_\mu^{(1;1)};$$

<sup>(4)</sup>Pour  $\ell_1 = k_1 = 0$  et  $\ell_2 = \ell_3 = k_2 = k_3 = 1 : 0 + 1 - 1 = 0$ .

<sup>(5)</sup>Un point singulier d'une variété algébrique est un point où l'espace tangent ne peut pas être défini de façon régulière.

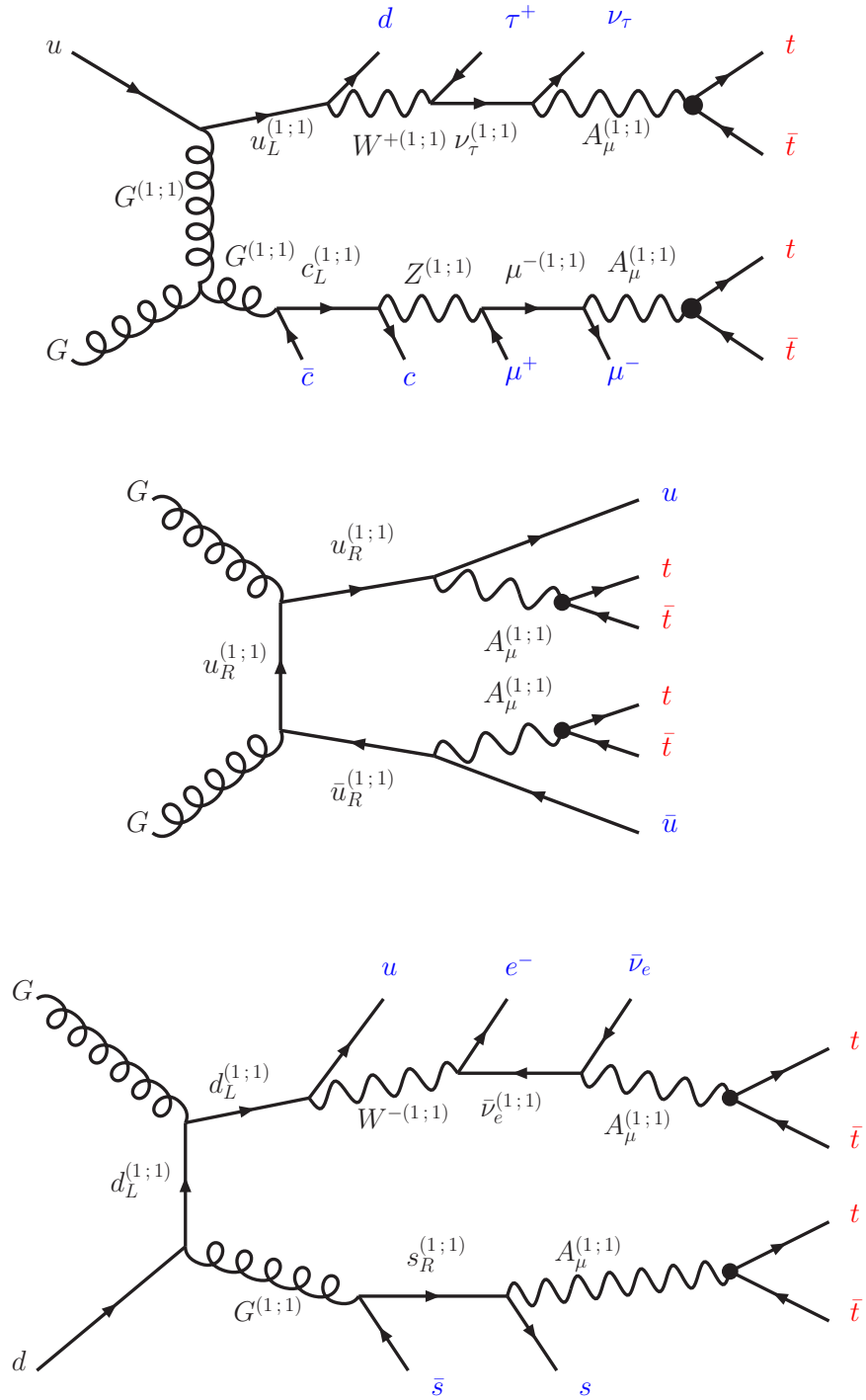


FIG. 1.9: Exemples de signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  issus du modèle 2UED/RPP. Les quatre quarks top sont en rouge, les particules issues de la désintégration en chaîne sont en bleu.

- désintégration d’un quark gauche *via* un boson  $Z^{(1;1)}$  ou  $W^{(1;1)}$  :  
 $q_L^{(1;1)} \rightarrow qZ^{(1;1)} \rightarrow \{q\ell\bar{\ell}^{(1;1)}/q\ell^{(1;1)}\bar{\ell}\} \rightarrow q\ell\bar{\ell}A_\mu^{(1;1)}$   
 $q_L^{(1;1)} \rightarrow q'W^{(1;1)} \rightarrow \{q'\ell^{(1;1)}\bar{\nu}_\ell/q'\ell\bar{\nu}_\ell^{(1;1)}\} \rightarrow q'\ell\bar{\nu}_\ell A_\mu^{(1;1)}$  ;
- désintégration d’un gluon :  
 $G^{(1;1)} \rightarrow q_{R/L}^{(1;1)} q' \rightarrow \dots$

Il reste donc en fin de chaîne deux photons lourds  $A_\mu^{(1;1)}$ . La désintégration de ceux-ci en particules du Modèle Standard a alors lieu *via* des opérateurs localisés sur les points singuliers<sup>(6)</sup>. L’hypothèse est alors faite d’un rapport d’embranchement de 100% en paires  $t\bar{t}$ , soutenue par la grande masse du top. On obtient donc, en plus des quelques particules d’impulsion relativement faible issues de la cascade de désintégration, deux paires  $t\bar{t}$ , soit le signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  (voir figure 1.9).

Les histogrammes des figures 1.10 et 1.11 montrent les distributions des propriétés cinématiques des quarks top et de leurs produits de désintégration. La masse élevée des photons lourds (en première approximation, celle-ci est proportionnelle à  $m_{KK}$ ) tend à produire des quarks top très énergétiques ; la distribution des impulsions transverses des quarks top pique dans le cas d’une masse  $m_{KK}$  d’une valeur de 1,2 TeV à près de 700 GeV. Le caractère extrême de cette cinématique est également visible dans les distributions concernant les produits de désintégration des quarks top.

## Particules accompagnatrices

Suivant le type de partons interagissant lors de la collision et après la désintégration des éventuels gluons de l’étage (1;1), il y aura en début de chaîne de désintégration deux quarks de l’étage (1;1) et zéro, un ou deux quarks du Modèle Standard. La désintégration d’un quark de l’étage (1;1) conduisant à la production d’un quark du Modèle Standard, il y aura donc au moins deux quarks du Modèle Standard en plus des quatre quarks top dans l’événement. Il y en aura par ailleurs au plus quatre, du fait des hiérarchies de masses en jeu (et donc des chaînes de désintégrations possibles).

De plus, étant donné qu’il n’y a pas de lepton en début de chaîne de désintégration et en raison de la conservation du nombre leptonique, le nombre de leptons accompagnateurs (neutrinos inclus) est nécessairement pair. Il y en aura zéro, deux ou quatre selon les chaînes de désintégrations empruntées.

Les histogrammes de la figure 1.12 montrent les distributions de ces nombres de particules accompagnatrices et de quelques-unes de leurs propriétés cinématiques.

Les distributions en énergie ou en pseudo-rapacité montrent une irrégularité dans leur silhouette correspondant à un second pic. Cette caractéristique s’explique par le fait que les particules accompagnatrices d’une même nature proviennent de différentes désintégrations. Un lepton du Modèle Standard peut être ainsi créé aussi bien lors de la désintégration leptonique d’un boson vecteur de l’étage (1;1) que lors de la désintégration d’un lepton de ce même étage. Le choix des origines possibles est encore plus grand pour les quarks. Chacun de ces processus est associé à une différence de masses spécifique entre les deux particules de l’étage (1;1) mises en jeu, et donc à une cinématique spécifique pour la particule accompagnatrice ainsi créée. Pour illustrer ce phénomène, la figure 1.13 montre dans le cas  $m_{KK} = 1$  TeV la distribution de l’énergie des quarks accompagnateurs en fonction de la différence de masses entre les deux particules de l’étage (1;1) mises en jeu lors de leur production.

### 1.6.2 Signal à quatre quarks top dans les étages (2;0) et (0;2)

Contrairement aux particules de l’étage (1;1), les particules des étages (2;0) et (0;2) peuvent se désintégrer en particules du Modèle Standard *via* des boucles de particules des étages (1;0) et (0;1) respectivement. Les diagrammes de Feynman correspondant à un signal à quatre quarks top dans les étages (2;0) et (0;2) sont les mêmes que ceux correspondant au signal à quatre quarks top dans l’étage (1;1) aux remplacement des étiquettes (1;1) par (2;0) ou (0;2) et au remplacement du vertex effectif ( $A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}$ ) par une boucle de particules de l’étage (1;0) ou (0;1) près (un exemple est donné figure 1.14). Le dernier point implique que tous les rapports d’embranchement sont calculables. Il n’y a plus

<sup>(6)</sup>Une telle désintégration en cours de chaîne est toujours possible, mais très défavorisée.

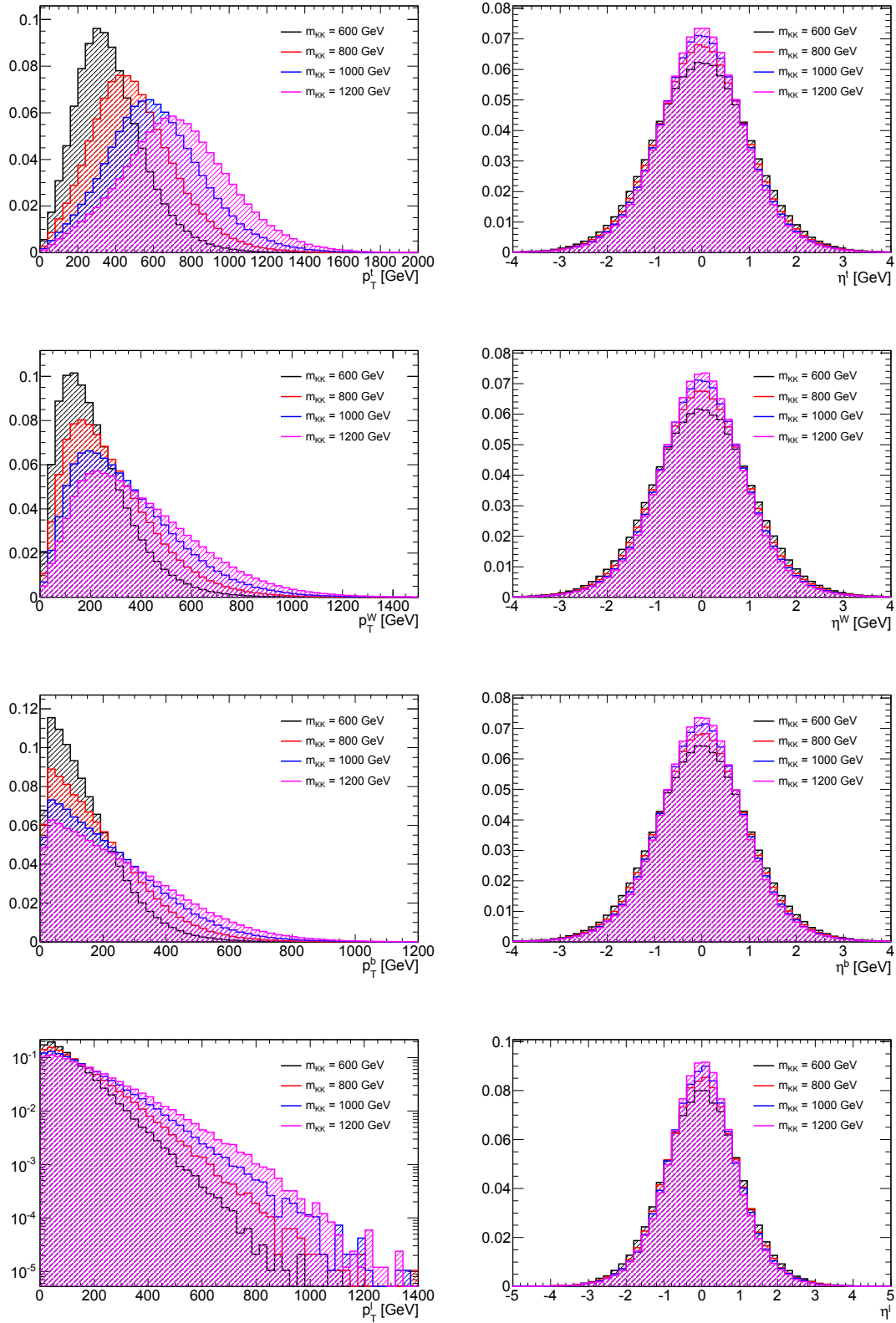


FIG. 1.10: Distributions de l'impulsion transverse (colonne de gauche) et de la pseudo-rapidité (colonne de droite) pour (de haut en bas) les quarks top, puis pour les  $W^\pm$  puis les quarks  $b$  issus de leur désintégration. La rangée du bas correspond aux électrons et muons issus des  $W^\pm$ .

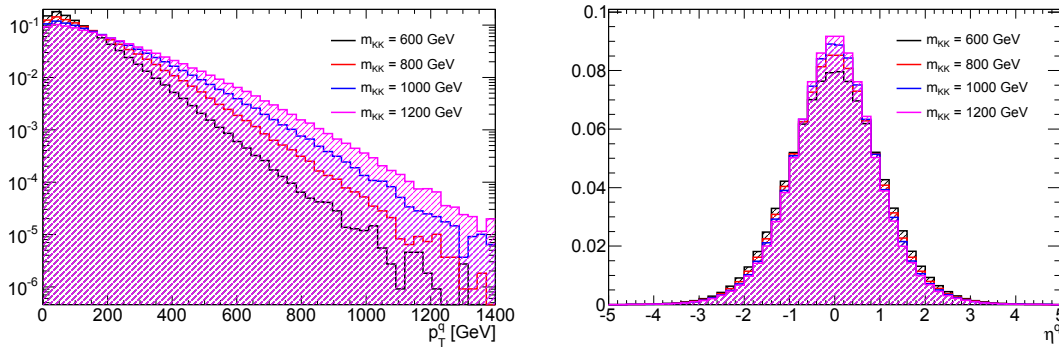


FIG. 1.11: Distributions de l'impulsion transverse (à gauche) et de la pseudo-rapidité (à droite) pour les quarks issus de la désintégration des  $W^\pm$  mentionnés figure 1.10.

besoin d'hypothèse sur le rapport d'embranchement des photons lourds de ces étages en paires  $t\bar{t}$  (par exemple, pour  $m_{KK}$  valant 300 GeV, ce rapport est de 17% [17]).

Cependant, les particules des étages (2;0) et (0;2) peuvent aussi se désintégrer en paires de particules des étages (1;0) et (0;1) respectivement. Une paire de particules de l'étage (2;0) (ou (0;2)) ne conduira donc pas nécessairement à une paire de photons lourds de cet étage.

Le calcul théorique de la section efficace de production de quatre quarks top *via* des particules des étages (2;0) et (0;2) est plus complexe que *via* des particules de l'étage (1;1), mais il ne nécessite pas d'hypothèse sur un rapport d'embranchement. Les contraintes apportées par l'étude de ces étages seront donc plus robustes. À titre d'exemple, les sections efficaces de production de quatre quarks top *via* des particules de l'étage (2;0) seul pour des valeurs de  $m_{KK}$  de 0,4, 0,6 et 0,8 TeV sont respectivement de 52, 1,9 et 0,089 fb.



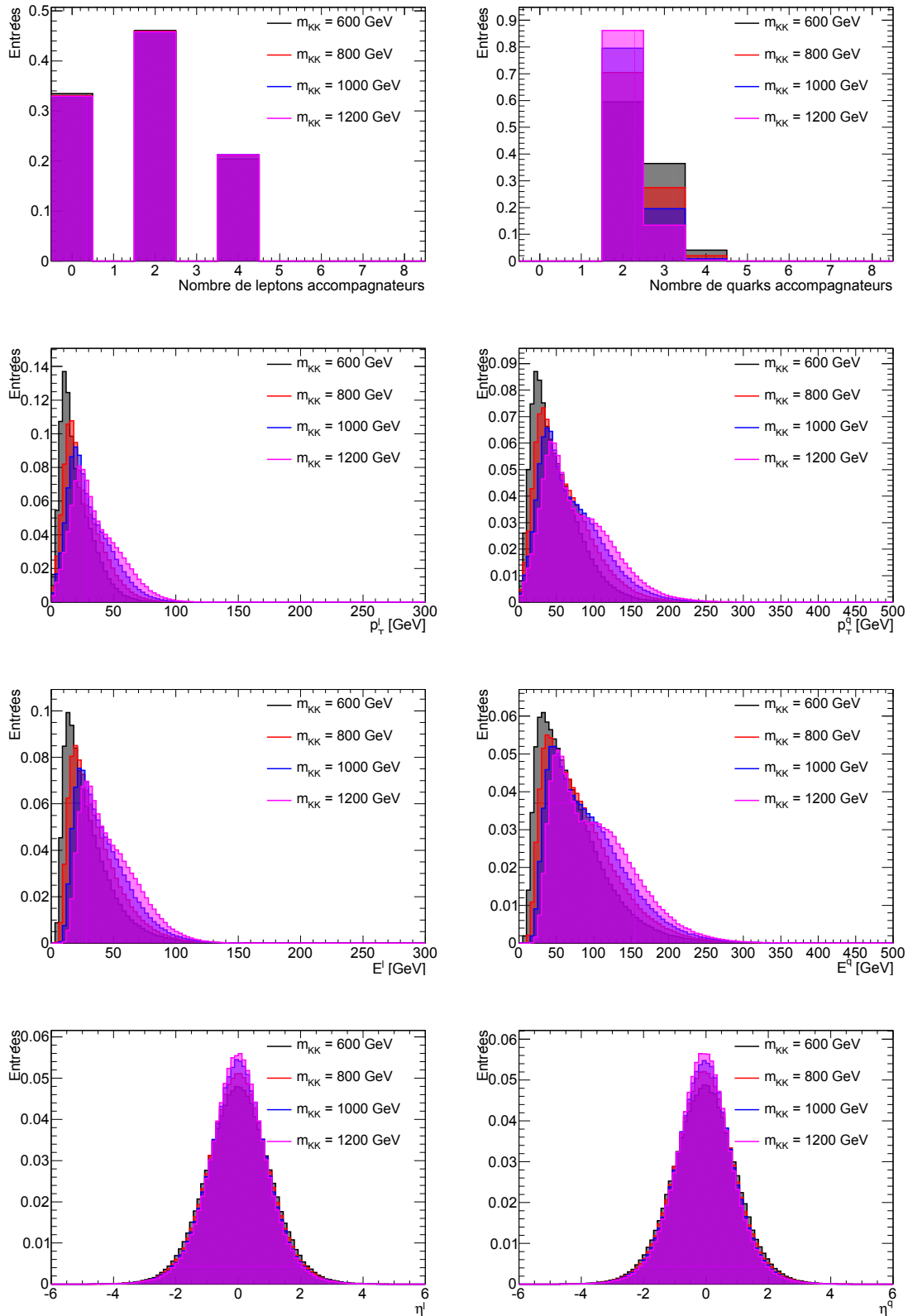


FIG. 1.12: Distributions normalisées de plusieurs variables concernant les particules accompagnatrices. Les figures de gauche correspondent aux leptons, celles de droite aux quarks. De haut en bas, il s'agit du nombre de particules de ce type au sein de chaque événement, de leur impulsion transverse, de leur énergie et de leur pseudo-rapidité. Les histogrammes correspondant à quatre valeurs différentes de  $m_{KK}$  sont superposés.

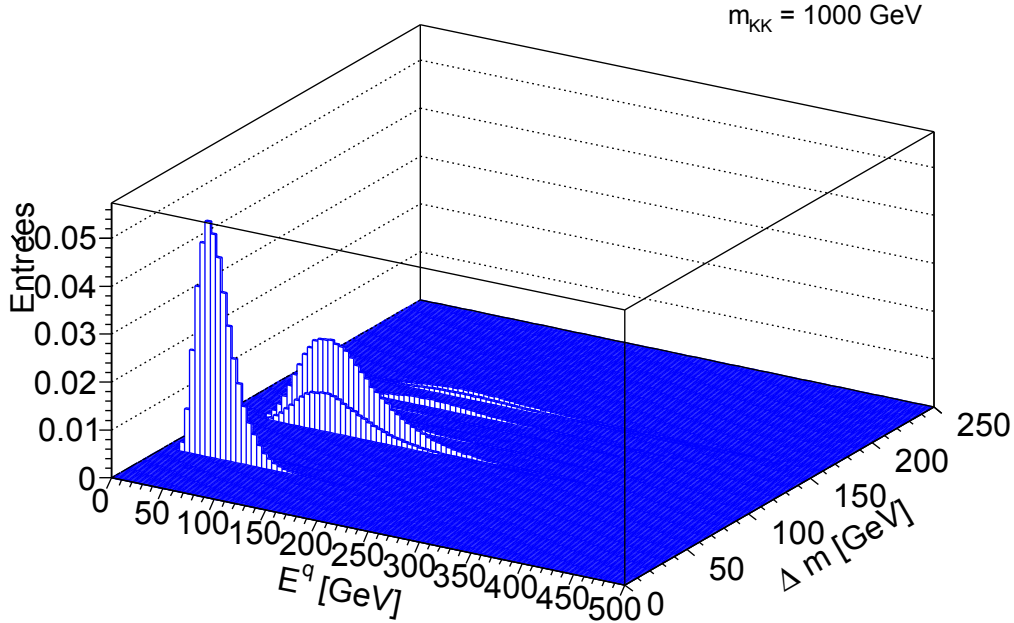


FIG. 1.13: Distribution normalisée de l'énergie des quarks accompagnateurs en fonction de la différence de masse entre les deux particules de l'étage (1;1) mises en jeu lors de leur production. La superposition des distributions dues aux différents processus de production conduit à l'allure de la courbe correspondante sur la figure 1.12. Les pics principaux correspondent à des différences de masses d'environ 44 GeV (quark léger (1;1) gauche de type  $u$  ou  $d$  se désintégrant en boson vecteur (1;1) et quark du Modèle Standard), 97 GeV (quark léger (1;1) droit de type  $u$  se désintégrant en photon lourd et quark du Modèle Standard) et 94 GeV (quark (1;1) droit de type  $d$  se désintégrant en photon lourd et quark du Modèle Standard).

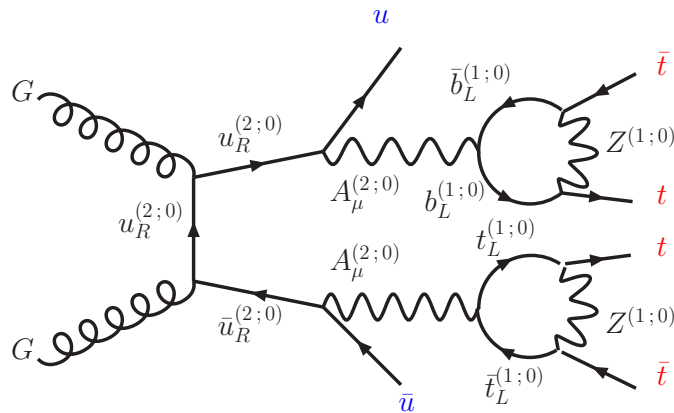


FIG. 1.14: Exemple de signal  $t\bar{t}t\bar{t}$  via des particules de l'étage (2;0). Les quatre quarks top sont en rouge, les particules issues de la désintégration en chaîne sont en bleu.



## Chapitre 2

# Contexte expérimental : accélérateur et détecteur

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>31</b>
<b>2.1 LHC</b> . . . . .	<b>31</b>
2.1.1 Chaîne d'accélération . . . . .	32
2.1.2 Expériences . . . . .	33
2.1.3 Luminosité . . . . .	33
<b>2.2 Détecteur ATLAS</b> . . . . .	<b>33</b>
2.2.1 Système de coordonnées . . . . .	36
2.2.2 Système d'aimants . . . . .	36
2.2.3 Détecteur interne . . . . .	37
2.2.4 Calorimètres . . . . .	40
2.2.5 Spectromètre à muons . . . . .	43
2.2.6 Détecteurs à grande pseudo-rapacité . . . . .	45
2.2.7 Système de déclenchement . . . . .	46
2.2.8 Évolution . . . . .	46

---

### Introduction

Le Grand Collisionneur de Hadrons, ou LHC (*Large Hadron Collider*), est à ce jour le plus puissant accélérateur-collisionneur de particules existant. Deux faisceaux de particules circulent en sens opposés au sein de ce double anneau. Les collisions produites le sont à des énergies encore jamais atteintes artificiellement. Situé à l'un des quatre points de croisement des deux faisceaux, ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*, Un Appareil Toroïdal du LHC) est l'une des expériences chargées d'étudier ces collisions. Ce sont les données issues de ce détecteur qui ont été étudiées au cours de cette thèse.

Ce chapitre s'attache à présenter le LHC lui-même (section 2.1), puis à décrire les différentes parties du détecteur ATLAS (section 2.2).

### 2.1 LHC

Le LHC [22] est l'un des accélérateurs du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Il est enterré à une profondeur d'environ 100 m sous la frontière franco-suisse aux abords de Genève. Il s'agit d'un accélérateur circulaire de 27 km de circonférence. Le tunnel utilisé est celui de son prédécesseur, le LEP (*Large Electron Positron collider*, Grand collisionneur Électron-Positron).

Comme son nom l'indique, les particules utilisées dans les faisceaux du LHC ne sont plus les leptons de son ancêtre mais des hadrons. Il s'agit principalement de collisions proton-proton, mais la machine est également utilisée pour des collisions ion-ion et proton-ion, les ions en question étant ceux du plomb.

## CERN's Accelerator Complex

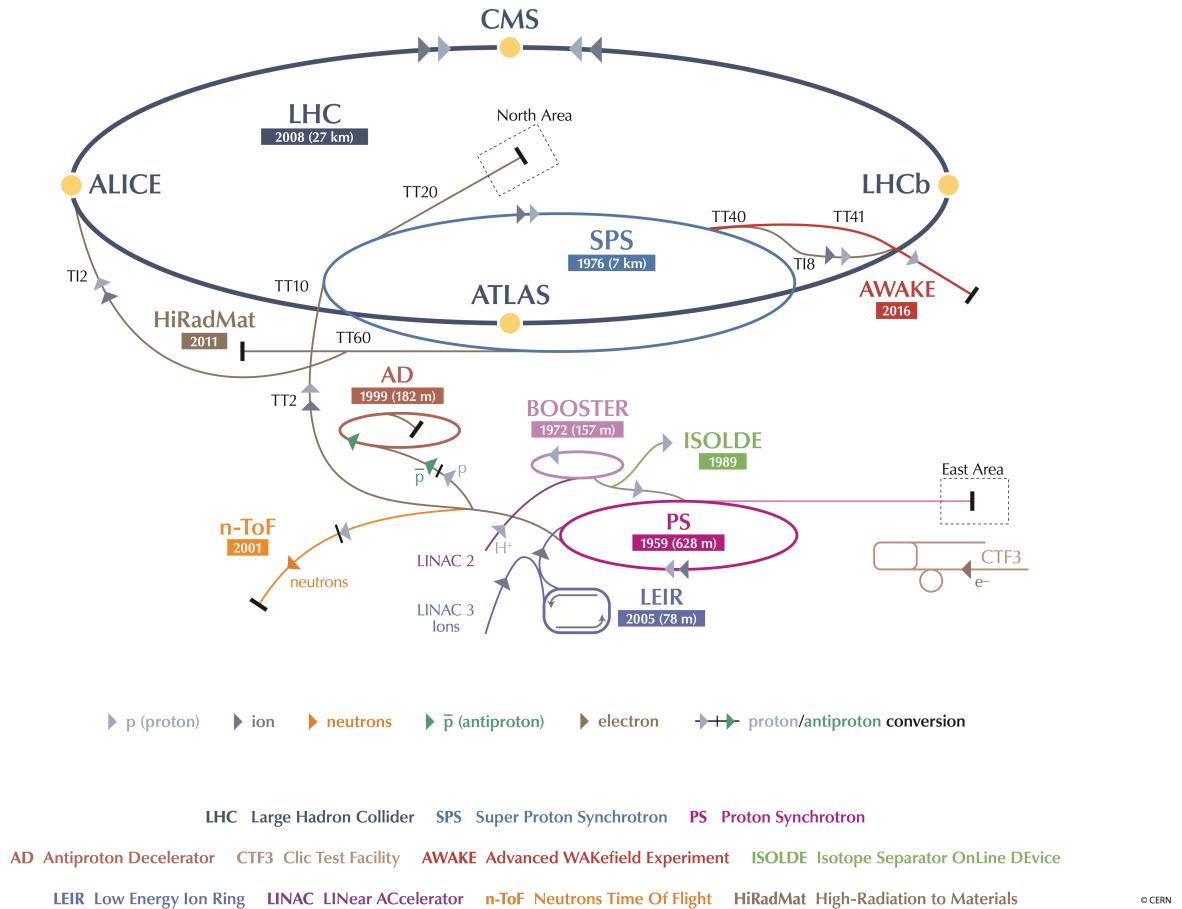


FIG. 2.1: Représentation schématique du complexe des accélérateurs du CERN, incluant la chaîne d'accélérateurs menant au LHC. Les quatre principales expériences du LHC (ATLAS, LHCb, ALICE et CMS) sont indiquées. (Image publique du CERN.)

### 2.1.1 Chaîne d'accélération

Le LHC est le dernier maillon d'une chaîne d'accélération réutilisant plusieurs des anciens accélérateurs du CERN (voir figure 2.1). Il s'agit dans le cas d'un faisceau de protons :

1. du LINAC 2 (*Linear Accelerator*, Accélérateur Linéaire), fournissant des protons d'une énergie de 50 MeV ;
2. du Booster, portant les particules à une énergie de 1,4 GeV ;
3. du PS (*Proton Synchrotron*, ou Synchrotron à Protons), de 628 m de circonférence, permettant d'atteindre 25 GeV ;
4. du SPS (*Super Proton Synchrotron*, ou Super Synchrotron à Protons), de 7 km de circonférence, permettant d'atteindre 450 GeV ;
5. du LHC lui-même.

L'énergie des faisceaux du LHC a été progressivement augmentée au cours de son fonctionnement. En 2011, l'énergie des protons de chaque faisceau par rapport au référentiel du centre de masse des collisions était de 3,5 TeV ; lors de la prise de données proton-proton de 2012, elle était de 4 TeV. Le

LHC a été arrêté début 2013 pour une série d'améliorations. depuis son redémarrage mi-2015, l'énergie des faisceaux de protons est de 6,5 TeV.

### 2.1.2 Expériences

Chacun des quatre points de collision entre les deux faisceaux abrite l'une des quatre principales expériences du LHC :

- ATLAS, un détecteur polyvalent, sera décrit plus en détails par la suite ;
- CMS [23] (*Compact Muon Solenoid*, Solénoïde Compact à Muons) est une autre expérience généraliste, ATLAS et CMS confirmant mutuellement leurs résultats ;
- LHCb [24] (*Large Hadron Collider beauty experiment*, expérience sur la beauté au Grand Collisionneur à Hadrons) est une expérience dédiée à la physique des saveurs ;
- ALICE [25] (*A Large Ion Collider Experiment*, Une Expérience de Grand Collisionneur d'Ions) est dédiée à l'étude des collisions impliquant les faisceaux d'ions.

Les collisions produites au LHC sont également utilisées par LHCf (*Large Hadron Collider forward*, le terme « forward », ou « vers l'avant », désignant un appareillage destiné à capter des particules peu déviées par rapport au faisceau) et TOTEM (*Total Elastic and diffractive cross section Measurement*, Mesure de la section Efficace Totale Élastique et de diffraction), situées respectivement dans les tunnels à proximité des cavernes d'ATLAS et CMS et utilisant celles des particules produites dont la trajectoire forme un angle très faible avec le faisceau.

### 2.1.3 Luminosité

Lors des collisions proton-proton de 2012, les faisceaux étaient constitués de 1 380 paquets d'environ  $10^{11}$  protons, espacés de 50 ns.

La luminosité intégrée est d'une importance primordiale dans la recherche d'événements rares, tels ceux prévus par certaines théories de Nouvelle Physique. En effet, le nombre d'événements attendus  $N$  se décompose comme

$$N = \sigma \times L_{\text{tot}}, \tag{2.1}$$

où  $L_{\text{tot}}$  est la luminosité intégrée et  $\sigma$  la section efficace du type d'événement considéré. Pour pouvoir observer des événements rares (de faible section efficace), il faut donc une luminosité intégrée élevée. Au cours des collisions proton-proton de 2012, le détecteur ATLAS a accumulé une luminosité intégrée totale de  $20,3 \text{ fb}^{-1}$ , comme montré sur la figure 2.2.

Le taux de collisions n'est cependant pas fixe. Par exemple, des croisements répétés impliquent outre des interactions dures une dispersion des paquets due aux effets électromagnétiques et donc la baisse du nombre de protons par paquets. La luminosité instantanée diminue donc au cours de la vie des faisceaux. Le LHC a été conçu dans l'optique d'une luminosité maximale de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [26]. L'évolution des luminosités instantanées maximales effectivement délivrée par le LHC de 2010 à 2012 est montrée figure 2.3.

Si une forte luminosité instantanée augmente le nombre d'événements rares attendus, elle participe aussi à l'effet d'empilement. L'empilement correspond à la superposition temporelle des signaux issus des interactions des produits de différentes collisions avec le détecteur. Ces différentes collisions peuvent provenir du même croisement de paquets, ou, du fait de la fréquence de ceux-ci, de deux croisements successifs.

## 2.2 Détecteur ATLAS

ATLAS [27] est l'un des deux détecteurs polyvalents du LHC. Il est de forme approximativement cylindrique (voir figure 2.4), avec un diamètre de 25 m et une longueur de 44 m. Sa masse totale est

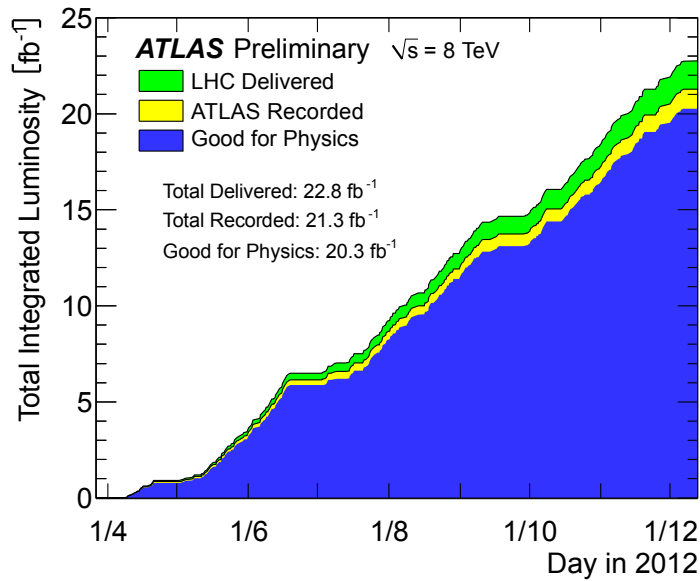


FIG. 2.2: Luminosités intégrées au cours de l’année 2012 lors des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. La courbe en jaune correspond à la luminosité délivrée par le LHC, la courbe en vert à celle effectivement enregistrée par ATLAS et celle en bleu aux données de bonne qualité (excluant par exemple un dysfonctionnement partiel d’ATLAS). (Résultat public d’ATLAS.)

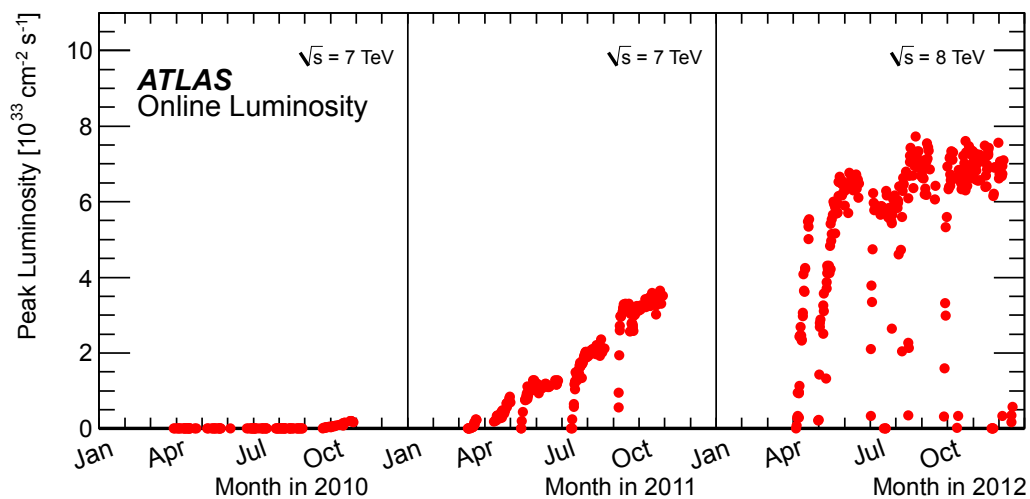


FIG. 2.3: Luminosité instantanée maximale quotidienne délivrée à ATLAS en 2010, 2011 et 2012. (Résultat public d’ATLAS.)

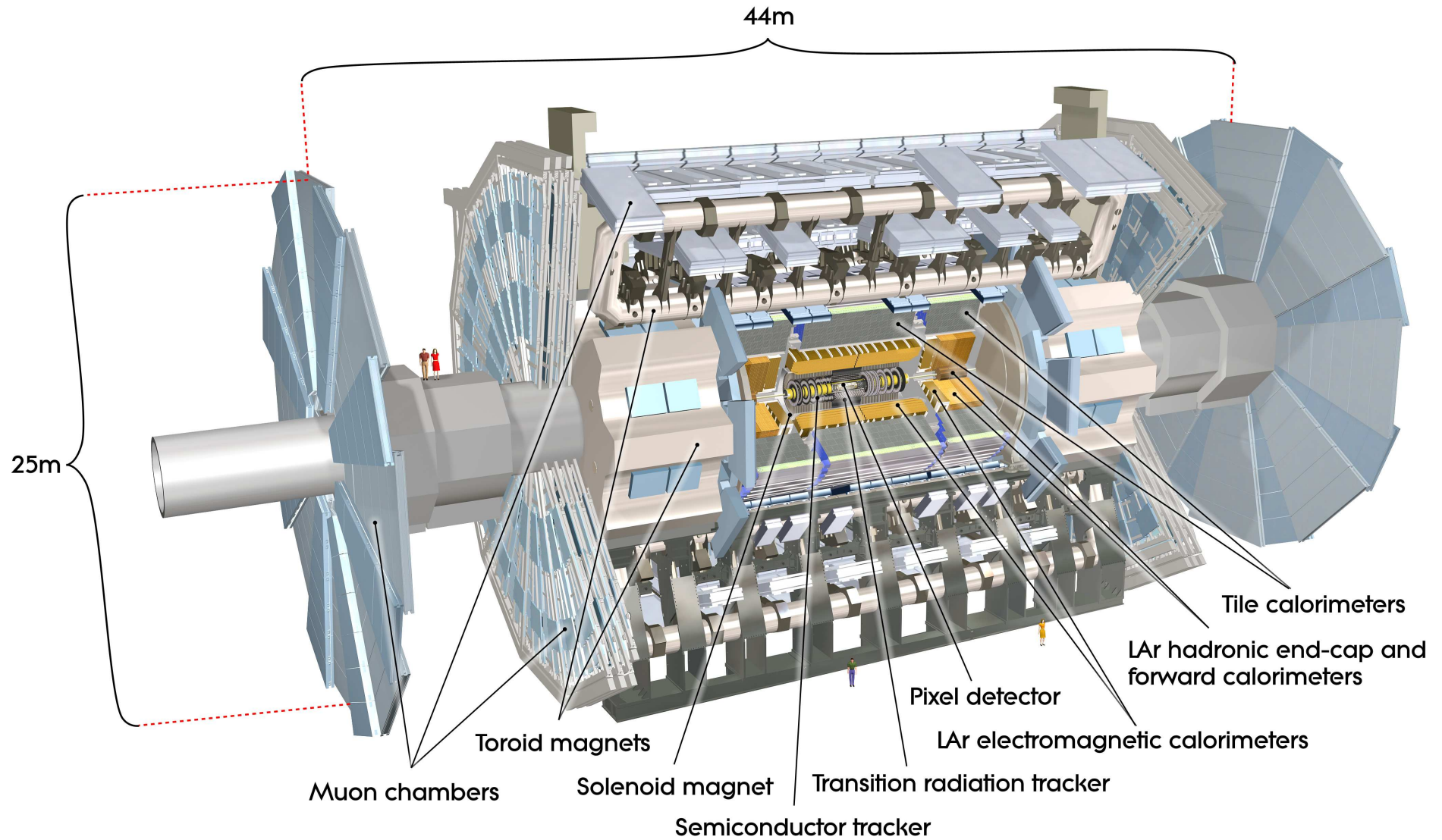


FIG. 2.4: Schéma en écorché du détecteur ATLAS. Les différents sous-systèmes sont indiqués ; leur description est donnée dans le texte. (Image publique d'ATLAS.)



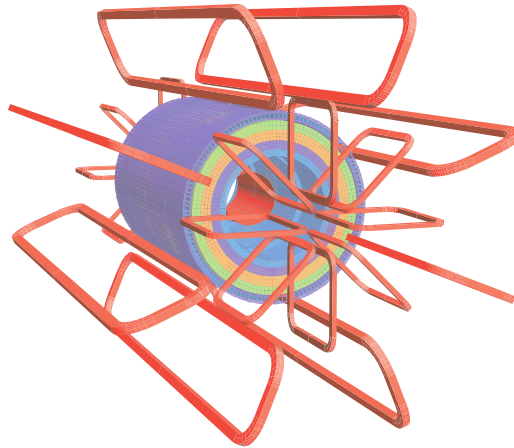


FIG. 2.5: Schéma du système d'aimants d'ATLAS. Les aimants toroïdaux sont représentés en rouge. Les aimants toroïdaux bouchons sont situés dans des cryostats non-représentés ici mais visibles de part et d'autre du système calorimétrique sur la figure 2.4. (Image issue de la référence [27].)

d'environ 7 000 t. Il est composé d'un assemblage de sous-systèmes aux buts et technologies spécifiques et disposés en couches successives : le détecteur interne, le calorimètre (électromagnétique puis hadronique) et enfin le spectromètre à muons.

ATLAS est le fruit de la collaboration de plus de 3 000 scientifiques, issus de 38 pays.

### 2.2.1 Système de coordonnées

On définit un repère cartésien orthonormé direct en utilisant le point d'interaction comme origine  $O$ . L'axe des faisceaux détermine l'axe  $z$ , ainsi que le *plan transverse* ( $xOy$ ), perpendiculaire au faisceau. L'axe  $y$  est vertical vers le haut, l'axe  $x$  horizontal, pointant vers le centre géométrique du LHC.

Le plan transverse permet de définir les quantités dites « transverses » : impulsion transverse d'une particule et énergie transverse manquante. L'impulsion transverse ( $p_T$ ) d'une particule est la projection de sa tri-impulsion dans le plan transverse. Ce plan transverse est très particulier en cela que la projection de l'impulsion initiale des protons sur celui-ci est nulle, et celle des partons interagissant très faible. Cette impulsion étant conservée, la somme vectorielle des projections des impulsions des particules finales dans ce plan doit être quasi-nulle. Une somme non nulle est le seul indice de la présence de neutrinos (ou d'autres éventuelles particules invisibles au détecteur) dans l'état final.

Afin de mieux prendre en compte les symétries du détecteur, et surtout de la physique sous-tendant les événements, les coordonnées usuelles ne sont pas les coordonnées cartésiennes (sauf pour définir le plan transverse), mais  $\phi$  et  $\eta$ .  $\phi$  est l'angle azimutal, défini dans le plan transverse par rapport à l'axe  $x$ .  $\eta$  est la pseudo-rapacité, définie comme :

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.2)$$

où  $\theta$  est l'angle polaire, défini à partir de l'axe  $z$ . Dans la limite ultra-relativiste,  $\eta$  se confond avec la rapidité  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$ . La verticale correspond à  $\eta = 0$  et l'axe des faisceaux à  $\eta \rightarrow \pm\infty$ .

### 2.2.2 Système d'aimants

Le système d'aimants supraconducteurs d'ATLAS courbe les trajectoires des particules chargées, permettant ainsi la mesure de leur impulsion et du signe de leur charge. Ce système se compose d'un aimant solénoïdal situé entre les détecteurs internes et le calorimètre électromagnétique et de trois systèmes d'aimants toroïdaux (« tonneau » et « bouchons », correspondant aux trois faces du cylindre). Le système d'aimants toroïdaux est invariant sous une rotation de  $\frac{\pi}{4}$  autour de l'axe du faisceau (voir figure 2.5).

L'aimant solénoïdal sert aux mesures dans le détecteur interne, le système d'aimants toroïdaux aux mesures dans le spectromètre à muons.

### 2.2.2.1 Solénoïde

L'aimant supraconducteur solénoïdal a une longueur de 5,8 m pour un diamètre intérieur de 2,46 m et un diamètre extérieur de 2,56 m. La consommation d'un courant nominal de 7 730 A par l'aimant alors refroidi à 4,5 K permet de créer un champ magnétique axial de 2 T.

La très faible épaisseur du système vient de la nécessité de préserver les performances du calorimètre électromagnétique. Par ailleurs, toujours afin de minimiser l'impact de la présence de l'aimant, celui-ci partage le cryostat du calorimètre à argon liquide voisin. Au total, la présence du solénoïde ne compte que pour 0,66 longueurs de radiations.

En cas de trempe (arrêt rapide du système, délibéré ou automatique suite à un dysfonctionnement), les 40 MJ d'énergie magnétique piégées dans le supraconducteur sont absorbées en quelques secondes par le matériau environnant, lui aussi à très basse température. L'augmentation de température résultante fait perdre à l'aimant son caractère supraconducteur.

### 2.2.2.2 Toroïdes

Les trois ensembles d'aimants supraconducteurs toroïdaux sont chacun composés de huit bobines, traversées par un courant de 20,5 kA afin de générer un champ magnétique pouvant atteindre 4 T dans certaines parties du spectromètre à muons.

L'énergie magnétique contenue dans le tonneau est de 1,08 GJ, à laquelle s'ajoute 0,25 GJ par bouchon. Elle peut être absorbée de manière similaire à celle du solénoïde en cas de trempe.

Les diamètres intérieur et extérieur du tonneau sont respectivement de 9,4 m et 20,1 m pour une longueur de 25,3 m. Les bouchons mesurent 5 m de long pour des diamètres intérieur et extérieur respectifs de 1,65 m et 10,7 m.

## 2.2.3 Détecteur interne

Le détecteur interne se compose de trois sous-ensembles distincts : le détecteur à pixels, le trajectographe à semi-conducteurs (*Semi-Conductor Tracker*, SCT) et le trajectographe à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker*, TRT). Il est chargé de la mesure des trajectoires et des impulsions des particules chargées. Une vue d'ensemble de ces systèmes est donnée figure 2.6.

Le détecteur interne est contenu dans une enveloppe de 6,2 m de long et de 2,1 m de diamètre. Il couvre les particules dont la pseudo-rapacité obéit à  $|\eta| < 2,5$ . La couverture du TRT s'arrête plus tôt, à  $|\eta| = 2$ .

Ce système offre une granularité extrêmement fine, destinée à des mesures de précision dans un environnement très exigeant. Sa position au plus près du point de collision signifie en effet un très grand nombre de particules dans un volume réduit. Dans de telles conditions, la durée de vie de la couche de détection la plus centrale n'est que de quelques années (contre plusieurs décennies pour l'ensemble du détecteur).

Les performances de ce système sont par ailleurs cruciales, puisqu'il est amené à jouer un rôle de premier plan dans l'identification des leptons  $\tau$  et des quarks  $b$ , particules dont la durée de vie entraîne la présence de vertex déplacés. Il est également à même d'aider à l'identification des électrons par rapport aux pions chargés grâce au TRT (donc pour  $|\eta| < 2$ ). La résolution recherchée [27] pour ce système sur l'impulsion transverse s'exprime comme

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = 0,05\% p_T(\text{GeV}) \oplus 1\%. \quad (2.3)$$

### 2.2.3.1 Détecteur à pixels

La figure 2.7 montre la structure du détecteur à pixels.

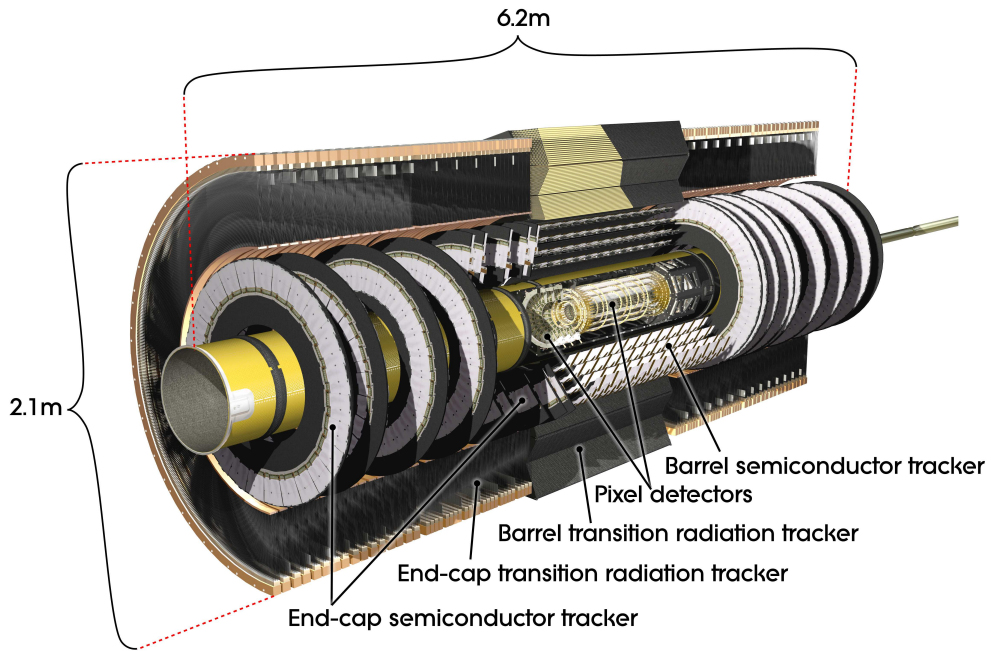


FIG. 2.6: Schéma du détecteur interne d'ATLAS. (Image publique d'ATLAS.)

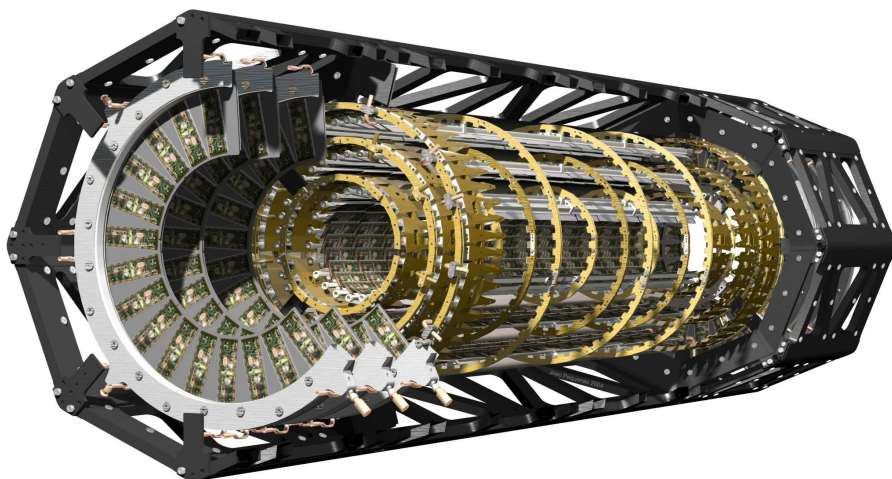


FIG. 2.7: Schéma du détecteur à pixels. Les supports mécaniques sont inclus. (Image publique d'ATLAS.)

La partie tonneau de ce détecteur, longue de 80 cm, est composée de trois couches successives, jouant un rôle primordial dans la reconstruction des vertex. La première de ces couches est située à seulement 5 cm du point d'interaction ; elle est la plus importante en ce qui concerne la reconstruction des vertex déplacés. La dernière couche est à un peu plus de 12 cm de l'axe. Chaque partie bouchon se compose de trois disques perpendiculaires à l'axe du faisceau d'un rayon d'environ 15 cm. Leurs projections sur l'axe sont situées de 50 cm à 65 cm du point d'interaction.

Ces différentes couches sont segmentées en pixels identiques d'une taille minimale de  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ . Il y a 46 080 canaux de lecture (47 232 pixels, certains non-reliés pour des raisons de place) sur chacune des 1 744 unités du détecteur à pixels, soit un total de plus de 80 millions de canaux de lecture.

En règle générale, une particule chargée traversant le détecteur à pixels impactera trois fois celui-ci. La précision sur le paramètre d'impact est de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  sur l'ensemble de l'intervalle en pseudo-rapacité [28].

### 2.2.3.2 Trajectographe à semi-conducteurs

La partie tonneau du SCT se compose de quatre couches cylindriques, situées entre 299 mm et 514 mm de l'axe du faisceau. Elle est longue de 1,5 m environ. Les parties bouchon sont constituées chacune de neuf disques perpendiculaires à l'axe du faisceau. Ces disques ont un rayon de 56 cm et sont situés à plus de 84 cm du point d'interaction.

Chaque couche de détection est composée de deux ensembles de micropistes de silicium ; la différence d'orientation entre les pistes issues de chacun de ces deux ensembles est de 40 mrad. Le croisement de la paire de micropiste avec laquelle la particule interagit lors d'un impact repère la position de celle-ci. La précision atteinte est de  $17 \mu\text{m}$  selon  $(R - \phi)$  et de  $580 \mu\text{m}$  selon  $z$  (respectivement  $R$ ) dans la partie cylindrique (respectivement dans les disques). Cette précision est atteinte grâce à la présence de plus de 6 millions de canaux de lecture.

En règle générale, une particule chargée traversant le trajectographe à semi-conducteurs laissera quatre impacts.

### 2.2.3.3 Trajectographe à rayonnement de transition

La couche la plus externe du détecteur interne est basée sur la technologie des tubes à dérive. Des tubes en polyimide de 4 mm de diamètre sont remplis d'un mélange gazeux xénon (70%) – dioxyde de carbone (27%) – dioxygène (3%) et pourvus en leur centre d'un filament de tungstène plaqué or. Ce filament sert d'anode, portée à une tension de l'ordre du kilovolt ; la paroi du tube sert de cathode. Lors du passage d'une particule chargée, le gaz s'ionise et les charges ainsi créées sont collectées. Le temps de dérive des charges entre leur lieu de production et leur lieu de collecte permet de calculer leur distance radiale au centre du tube. La précision atteinte est de  $130 \mu\text{m}$ .

La partie tonneau est composée de 73 couches de tels tubes parallèles à l'axe du faisceau (entre 56 cm et 107 cm, sur une longueur de 1,4 m). Il n'y a donc pas d'information sur  $z$ . Les parties bouchon sont composées chacune de 160 couches de tubes de 37 cm de long disposées de façon radiale (depuis une distance à l'axe de 64 cm jusqu'à une distance d'un mètre). Cette géométrie entoure les roues du SCT. Il n'y a cette fois pas d'information sur la distance à l'axe des faisceaux.

Si l'information sur une coordonnée est perdue dans chaque cas, la présence d'un grand nombre d'interactions entre particules et détecteur (en moyenne 36 impacts par particule dans la partie tonneau) permet, en complément des informations des deux autres sous-systèmes du détecteur interne, une très bonne reconstruction des trajectoires des particules.

La dénomination "radiation de transition" vient de l'effet utilisé pour distinguer les électrons des pions chargés. Les tubes sont positionnés dans une matrice en polypropylène. Le changement de permittivité électrique lors du passage d'une particule chargée entre ce milieu et le mélange gazeux contenu dans le tube entraîne l'émission d'un rayonnement (la radiation de transition) dont l'énergie dépend de  $\gamma = \frac{E}{m}$ . Le rayonnement dû à un électron est donc plus énergétique que celui dû à un pion chargé. Un électron dépose donc plus d'énergie qu'un pion chargé à impulsion égale.

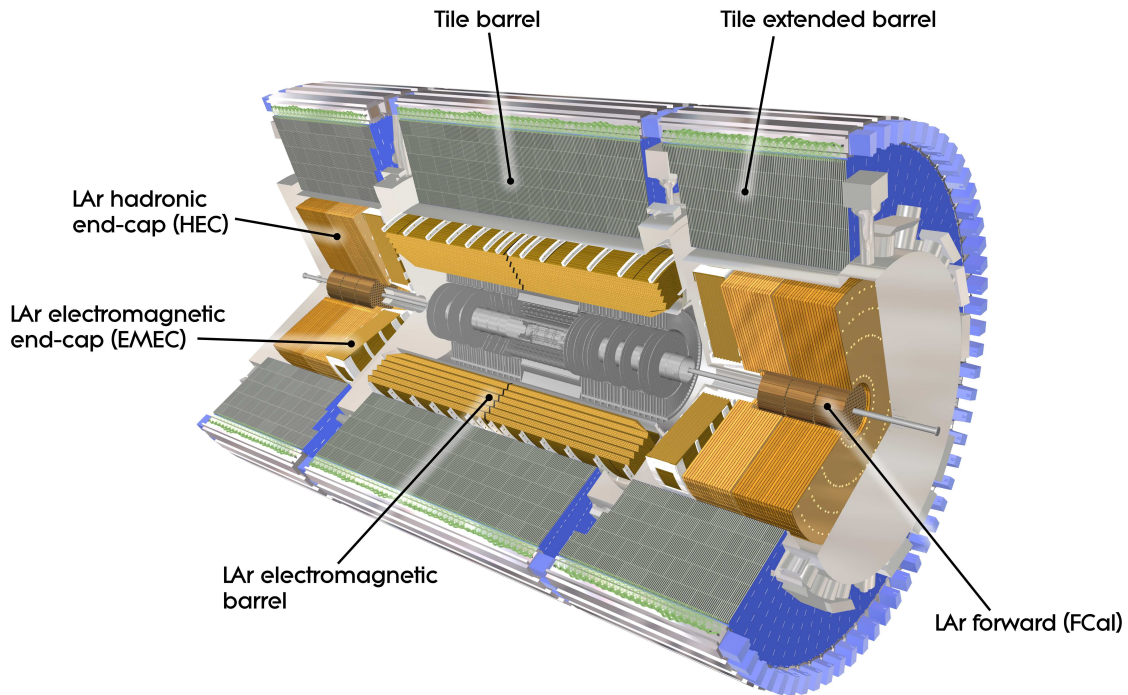


FIG. 2.8: Le système de calorimétrie d'ATLAS. Les différents calorimètres sont indiqués sur la figure ; une description plus détaillée en est donnée dans le texte. (Image publique d'ATLAS.)

## 2.2.4 Calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est le lieu où la plupart des particules quittant le détecteur interne déposent toute ou partie de leur énergie, les neutrinos constituant la seule exception dans le Modèle Standard. Le système calorimétrique sert à la mesure de ces dépôts d'énergie. Il permet la reconstruction des jets et des photons, participe à la reconstruction des électrons (et, dans une moindre mesure, des muons) et permet la mesure de l'énergie transverse manquante.

Ses différents sous-systèmes sont répartis suivant une géométrie cylindrique ; ils sont représentés sur la figure 2.8. Au centre se trouvent les deux demi-tonneaux (l'un pour  $z > 0$ , l'autre pour  $z < 0$ ) du calorimètre électromagnétique ; ils partagent le cryostat de l'aimant solénoïdal. À chaque extrémité du tonneau se trouve un autre cryostat contenant un calorimètre électromagnétique (*Electromagnetic End-Cap*, EMEC), un calorimètre hadronique (*Hadronic End-Cap*, HEC) et un calorimètre « vers l'avant » (*Forward Calorimeter*, FCal). Les systèmes cités jusqu'ici utilisent de l'argon liquide (abrégé en *LAr*) comme milieu actif. La calorimétrie hadronique dans la partie tonneau utilise des tuiles scintillantes : il s'agit du calorimètre hadronique à tuiles (TileCal), décomposé en deux demi-tonneaux longs et deux tonneaux étendus aux extrémités.

Chaque calorimètre est constitué d'une succession de couches d'absorbeur et de matériau actif. Au sein de l'absorbeur, certaines particules perdent de leur énergie lors du développement de gerbes de particules-filles. Le matériau actif permet de détecter au moins l'un des constituants de la gerbe. La mesure de l'énergie déposée par les particules-filles dans les couches de matériau actif permet de remonter à l'énergie totale de la particule incidente. Les électrons et photons déposent leur énergie dans les calorimètres électromagnétiques, les hadrons dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Les muons ne perdent qu'une très faible fraction de leur énergie dans ces milieux et n'y créent pas de gerbe.

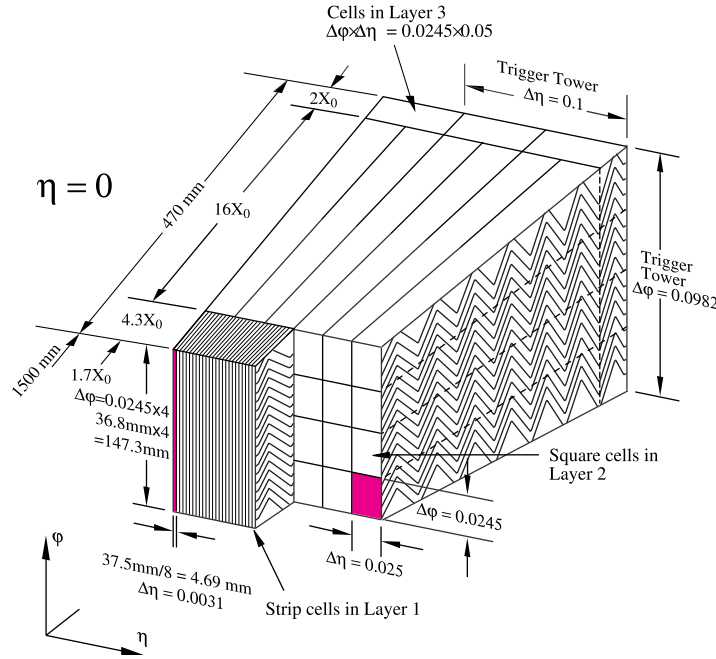


FIG. 2.9: Géométrie des cellules du calorimètre électromagnétique à argon liquide. (Image issue de la référence [27].)

### 2.2.4.1 Calorimètre électromagnétique tonneau

Le milieu absorbant de ce calorimètre est constitué de plomb. Les deux demi-tonneaux sont séparés par une zone morte de 4 mm d'épaisseur. Ils sont long chacun de 3,2 m, couvrant la moitié de la zone  $|\eta| < 1,475$ . Il a une masse de 57 tonnes. Ils sont constitués de trois couches concentriques. Chaque couche a une épaisseur variable en fonction de  $\eta$ . La structure en accordéon des électrodes (voir figure 2.9) permet une couverture azimutale complète sans zone morte.

La couche intérieure a une résolution en  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  de  $3,1 \cdot 10^{-3} \times 0,1$  pour  $|\eta| < 1,40$  et de  $0,025 \times 0,025$  pour  $1,40 < |\eta| < 1,475$ . La seconde couche est segmentée plus grossièrement ( $0,025 \times 0,025$  pour  $|\eta| < 1,40$  et  $0,075 \times 0,025$  pour  $1,40 < |\eta| < 1,475$ ). La résolution en énergie est donnée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus b \quad (2.4)$$

où les mesures effectuées à l'aide de faisceaux-test d'électrons et de positons donnent pour le terme stochastique  $a \approx 10\%$  et pour le terme constant  $b \approx 0,7\%$  [27].

La très fine granularité en  $\Delta\eta$  de la partie centrale de la première couche, couplée à l'information en  $\Delta\phi$  de la seconde, permet, en complément du détecteur interne lui aussi finement segmenté, de mesurer précisément la position des particules isolées. La seconde couche, de loin la plus épaisse, recueille l'essentiel de l'énergie déposée par les électrons et photons.

La couche la plus extérieure disparaît au-delà de  $|\eta| = 1,35$ . Sa résolution en  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  est de  $0,050 \times 0,025$ . Elle est destinée à absorber les queues des gerbes électromagnétiques.

Afin de pallier aux pertes d'énergies dans les parties plus internes d'ATLAS, une autre couche active d'argon liquide est utilisée. Il s'agit du pré-échantillonneur, cylindre de 3,1 m de long situé juste avant la première couche du calorimètre électromagnétique. Il couvre la région  $|\eta| < 1,52$ . Sa granularité est de  $0,025 \times 0,1$ .

### 2.2.4.2 Calorimètre électromagnétique bouchon

Le milieu absorbant de ces calorimètres est encore une fois constitué de plomb. Chaque calorimètre électromagnétique bouchon est constitué de deux roues coaxiales couvrant respectivement les zones

$1,375 < |\eta| < 2,5$  et  $2,5 < |\eta| < 3,2$ . L'ensemble est épais de 63 cm et situé entre 33 cm et 2,10 m de l'axe pour un poids de 27 t.

La région  $1,5 < |\eta| < 2,5$  comporte trois couches. La première est très finement segmentée en  $\eta$  et peu précise en  $\phi$ , comme dans le cas du tonneau. La deuxième couche a une résolution en  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  de  $0,025 \times 0,025$ . La résolution en  $\eta$  de la troisième diminue ensuite à 0,050. La résolution en énergie des calorimètres électromagnétiques bouchons est similaire à celle des tonneaux [27].

La région la plus extérieure de la roue extérieure ( $|\eta| < 1,5$ ) et la roue intérieure ne possèdent que deux couches, plus grossièrement segmentées (la résolution en  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  varie de  $0,025 \times 0,1$  à  $0,1 \times 0,1$ ).

Ici aussi, un pré-échantillonneur est utilisé. Il couvre la zone  $1,5 < |\eta| < 1,8$ .

### 2.2.4.3 Calorimètre hadronique bouchon

Ces calorimètres utilisent des plaques de cuivre comme absorbeur. Chacun d'eux est constitué de deux roues comportant 32 modules en forme de coin. Ces modules sont formés d'une succession de plaques de cuivre perpendiculaires à l'axe du faisceau et de régions actives contenant l'argon liquide.

Le rayon extérieur des roues est de 2,03 m. Leur rayon intérieur est de 0,475 m, sauf dans la partie la plus proche du tonneau, où ce diamètre est réduit à 0,372 m (voir figure 2.8). Ce décrochement permet d'étendre l'acceptance de ce calorimètre à  $1,5 < |\eta| < 3,2$ , assurant la continuité avec le calorimètre vers l'avant, dont l'acceptance commence vers  $|\eta| = 3,1$ . Les faisceaux-test [27] ont donné pour mesure du terme stochastique environ 21% dans le cas d'électrons et environ 71% dans le cas de pions. Les valeurs du terme constant correspondantes sont respectivement compatibles avec zéro et d'environ 6%.

De même, il existe un léger recouvrement avec le calorimètre hadronique à tuiles, dont l'acceptance s'étend jusqu'à  $|\eta| = 1,7$ .

La résolution en  $(\Delta\eta \times \Delta\phi)$  de ce sous-détecteur est de  $0,1 \times 0,1$  pour  $|\eta| < 2,5$  et  $0,2 \times 0,2$  sinon.

### 2.2.4.4 Calorimètre vers l'avant

L'absorbeur dans la partie électromagnétique est constitué de cuivre, celui dans la partie hadronique de tungstène. Chacun des deux calorimètres vers l'avant est constitué de trois modules ; le plus proche du point d'interaction remplit le rôle de calorimètre électromagnétique, les deux autres de calorimètres hadroniques. Ils couvrent la zone  $3,1 < |\eta| < 4,9$ .

Afin de limiter la réflexion de neutrons vers le détecteur interne, la face interne des calorimètres vers l'avant se situe à 4,7 m du point d'interaction. Le calorimètre vers l'avant ne dépassant pas du calorimètre hadronique bouchon, son extension spatiale est fortement limitée. L'absorption de l'énergie des particules incidentes doit donc se faire sur une très courte distance. L'emploi de tungstène dans la partie hadronique permet une absorption maximale de l'énergie des gerbes dans un espace réduit : la totalité du calorimètre vers l'avant correspond à environ 10 longueurs d'interaction.

Un quatrième « module », inerte, suit chaque calorimètre vers l'avant, servant de protection supplémentaire au spectromètre à muons.

Les faisceaux-test [27] ont donné pour mesure du terme stochastique environ 29% dans le cas d'électrons et environ 70% dans le cas des pions. Les valeurs du terme constant correspondantes sont respectivement d'environ 3,5% et d'environ 3%.

### 2.2.4.5 Calorimètre hadronique à tuiles

L'absorbeur est ici constitué de fer. Il alterne avec les tuiles scintillantes, parallèles au plan transverse. Le schéma d'un module est donné figure 2.10.

La résolution en énergie mesurée à l'aide des faisceaux-test donne pour des hadrons une valeur du terme stochastique d'environ 56% et une valeur du terme constant d'environ 5,5%. Toutes deux sont sujettes à une dépendance en  $\eta$ .

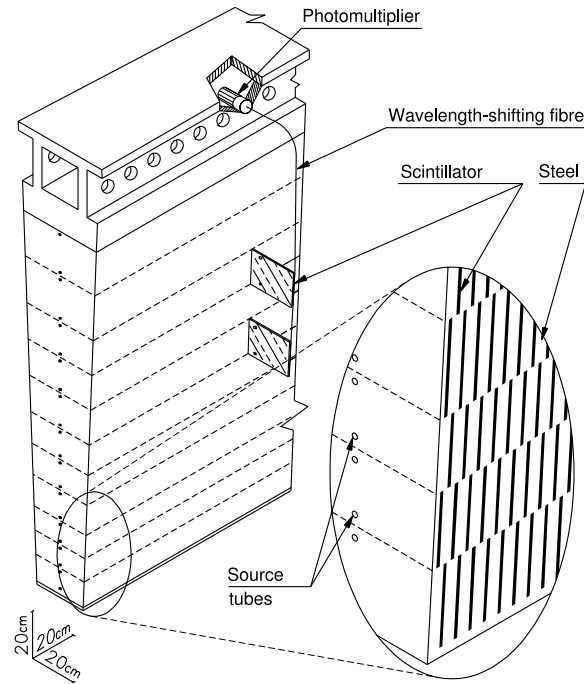


FIG. 2.10: Un des 64 modules d'une des partitions du calorimètre à tuiles. Les fibres optiques longeant le bord des tuiles scintillantes collectent la lumière de certaines d'entre elles. Les conduits percés dans les tuiles parallèlement à l'axe du faisceau servent au passage du césium (voir texte). (Image issue de la référence [27].)

Les deux demi-tonneaux longs couvrent la région  $|\eta| < 1,0$ . Les deux tonneaux étendus couvrent la région  $0,8 < |\eta| < 1,7$ . Les rayons intérieur et extérieur du calorimètre à tuiles sont respectivement 2,28 m et 4,25 m. Ces quatre partitions sont divisées chacune de façon azimutale en 64 modules identiques (en forme de coin).

Les photons émis lors du passage d'une particule dans les tuiles sont collectés par des fibres optiques situées aux deux bords libres de celles-ci et dirigés vers des photomultiplicateurs. Le choix des correspondances entre tuiles et photomultiplicateurs conduit à trois couches de détection dont les cellules sont pseudo-projectives en  $\eta$ .

Afin de garantir la précision des mesures d'énergie de ce sous-détecteur, trois systèmes d'étalonnage complémentaires sont régulièrement utilisés. L'injection de césium  $^{137}$  permet de propager un signal connu. Le césium subit une désintégration  $\beta$ ; l'énergie de l'électron est au plus de 512 keV dans 95% des cas, 1174 keV dans les 5% des cas restants. Ce deuxième cas de figure débouche sur l'émission d'un photon de 662 keV, utilisé pour l'étalonnage, dans les tuiles et les photomultiplicateurs; le LASER d'étalonnage permet de contourner tuiles et fibres pour injecter un signal connu directement dans les photomultiplicateurs et l'injection de charges permet de contrôler isolément la partie électronique. Au cours de ma thèse, j'ai eu l'occasion de participer aux premières phases de la mise en place du successeur du système LASER, comme décrit en 2.2.8.3.

## 2.2.5 Spectromètre à muons

Seuls les neutrinos et les muons peuvent franchir la barrière des calorimètres. Les premiers ne laissent d'indices de leur présence qu'à travers l'énergie transverse manquante. Le spectromètre à muons (figure 2.11) est dédié à la mesure des propriétés des seconds, complétant le détecteur interne.

Les tubes à dérive régulés (*Monitored Drift Tubes*, MDT) couvrent la zone  $|\eta| < 2,7$  et permettent des mesures précises de la trajectoire des muons. La couche la plus intérieure des trois que comporte



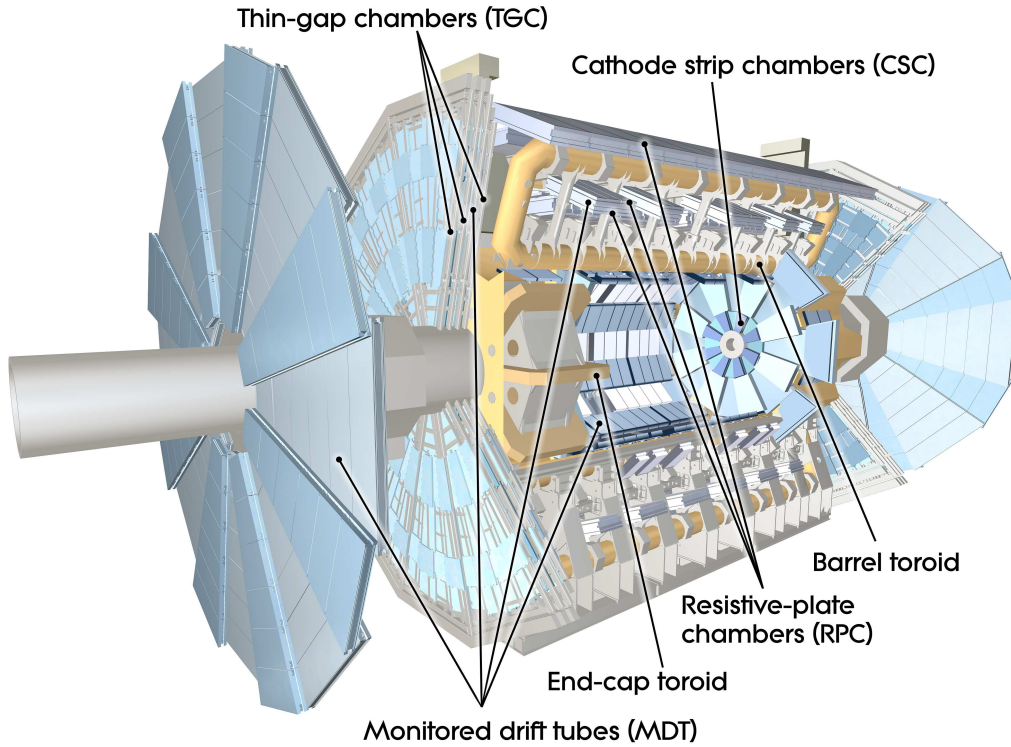


FIG. 2.11: Les différents composants du spectromètre à muons. Le système d’aimants (hors solénoïde) est inclus sur le schéma. (Image issue de la référence [27].)

ce sous-système couvre uniquement  $|\eta| < 2,0$ . Dans la zone  $2,0 < |\eta| < 2,7$ , les chambres à cathodes en bandes (*Cathode Strip Chambers*, CSC) prennent le relais face aux conditions plus exigeantes.

Il manque à ces deux sous-systèmes la mesure d’une des coordonnées ainsi qu’un temps de réponse suffisamment court pour servir au système de déclenchement. Ces lacunes sont comblées par les deux autres sous-systèmes : chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers*, RPC) ayant une couverture dans la zone  $|\eta| < 1,05$  et chambres à espace interélectrodes mince (*Thin Gap Chambers*, TGC) ayant une couverture dans la zone  $1,05 < |\eta| < 2,7$ . Ces dernières ne participent au système de déclenchement que pour  $1,05 < |\eta| < 2,4$ .

### 2.2.5.1 MDT

Les MDT sont constitués de tubes à dérives orientés orthoradialement. Au sein d’une couche, un module (trapézoïdal dans les bouchons, rectangulaire dans le tonneau) comprend deux groupes de tubes. Ces deux groupes sont séparés par un système de support comprenant un suivi constant des déformations mécaniques du module. En effet, pour obtenir la précision voulue sur les mesures, la position relative des différents éléments doit être connue à  $30 \mu\text{m}$  près.

Chaque groupe de tubes est organisé en trois (ou quatre pour les couches les plus internes du tonneau et des bouchons) couches de tubes. Cette organisation permet d’atteindre une précision de  $35 \mu\text{m}$  ( $30 \mu\text{m}$  pour les couches les plus internes du tonneau et des bouchons) sur la position de la trajectoire selon  $z$  ou  $R$ , respectivement pour le tonneau et les bouchons. Ce système donne une très bonne précision sur  $|\eta|$  mais ne fournit aucune autre information sur  $\phi$  que la plage angulaire couverte par un module donné.

### 2.2.5.2 CSC

Les CSC sont organisées dans chaque bouchon en huit paires de modules définissant huit secteurs angulaires identiques. Le décrochage selon  $z$  au sein de chaque paire permet un recouvrement partiel

des modules et la couverture azimutale complète.

Il s'agit de chambres multifils au fonctionnement similaire aux tubes à dérive : les fils (les anodes) baignent dans un mélange d'argon et de dioxyde de carbone ionisé au passage d'une particule chargée. Les charges ainsi créées sont collectées par les électrodes. Ici, seul le signal provenant des cathodes est lu.

Le fil central d'un module a une orientation radiale ; les autres lui sont parallèles. L'ensemble des anodes constitue quatre plans, successifs selon  $z$ . De part et d'autre (toujours selon  $z$ ) de ces plans, les cathodes sont divisées en bandes : fines et orthogonales aux anodes pour la mesure de  $R$ , grossières et parallèles aux anodes pour une mesure de  $\phi$  permettant une identification plus précise des traces.

La précision atteinte selon  $R$  est de 40  $\mu\text{m}$ , celle dans la direction orthoradiale de 5 mm.

### 2.2.5.3 RPC

Le principe est toujours celui de l'ionisation d'un mélange gazeux entre deux électrodes. Cette fois-ci, les deux électrodes sont des plaques résistives, parallèles entre elles. Un découpage en bandes de chaque électrode assure la granularité en  $\eta$  et  $\phi$  (les deux découpages sont orthogonaux).

La précision atteinte selon chaque coordonnée est de 10 mm.

### 2.2.5.4 TGC

Le principe des TGC est similaire à celui des CSC. Elles permettent d'obtenir une précision en  $\phi$  de l'ordre de 3 mrad.

Les distances réduites entre les électrodes permettent de réduire le temps de vol des charges et de récupérer un signal dans les 25 ns dans plus de 99% des cas. Ceci permet la contribution au système de déclenchement.

## 2.2.6 Détecteurs à grande pseudo-rapacité

ATLAS est complété dans les régions à haute pseudo-rapacité par trois détecteurs « vers l'avant ». Il s'agit de LUCID (*Luminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector*, mesure de Luminosité par un Détecteur Intégrateur à effet Cerenkov), ALFA (*Absolute Luminosity For ATLAS*, Luminosité Absolue Pour ATLAS) et ZDC (*Zero-Degree Calorimeter*, Calorimètre à Zéro Degré). Les deux premiers servent aux mesures de luminosité. Le dernier est utilisé dans les collisions impliquant des ions lourds.

### 2.2.6.1 LUCID

Ce système est installé à 17 m de chaque côté du point d'interaction (soit au niveau du spectromètre à muons), en  $|\eta| \approx 5,8$ . Il détecte les protons issus des collisions inélastiques par effet Cerenkov dans 20 tubes en aluminium de 1,5 m de long remplis de  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  (décafluorobutane) et orientés vers le point d'interaction.

La précision que peut atteindre LUCID seul est de l'ordre de 20 à 30%. Après étalonnage grâce à ALFA,<sup>(1)</sup> LUCID permet une mesure relative de la luminosité à mieux de 5%.

### 2.2.6.2 ALFA

Ce système est installé à 240 m de chaque côté du point d'interaction. Il utilise des fibres scintillantes approchant le faisceau jusqu'à 1 mm grâce à des pots romains (un détecteur monté sur soufflets, séparé du vide du faisceau par une très mince fenêtre). Il y a de chaque côté d'ATLAS deux paires de pots romains, situées à quatre mètres l'une de l'autre. Chaque paire comprend un pot approchant le faisceau par dessus et un par dessous. Il y a donc un total de huit pots.

---

<sup>(1)</sup>ALFA nécessite des conditions de faisceau particulières et n'est donc pas utilisable en permanence.

### 2.2.6.3 ZDC

Ce système est installé à 140 m de chaque côté du point d'interaction, juste après la séparation du faisceau en deux tubes. Il reçoit les neutrons issus des collisions d'ions lourds dans la zone  $|\eta| > 8,3$  afin de fournir une mesure de la centralité de celles-ci.

## 2.2.7 Système de déclenchement

Il se produit un croisement de paquets de protons toutes les 50 ns. Il est impossible d'enregistrer les données brutes correspondantes, *a fortiori* le résultat de leur traitement. Il n'est d'ailleurs pas non plus envisageable de traiter complètement autant de données à un tel rythme. Heureusement, la vaste majorité des collisions ne présente aucun intérêt particulier du point de vue de la physique étudiée par ATLAS.

Le système de déclenchement permet de sélectionner à travers trois niveaux successifs les événements d'intérêt dont les données seront traitées en profondeur et archivées. Le premier niveau utilise une électronique conçue pour cette seule fonction. Les deux autres niveaux forment le Déclencheur de Haut Niveau (*High Level Trigger*, HLT) et sont de nature informatique.

1. Le niveau L1 dispose en moyenne de 2,5  $\mu$ s pour prendre une décision basée sur des données grossières d'un sous-ensemble des systèmes d'ATLAS. Il identifie les régions du détecteur dans lesquelles un événement intéressant peut s'être produit et envoie cette information (région et type d'événement) au second niveau. À ce stade, la fréquence des événements sélectionnés n'est déjà plus que de 75 kHz, à comparer aux 20 MHz des collisions.
2. Le niveau L2 utilise les informations détaillées fournies par ATLAS tout en se limitant aux régions désignées par le niveau L1. Il a en moyenne besoin de 40 ms pour prendre une décision. Après L2, la fréquence des événements arrivant au dernier niveau du déclencheur est de 3,5 kHz.
3. Le dernier niveau est le filtre à événements (ou EF, pour *Event Filter*). Une ferme d'ordinateurs reconstruit les événements. Le traitement de chaque événement prend en moyenne quatre secondes. La fréquence d'enregistrement sur disque après les trois niveaux de déclenchement est de 200 à 400 Hz. À ce stade, les événements sont également séparés en différents flux (un même événement peut être enregistré sur plusieurs flux différents) en fonction de ses particularités ayant conduit à sa sauvegarde (par exemple : présence d'un muon d'impulsion supérieure à un seuil donné).

## 2.2.8 Évolution

La période d'arrêt du LHC sur les années 2013 et 2014 (LS1, *Long Shutdown 1*, ou premier Arrêt Prolongé) a été l'occasion d'améliorer certaines des caractéristiques d'ATLAS.

### 2.2.8.1 IBL

La plus intérieure des couches du détecteur à pixels, de par son exposition, a une durée de vie limitée. Plutôt que de remplacer directement cette couche au cours du LS1, il a été décidé d'insérer une quatrième couche au détecteur à pixel : la couche B insérable, ou *Insertable B Layer* (IBL). Celle-ci est comprise entre l'ancien détecteur à pixels et un nouveau tube (où ont lieu les collisions) de 48,6 mm de diamètre. Le diamètre intérieur de l'IBL est de 66 mm.

### 2.2.8.2 Système de déclenchement

Le système de déclenchement a été modifié. Les deux composantes du HLT ont été fusionnées afin de suivre l'évolution des ressources à disposition (notamment l'architecture du réseau utilisé) et d'augmenter la flexibilité de l'ensemble. Les fréquences de traitement ont été augmentées, passant à 100 kHz pour le niveau L1 et à 1000 Hz pour le HLT. Il a également été possible d'augmenter le nombre d'éléments distincts susceptibles d'activer le déclencheur ainsi que de lui faire prendre en considération de nouvelles caractéristiques de l'événement (notamment la topologie).

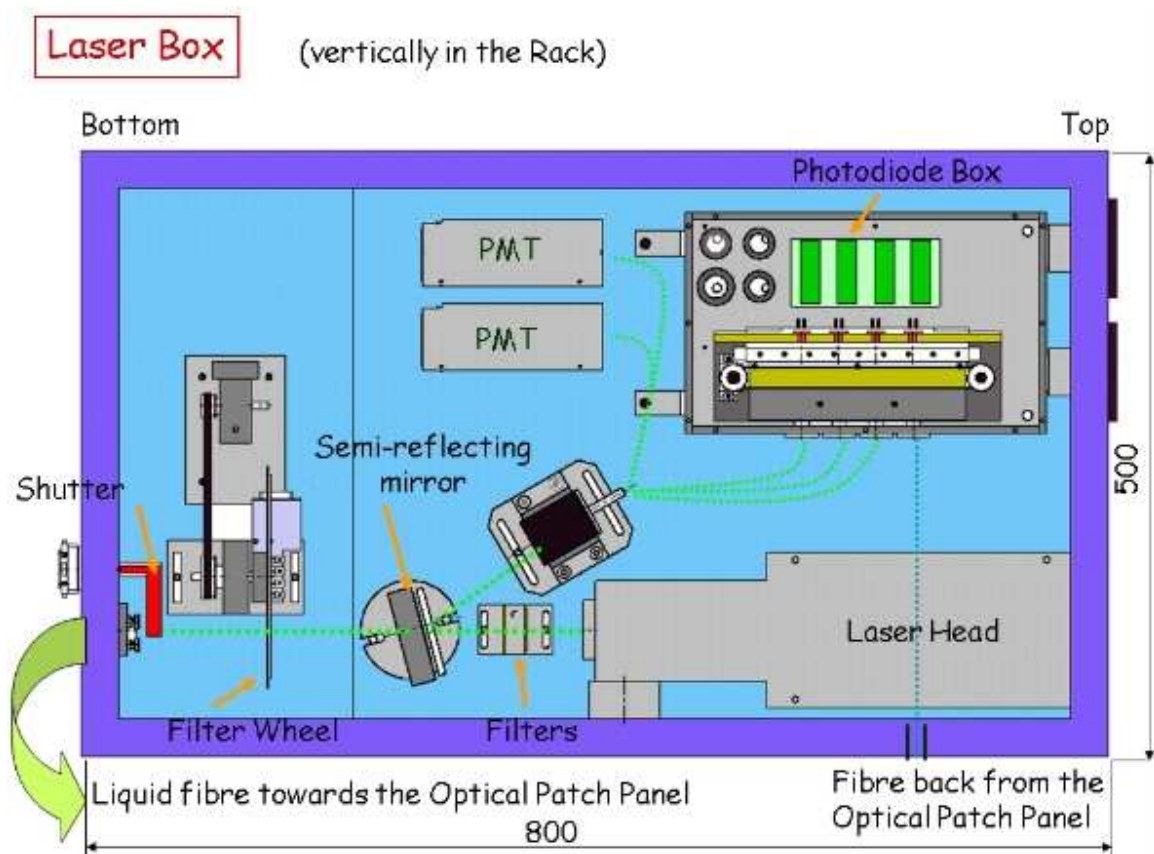


FIG. 2.12: Schéma de la « boîte LASER » du premier système d'étalonnage par LASER. (Image publique d'ATLAS.)

### 2.2.8.3 LASER II

Parmi les systèmes d'étalonnage du calorimètre à tuile figure un système LASER. La lumière envoyée par le LASER sert de référence pour l'étalonnage des photomultiplicateurs du calorimètre à tuiles. Elle doit donc être elle-même étalonnée. L'étalonnage réalisé par le premier système LASER présente plusieurs faiblesses. Le remplacement de ce système par son successeur, le LASER II, a pour but de les corriger.

#### 2.2.8.3.1 LASER d'étalonnage : ancien système [29]

L'étalonnage se fait au sein de la « boîte LASER » (ou *laser box*). Celle-ci, comme indiqué sur la figure 2.12, contient la tête LASER, les quatre photodiodes d'étalonnage, deux photomultiplicateurs servant à la synchronisation temporelle ainsi que divers éléments optiques. Les quatre photodiodes sont placées dans une boîte spécifique, dont la température et l'humidité sont contrôlées et réglées (la « boîte à photodiodes »).

À la sortie de la tête LASER, un miroir semi-réfléchissant dévie une partie du faisceau (8,8% de l'intensité lumineuse) vers un mélangeur de lumière. En sortie de celui-ci, trois fibres dirigent la lumière vers les deux photomultiplicateurs et la photodiode n°1. Le reste du faisceau est dirigé vers la roue à filtre. Ce dispositif permet de choisir parmi sept filtres atténuateurs (d'un facteur 3 à environ 1 000) et une simple ouverture pour éventuellement modifier l'intensité du faisceau. La sortie de la boîte LASER est finalement protégée par un dispositif de blocage du faisceau (permettant d'éviter tout envoi impromptu de lumière vers le calorimètre à tuiles).

À la sortie de la boîte LASER, la « boîte de Coimbra » permet de répartir de façon suffisamment homogène le faisceau dans près de 400 fibres optiques, conduisant la lumière, pour trois d'entre-elles

aux photodiodes restantes du système d'étalonnage du LASER, pour les autres aux différents modules du calorimètre à tuiles.

Les quatre photodiodes doivent elles aussi être étalonnées. Pour cela, une source d'americium 241, placée dans la boîte photodiodes, est employée. La source émet des particules  $\alpha$  dont l'énergie est connue (5,638 MeV). Elle est déplacée successivement devant chacune des quatre photodiodes pour leurs étalonnages respectifs. Deux logements blindés (en chaque bout de course) permettent d'éviter que le rayonnement  $\alpha$  viennent parasiter les autres mesures.

La lumière émise par la tête LASER n'est finalement contrôlée qu'à la sortie immédiate de celle-ci et en sortie de la boîte de Coimbra. Un contrôle supplémentaire entre la roue à filtres et la boîte de Coimbra est nécessaire afin de pouvoir contrôler le faisceau en chaque point de son parcours. La présence d'une unique diode en sortie de tête LASER est également problématique, n'offrant aucune redondance.

L'électronique souffre aussi de plusieurs défauts. Les capacités de la carte SLAMA en terme de mémoire sont insuffisantes pour permettre l'ajout de nouvelles photodiodes. À haute intensité du LASER, des problèmes de saturation apparaissent. Il y a également des pertes de synchronisation avec l'horloge du LHC, synchronisation pourtant cruciale pour que le LASER soit activé uniquement hors des croisements des paquets de protons.

Finalement, la boîte contenant le LASER I est verticale, conduisant à l'accumulation de poussière sur certains composants optiques et à des problèmes de maintenance.

### 2.2.8.3.2 LASER d'étalonnage : nouveau système

L'installation à l'horizontale du nouveau système est possible en aménageant le (nouveau) parcours optique *via* des miroirs et en sortant certains éléments de la boîte LASER. De plus, la présence d'un dilatateur de faisceau en amont de la roue à filtre permet d'améliorer le mélange de lumière. Mais le principal changement vient des photodiodes d'étalonnage. Celles-ci, maintenant hors de la boîte LASER, sont désormais au nombre de dix (voir figure 2.13).

Ces photodiodes sont de plus dorénavant placées dans des cassettes individuelles pour permettre un remplacement plus facile et un suivi individualisé des températures. L'ancien système d'étalonnage n'est donc plus envisageable. En remplacement, un nouveau système, nommé PHOCAL (*Photodiodes Calibration*, Étalonnage des Photodiodes), a été mis au point. Une même diode électroluminescente (LED) est à même d'éclairer, via des fibres optiques, ces dix photodiodes ainsi qu'une onzième, située à part. Cette onzième photodiode sert à l'étalonnage de la LED : elle est placée face à une source de rayons  $\alpha$  dont l'énergie est connue. Cette source sert donc de référence à la onzième photodiode, qui sert de référence à la LED, qui elle-même sert à l'étalonnage des dix photodiodes, qui enfin permettent de mesurer la lumière LASER.

Face à ce grand nombre de photodiodes, l'électronique a été redessinée, une nouvelle carte (LASCAR) concentrant les fonctions réparties auparavant sur plusieurs.

Enfin, les photodiodes sont capables de fonctionner dans deux régimes différents : haut gain et bas gain, permettant ainsi d'éviter la saturation de l'électronique.

### 2.2.8.3.3 Premiers tests du LASER II

Plusieurs types de mesures doivent pouvoir être effectués. Dans tous les cas la réponse enregistrée est la valeur (en nombres de coups de convertisseur analogique-numérique, ou ADC pour *Analogic-Digital Converter*) renvoyée par l'électronique en sortie de la (ou des) photodiode(s) concernée(s).

**Piédestaux** Distribution des signaux reçus des onze photodiodes en l'absence de toute exposition. La onzième photodiode est toujours exposée aux  $\alpha$ , mais, en l'absence de déclenchement sur ceux-ci, la probabilité de leur présence dans la porte d'une prise de données est très faible, de l'ordre du pourcent.

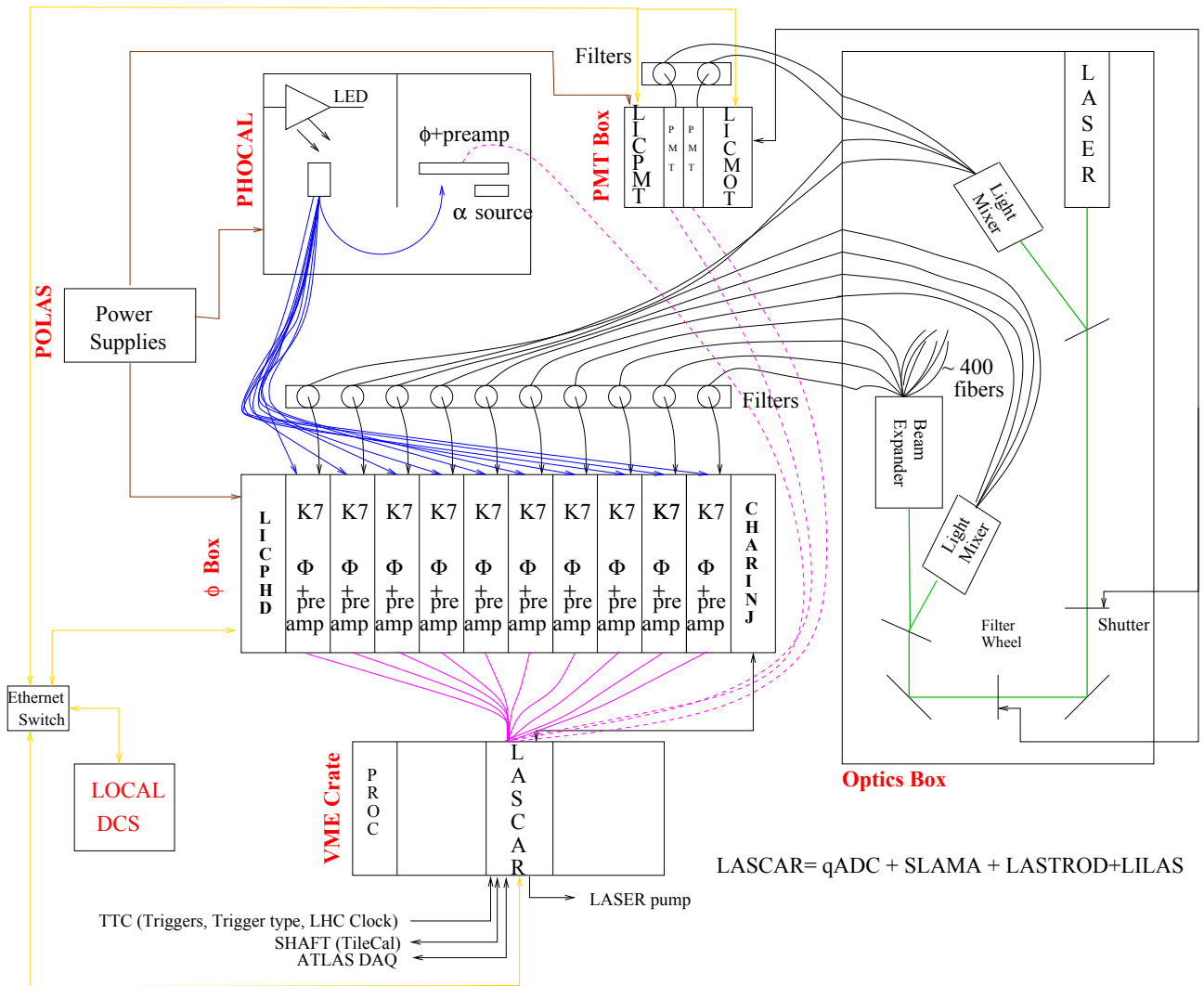


FIG. 2.13: Schéma de principe du système LASER II. «  $\Phi$  » désigne les photodiodes. Les acronymes sont pour la plupart ceux des différentes cartes électroniques présentes dans ce système. Le schéma a été fourni par l'équipe travaillant sur ce système.

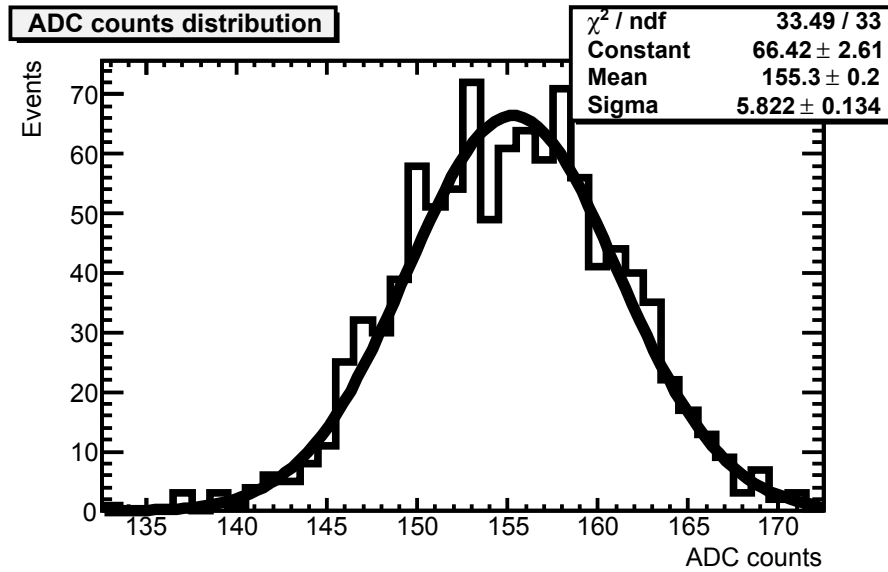


FIG. 2.14: Exemple de piédestaux mesurés aux débuts du banc test, début juillet 2013. La photodiode utilisée ici est l’une des dix de la boîte photodiodes. La mesure a été faite avec l’ancien ADC.

**LED** Une photodiode reçoit la lumière de la LED. Dans le cas de la onzième photodiode, les particules  $\alpha$  peuvent aussi déclencher l’électronique. De même que dans le cas des piédestaux, de telles coïncidences restent très rares.

**LASER** Les dix premières photodiodes reçoivent la lumière de la tête LASER.

**Alphas** La onzième photodiode déclenche sur les particules  $\alpha$  (LED éteinte).

**Injection de charges** La linéarité de l’électronique est testée.

Au cours de cette thèse, j’ai été amené à participer au développement du premier programme contrôlant les acquisitions par les photodiodes. Peu après, une fois un autre programme plus général mis en place, j’ai également participé au développement des outils d’analyse des premières mesures et à l’interprétation de celles-ci. Les résultats obtenus pendant cette période sont présentés ici.

### 2.2.8.3.3.1 piédestaux, bruit électronique

Les toutes premières mesures à avoir pu être effectuées concernent les piédestaux.

Il s’agit en premier lieu de vérifier qu’il n’y a pas de dégradation de la précision avec ce nouveau système par rapport à l’ancien. La distribution du nombre de coups ADC dans les piédestaux peut être modélisée par une gaussienne de moyenne  $\mu$ . Les premières expériences indiquent un étalement des mesures caractérisé par une moyenne quadratique (RMS) de 6 à 7 coups ADC (visible sur la figure 2.14) en bas gain pour les premières photodiodes montées dans leur cassettes, à comparer avec 5 coups pour l’ancien système. Ces tests ont été faits avec un ancien ADC, différent de celui prévu pour la version définitive du système. L’intégration du nouvel ADC dans le banc test a depuis permis de réduire cette RMS à 3 à 4 coups ADC (voir figure 2.15).

L’évolution en fonction du temps des paramètres de la gaussienne ajustant les données renseigne sur la stabilité du système. Un exemple d’évolution de la moyenne de la gaussienne mentionnée plus haut se trouve figure 2.16. L’évolution observée sur cette figure peut s’expliquer par l’influence de la température, comme indiqué au paragraphe suivant. À ce stade, la distribution (figure 2.17) de toutes les valeurs de  $\mu$  a une moyenne de 526,9 coups ADC et une RMS de 2,6 coups ADC, soit 0,5% de la valeur moyenne.

### 2.2.8.3.3.2 Influence de la température

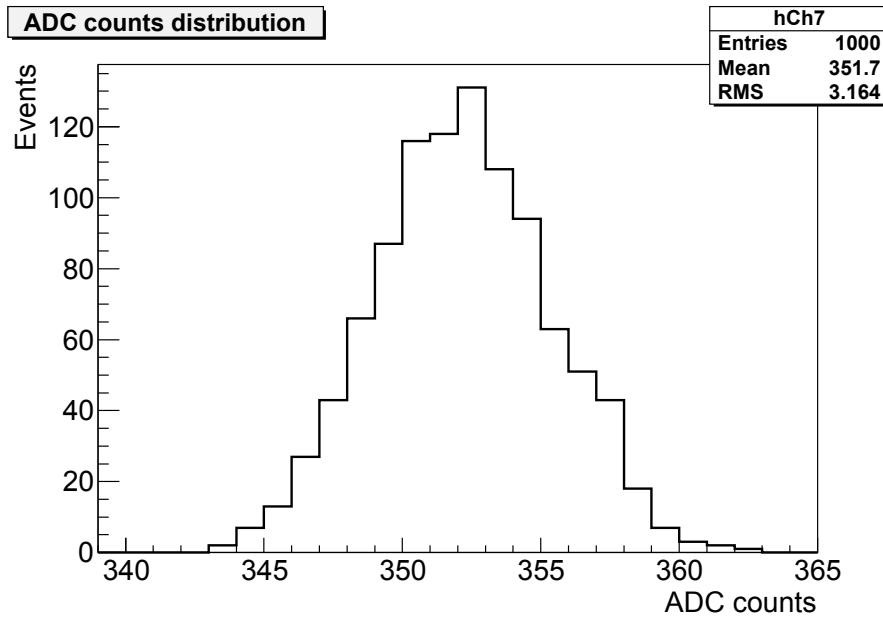


FIG. 2.15: Exemple de piédestaux mesurés avec le nouvel ADC (voir texte).

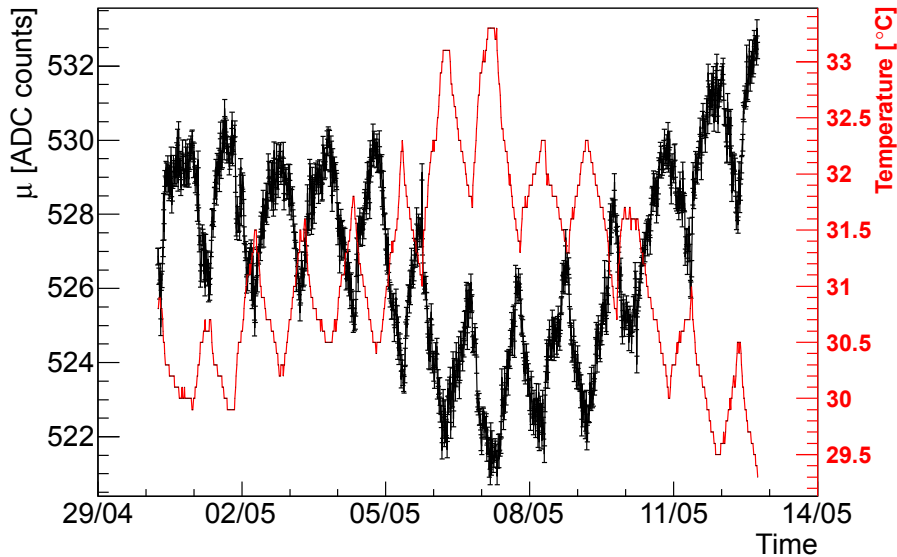


FIG. 2.16: Évolution de la valeur moyenne résultant de l'ajustement gaussien des piédestaux ( $\mu$ ) au cours du temps. La période considérée correspond aux mesures effectuées du 1<sup>er</sup> au 13 mai 2013. Les variations journalières s'expliquent par les variations de température dans la pièce où les mesures avaient lieu (voir paragraphe 2.2.8.3.3.2).



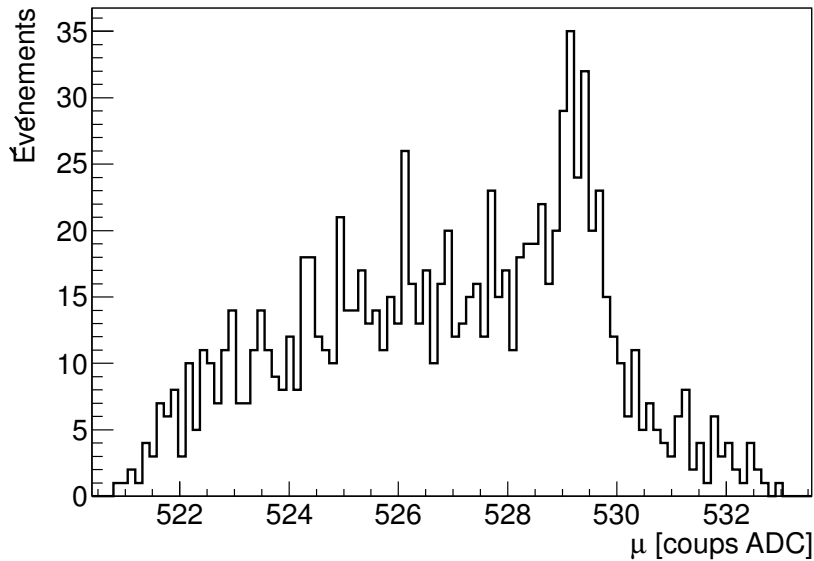


FIG. 2.17: Distribution de la valeur moyenne résultant de l’ajustement gaussien des piédestaux ( $\mu$ ) au cours du temps. La période considérée correspond aux mesures effectuées du 1<sup>er</sup> au 13 mai 2013. La moyenne est de 526,9 coups ADC et la RMS de 2,6 coups ADC, soit 0,5% de la valeur moyenne.

La température est relevée au niveau de chaque photodiode, ainsi qu’en d’autres points du système. Lors des tous premiers tests visant à mesurer l’influence de la température sur la réponse des photodiodes, réalisés avec une architecture logicielle minimale, les valeurs données par les sondes de température étaient traitées de façon équivalente aux données fournies par les photodiodes. Or une mesure d’étalonnage (linéarité, piédestaux, ...) à partir des photodiodes nécessite un grand nombre de prises de données dans un intervalle de temps très bref, où la température ne varie donc pas. Un grand nombre de doublons d’une même valeur étaient donc sauvegardés.

Par la suite, les températures, ainsi que d’autres données (humidité, identification unique de chaque photodiode, ...) ont été enregistrées dans une base de données MySQL séparée. Ce changement préfigure la séparation TDAQ/DCS dans la version finale du LASER II : la TDAQ (*Trigger and Data Acquisition*, Déclencheur et Acquisition des Données) traitera les données issues des photodiodes aux côtés de celles issues des événements (par exemple, le signal dans les photomultiplicateurs du calorimètre à tuiles scintillantes), le DCS (*Detector Control System*, Système de Contrôle du Détecteur) enregistrera les paramètres du LASER II (températures, humidité, ...) aux côtés de ceux des différents sous-systèmes d’ATLAS (par exemple, les positions relatives des chambres à muons).

Au cours des premiers essais, le système a été soumis à d’importantes variations de températures (jusqu’à 2 °C au cours d’une journée et jusqu’à 4 °C sur toute la prise de données). L’influence de la température sur la valeur de  $\mu$  des piédestaux a alors été très clairement visible (voir figure 2.18). Il est possible de corriger cette influence de la température à l’aide d’un ajustement de la distribution de la figure 2.18 par une droite. Après correction et en conservant une moyenne des  $\mu$  à 526,9 coups ADC, la RMS de leur distribution n’est plus que de 0,8 coups ADC, soit 0,16% de la valeur moyenne. En pratique, le passage à un environnement régulé en température (l’amplitude des variations est de l’ordre de 0,5 °C) a été préféré.

### 2.2.8.3.3 Linéarité de l’électronique

Un autre test important concerne la linéarité de la réponse de l’électronique. Pour vérifier celle-ci, une charge connue est injectée et la réponse est mesurée en sortie. Les premiers tests (figure 2.19) montrent une bonne linéarité de l’électronique (la valeur absolue des résidus ne dépasse pas les quinze

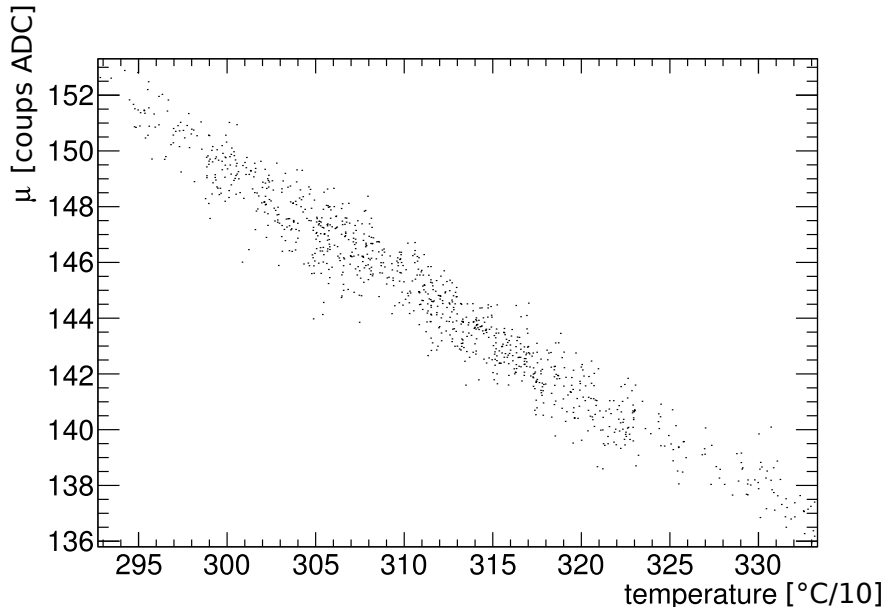


FIG. 2.18: Corrélation entre température et valeur moyenne résultant de l’ajustement gaussien des piédestaux ( $\mu$ ) lors des mesures effectuées du 1<sup>er</sup> au 13 mai 2013. La température est exprimée en dixièmes de degrés Celsius.

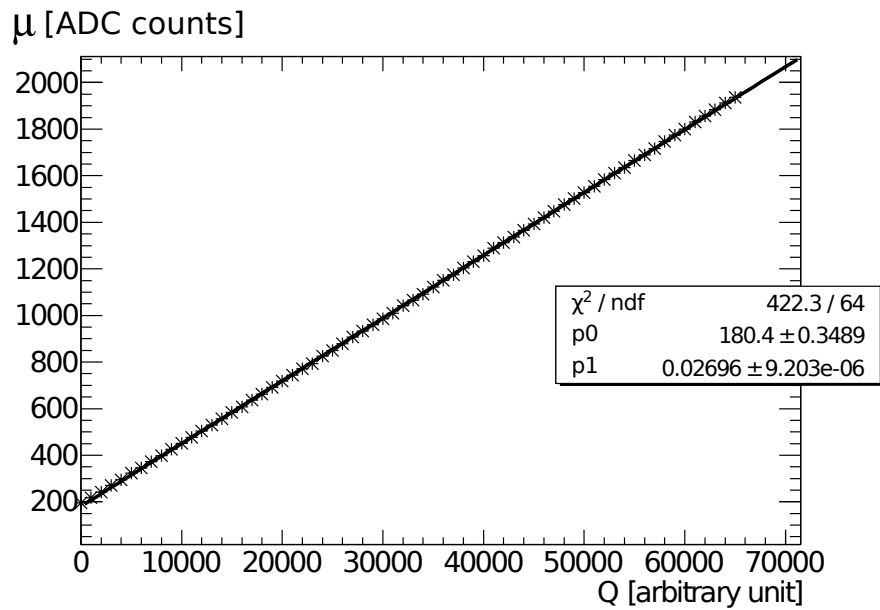


FIG. 2.19: Résultats d’un test de linéarité de l’électronique d’une des photodiodes lors des mesures de juillet 2013. Le coefficient de corrélation  $r$  est de 0,999 969.

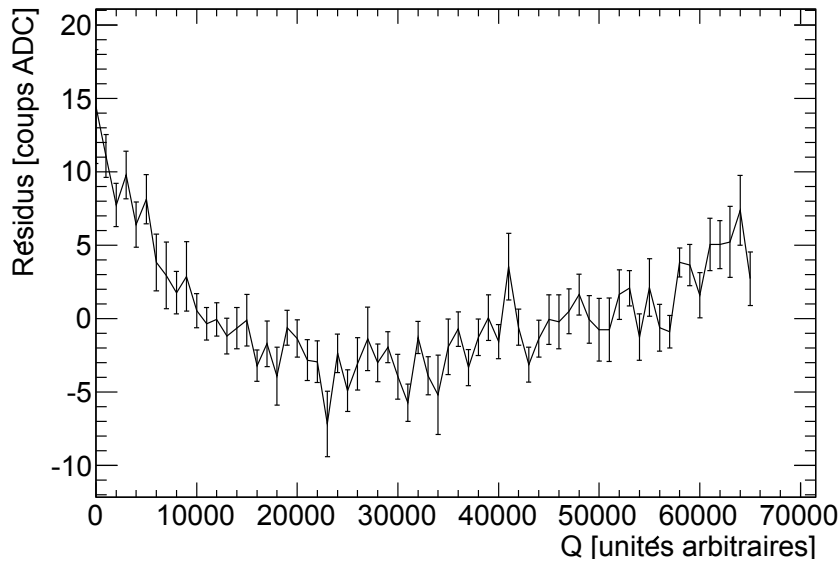


FIG. 2.20: Résidus résultant de l’ajustement montré en figure 2.19.

coups ADC, comme montré sur la figure 2.20). À titre d’exemple, quatre photodiodes ont pu être testées lors de l’essai correspondant à la figure 2.19 ; les coefficients de corrélation calculés pour celles-ci sont d’environ 0,999 97.

#### 2.2.8.3.4 Avancement récent

Le nouveau système d’étalonnage par LASER du calorimètre à tuiles scintillantes a permis de remédier à plusieurs des faiblesses de son prédécesseur. Un exemplaire de ce LASER II a été installé en USA15 (caverne jouxtant celle abritant ATLAS) en octobre 2014. Les derniers tests ont montré une stabilité des dix photodiodes de la boîte photodiodes par rapport à la photodiode de PHOCAL à 0,3% sur un mois. La stabilité de cette dernière par rapport à la source  $\alpha$  a également été mesurée à 0,3% sur un mois.

Un second exemplaire du LASER II est disponible en surface dans le bâtiment 175 depuis le 17 mars 2015 pour permettre la mise en place de tests complémentaires sans affecter le détecteur et pour fonctionner avec les démonstrateurs des futures améliorations d’ATLAS.

#### 2.2.8.4 Étapes futures

Le prochain arrêt prolongé (LS2) du LHC est prévu pour 2018. Au redémarrage en 2019, il devrait délivrer à ATLAS une luminosité instantanée deux à trois fois supérieure à celle ayant servi de référence lors de la construction du détecteur ( $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). L’augmentation des radiations devrait pouvoir être soutenue par les parties les plus exposées du détecteur, mais cette luminosité nécessitera l’amélioration du système de déclenchement. Comme indiqué dans la référence [30], les principales modifications apportées à ATLAS devraient être liées à ce système. Les sous-systèmes bouchons servant au déclenchement du spectromètre à muons et l’interface entre le calorimètre électromagnétique et le système de niveau L1 seront les points les plus importants. Des modifications pourraient également avoir lieu au niveau des détecteurs à haute pseudo-rapidité.

Après l’arrêt suivant, le LHC redémarrera en 2024 avec une luminosité alors cinq fois supérieure à celle ayant servi de référence lors de la construction d’ATLAS. Pour faire face à ce flot d’événements et de particules, le détecteur interne devra être complètement changé [31]. De plus, il est envisagé de séparer en deux le premier niveau du système de déclenchement, afin de pouvoir inclure des informations de ce nouveau détecteur interne. Les nouvelles spécifications du système de déclenchement ne seraient

cependant alors plus compatibles avec l'électronique de lecture des différents sous-systèmes d'ATLAS (passant après le niveau L1 de 100 kHz avec un temps de latence de 3  $\mu$ s au plus à 200 kHz et 14  $\mu$ s). Cette électronique devra alors être remplacée. Dans le cas du calorimètre à tuiles scintillantes, un module-témoin pourvu de cette nouvelle électronique a été installé lors de LS1. Il a pour but de valider cette nouvelle électronique.



Deuxième partie

*Analyse*



# Chapitre 3

## Analyse du lot de données partiel

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>59</b>
<b>3.1 Signature recherchée</b> . . . . .	<b>60</b>
3.1.1 Choix de l'état final . . . . .	60
3.1.2 Bruits de fond . . . . .	61
3.1.3 Autres éléments de la signature du signal . . . . .	62
<b>3.2 Données utilisées</b> . . . . .	<b>62</b>
3.2.1 Lot de données . . . . .	62
3.2.2 Objets . . . . .	63
<b>3.3 Simulation des événements avec deux leptons de même charge</b> . . . . .	<b>65</b>
3.3.1 Simulation Monte Carlo . . . . .	65
3.3.2 Facteurs d'échelle . . . . .	67
3.3.3 Incertitudes systématiques sur les événements simulés . . . . .	67
<b>3.4 Bruits de fond instrumentaux</b> . . . . .	<b>68</b>
3.4.1 Méprise sur la charge . . . . .	68
3.4.2 « Faux » leptons . . . . .	70
3.4.3 Recouvrement entre fakes et misid . . . . .	73
<b>3.5 Présélection</b> . . . . .	<b>73</b>
<b>3.6 Validation de la modélisation</b> . . . . .	<b>74</b>
<b>3.7 Sélection finale</b> . . . . .	<b>79</b>
<b>3.8 Limites observée et attendues</b> . . . . .	<b>81</b>
<b>3.9 Résultats et interprétation</b> . . . . .	<b>82</b>
<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>83</b>

---

### Introduction

La mise à disposition au plus tôt d'un lot partiel (environ 70%) des données enregistrées lors de l'année 2012 a permis à bon nombre d'analyses d'ATLAS de présenter rapidement des résultats préliminaires, raffinés par la suite lorsque la totalité des données de 2012 a été disponible.

La première analyse présentée ici se base sur les premiers  $14,3 \text{ fb}^{-1}$  délivrés par le LHC en 2012, lors de collisions proton-proton avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV. C'est dans cette analyse que j'ai inclus le signal à quatre quarks top issue du modèle 2UED/RPP.



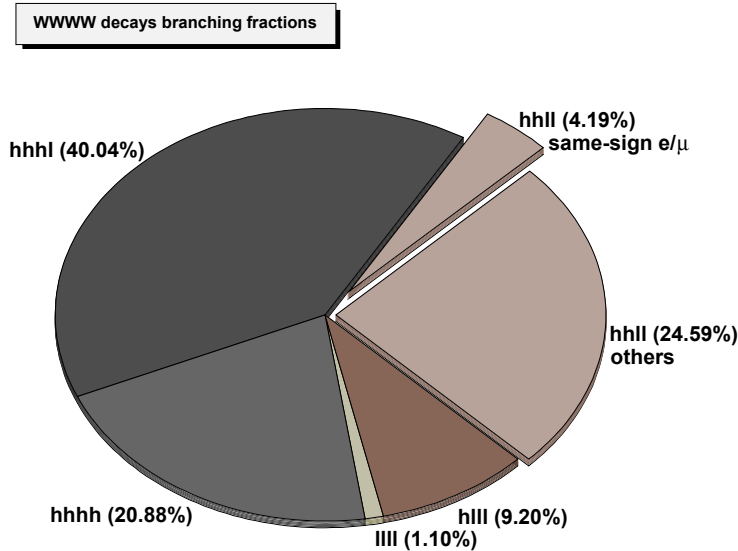


FIG. 3.1: Rapports d'embranchement pour les différents modes de désintégration de quatre bosons  $W$  ( $W^+W^-W^+W^-$ ). Sur ce diagramme, « h » correspond à la désintégration hadronique d'un  $W$ , « l » à sa désintégration leptonique (y compris en lepton  $\tau$ ). (Le diagramme est issu de la référence [32], interne à ATLAS.)

### 3.1 Signature recherchée

#### 3.1.1 Choix de l'état final

Lors d'un événement à quatre quarks top, chacun d'eux va se désintégrer presque uniquement en un boson  $W$  et un quark  $b$ . Les bosons peuvent alors se désintégrer à leur tour, soit de façon leptonique (en un lepton chargé et un neutrino de même saveur), soit de façon hadronique (en un quark et un antiquark). En fonction des types de désintégration des  $W$  issus respectivement des quarks top et des anti-quarks top, plusieurs topologies sont possibles, comme indiqué figure 3.1. Dans cette analyse, les seuls leptons électriquement chargés considérés sont l'électron et le muon. Ils peuvent être issus de la désintégration leptonique d'un tau.

La présence d'un ou de plusieurs leptons électriquement chargés dans une signature permet de distinguer celle-ci beaucoup plus facilement de l'important bruit de fond tirant son origine dans la QCD, caractéristique d'un collisionneur de hadrons. D'un autre côté, le  $W$  se désintègre de façon hadronique dans environ deux tiers<sup>(1)</sup> des cas. Une signature comportant davantage de  $W$  se désintégrant de façon hadronique permettra de travailler avec davantage de données et de limiter davantage les problèmes liés au manque de statistique.

Le cas de deux désintégrations leptoniques et deux désintégrations hadroniques est particulier en cela que les probabilités d'avoir des leptons de mêmes charges électriques ou de charges électriques opposées ne sont pas identiques. Le cas de charges identiques est moins fréquent, mais présente l'avantage de ne pouvoir être reproduit que par des phénomènes de Modèle Standard *beaucoup* plus rares que ceux engendrant deux leptons de charges opposées. C'est cette signature, deux leptons de charges électriques identiques et deux leptons seulement<sup>(2)</sup>, qui a été retenue pour la recherche d'événements à quatre quarks top produits par le modèle 2UED/RPP présenté au chapitre 1.

Cette analyse a été menée en commun par plusieurs équipes, regroupant l'étude de différents signaux pouvant conduire à cette topologie à deux leptons de même charge électrique : quark chiral de type  $b$  de

<sup>(1)</sup>Par ailleurs, les « leptons » considérés ici sont uniquement l'électron et le muon, potentiellement issus de la désintégration du tau. La part des désintégrations considérées ici comme leptoniques est donc encore amputée de la fraction des désintégrations hadroniques des taus.

<sup>(2)</sup>Cette restriction stricte sur le nombre de leptons sera levée lors de l'analyse de la totalité des données.

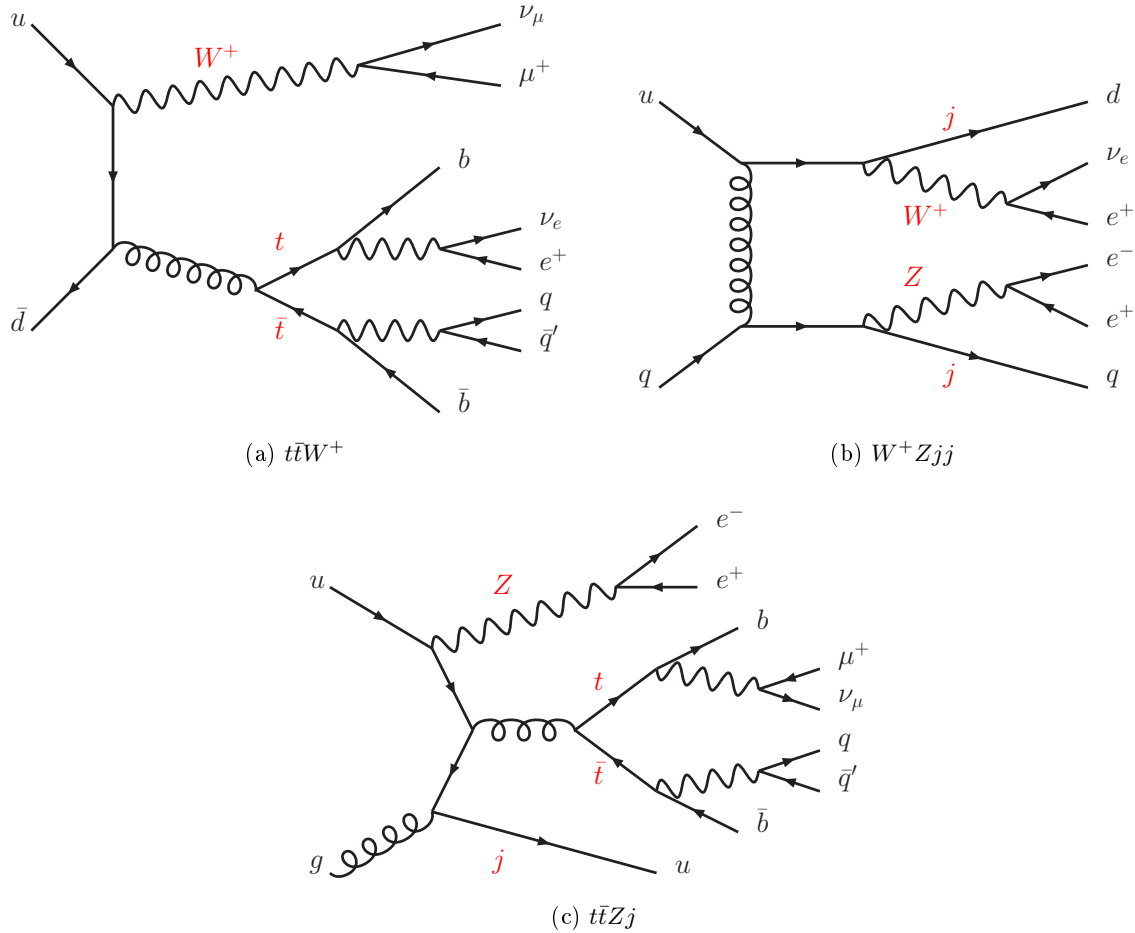


FIG. 3.2: Exemples de bruits de fond irréductibles. (a) Exemple de production associée d’une paire  $t\bar{t}$  et d’un boson  $W$ . (b) Exemple de production associée de deux bosons de jauge et de jets. (c) Exemple de production associée d’une paire  $t\bar{t}$ , d’un boson  $Z$  et d’un jet.

quatrième génération («  $b'$  », produit par paires et se désintégrant en  $tW$ ), quarks non-chiraux (VLQ, *Vector-Like Quarks*), paires de quarks top de même charge électrique et événements à quatre quarks top issus de différents modèles (le Modèle Standard lui-même, les modèles d’interaction de contact et de gluon brièvement présentés au chapitre 1 et enfin le modèle 2UED/RPP qui sert de support à cette thèse). Cette analyse commune a donné lieu à la publication d’une note de conférence [33].

### 3.1.2 Bruits de fond

Deux types de bruits de fond sont présents, les bruits de fond irréductibles et les bruits de fond instrumentaux.

Les bruits de fond irréductibles sont constitués des phénomènes du Modèle Standard qui peuvent eux aussi conduire à la production d’événements contenant deux leptons de même charge électrique. En outre, même si la sélection repose sur *exactement* deux leptons de même charge électrique, un lepton supplémentaire présent dans l’événement peut ne pas être pris en compte, par exemple à cause d’une trop faible impulsion transverse ou parce qu’il sort de la zone d’acceptance en  $|\eta|$ . Les bruits de fonds irréductibles pris en compte seront donc les phénomènes conduisant à un événement avec *au moins* les deux leptons voulus.

Les processus pris en compte ici sont les productions de  $WZ(+jets)$ ,  $ZZ(+jets)$ ,  $W^\pm W^\pm + jets$ ,  $t\bar{t}W(+jets)$ ,  $t\bar{t}Z(+jets)$  et  $t\bar{t}W^+W^-$ . Trois exemples de diagrammes de Feynmann de la production de paires de leptons de même charge électrique *via* ces processus sont donnés figure 3.2.

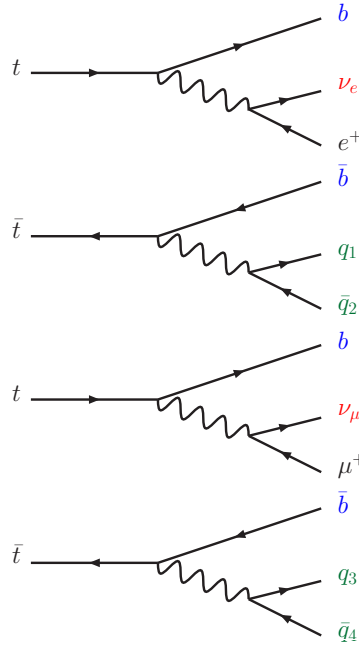


FIG. 3.3: Exemple de désintégration de quatre quarks top produisant deux leptons de même charge électrique.

Les bruits de fond instrumentaux correspondent à la reconstruction de la signature recherchée (deux leptons de même charge électrique) alors qu’il ne se trouve pas de telles particules dans l’événement. Ce type de bruits de fond sera détaillé dans la section 3.4

### 3.1.3 Autres éléments de la signature du signal

Afin de distinguer le signal recherché des bruits de fond, d’autres caractéristiques de la désintégration recherchée des quatre quarks top (montrée figure 3.3) sont utilisées. En premier lieu, la désintégration de deux des  $W$  reste hadronique ; il y a donc production d’un nombre important de jets, issus des quarks indiqués en vert et en bleu sur la figure 3.3. Par ailleurs, quatre de ces quarks sont des quarks  $b$  (en bleu sur la figure 3.3) ; il y aura donc plusieurs jets étiquetés<sup>(3)</sup>  $b$ . La présence de neutrinos (en rouge sur la figure 3.3) est également significative, conduisant à une importante énergie transverse manquante. Finalement, la présence d’un grand nombre d’objets, tous d’assez forte impulsion transverse, est utilisée à travers la variable  $H_T$ , définie comme la somme scalaire des impulsions transverses de tous les électrons, muons et jets de l’événement. Les produits de la désintégration en chaîne des particules des étages supérieurs du modèle 2UED/RPP contribuent également aux valeurs élevées prises par cette variable dans les événements de signal.

## 3.2 Données utilisées

### 3.2.1 Lot de données

Le lot de données utilisé correspond aux premiers  $14,3 \text{ fb}^{-1}$  délivrés par le LHC en 2012, lors de collisions proton-proton avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV. Les événements pris en considération sont ceux enregistrés du fait de la présence d’au moins un électron ou d’au moins un muon (correspondant aux flux « électron » et « muon » pour le HLT). Plus précisément, on demande à ce qu’au moins l’un des quatre déclencheurs suivants ait été activé :

- EF\_mu36\_tight ou EF\_mu24i\_tight pour le flux muon ;

<sup>(3)</sup>Voir l’explication à ce sujet dans la section 3.2.2.

- EF\_e60\_medium1 ou EF\_e24vhi\_medium1 pour le flux électron.

Dans ces dénominations, EF indique une sélection réalisée au niveau du filtre à événements. Les abréviations **e** et **mu** correspondent aux objets considérés (respectivement électron et muon), le nombre suivant à la valeur du seuil en impulsion transverse ( $p_T$ ) pour l'activation du déclencheur, **tight** et **medium1** aux critères de qualité remplis par l'objet. La présence d'un **i** indique que l'objet est isolé. Cette isolation est définie à partir de la variable  $p_T^{\text{cône}20}$ , égale à la somme scalaire des impulsions transverses de toutes les traces dans le détecteur interne (hormis celle de la particule de départ)

- se trouvant dans un cône  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0,2$  autour de celle de la particule de départ ;
- ayant une impulsion transverse de plus de 1 GeV ;
- dont la cote<sup>(4)</sup> du point le plus proche de l'axe du faisceau diffère au plus de 6 mm de la cote du point le plus proche de l'axe du faisceau de la trace de la particule d'origine.

L'isolation est alors définie par

$$\frac{p_T^{\text{cône}20}}{p_T} < 0,12 \quad (3.1)$$

pour les muons et par

$$\frac{p_T^{\text{cône}20}}{p_T} < 0,10 \quad (3.2)$$

pour les électrons. Les lettres **v** et **h** correspondent à des critères du déclenchement de niveau 1.

Par ailleurs, les événements pris en considération sont limités par la GRL (*Good Run List*, Liste des Séquences (de prise de données) de Bonne qualité), excluant les événements enregistrés par exemple lors d'un fonctionnement anormal du détecteur.

### 3.2.2 Objets

La définition des objets (électrons, muons, jets, énergie transverse manquante) utilisée dans cette analyse est la définition standard recommandée par le groupe « Top » d'ATLAS [34].

- Les jets sont reconstruits en tant qu'ensembles de groupes de cellules calorimétriques, associées grâce à l'algorithme anti- $k_t$  [35], pour lequel le paramètre de distance ( $R$  dans la référence) est pris égal à 0,4. Afin d'être pris en compte, un jet doit passer plusieurs sélections :
  - $p_T > 25$  GeV ;
  - $|\eta| < 2,5$  ;
  - $JVF > 0,5$  pour les jets associés à des traces dans le détecteur interne.

Le premier critère permet de ne conserver que des objets suffisamment énergétiques caractéristiques des événements de signal. Le second limite l'étude aux parties du calorimètre avec les meilleures performances. En ce qui concerne le troisième critère, la variable introduite,  $JVF$ , est définie comme le rapport entre d'une part la somme scalaire des impulsions transverses des traces (dans le détecteur interne) associées au jet, ayant une impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV et ayant pour origine le vertex primaire<sup>(5)</sup> et d'autre part la somme scalaire des impulsions transverses des traces associées au jet et ayant une impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV, sans critère d'association à un vertex donné. Ce troisième critère permet de rejeter les jets issus majoritairement d'autres collisions que celle étudiée (entre deux autres protons des deux mêmes paquets ou entre deux protons issus d'autres paquets), dénommés jets d'empilement.

Par ailleurs, afin de limiter le nombre de jets reconstruits à partir de gerbes issues d'un électron, le jet le plus proche de chaque électron reconstruit est supprimé s'il se trouve à une distance  $\Delta R$  inférieure à 0,2 de l'électron en question.

<sup>(4)</sup>Coordonnée selon  $z$ , donc selon l'axe du faisceau.

<sup>(5)</sup>Les événements n'ayant pas au moins un vertex formé d'au moins cinq traces d'impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV sont rejetés. Parmi ceux acceptés, le vertex primaire est celui qui, répondant au critère précédent, présente la somme scalaire des impulsions transverses des traces correspondantes la plus élevée.

- Du fait de leurs caractéristiques propres<sup>(6)</sup>, les jets issus spécifiquement d'un quark  $b$  peuvent être étiquetés comme tels par un algorithme (« MV1 ») utilisant des techniques d'analyse multi-variables [36]. Celui-ci peut étiqueter les jets issus d'un quark  $b$  (dits jets de  $b$ ) avec différentes probabilités. Ici, le point de fonctionnement à 70% d'efficacité d'étiquetage est choisi, correspondant à une méprise des autres jets (dits jets légers) pour des jets de  $b$  inférieure au pourcent.
- Les électrons sont définis par une gerbe électromagnétique dans le calorimètre électromagnétique, associée à une trace dans le détecteur interne (passant à moins de 2 mm de la position du vertex primaire); la gerbe et la trace doivent toutes deux satisfaire à certains critères de qualité. Les électrons doivent correspondre au critère de définition « tight++ » (« resséré », limitant les méprises). Leur énergie transverse,  $E_T$ , doit être supérieure à 25 GeV. Ils doivent de plus être détectés par une partie bien instrumentée du calorimètre électromagnétique, soit  $|\eta| < 1,37$  ou  $1,52 < |\eta| < 2,47$ . Les électrons doivent également être isolés aussi bien au niveau du détecteur interne qu'au niveau du calorimètre électromagnétique. Pour cela, des limites sont imposées respectivement sur la somme scalaire des impulsions transverses des autres traces dans un cône défini autour de l'électron par  $\Delta R = 0,3$  et par la somme des énergies transverses des dépôts d'énergie dans un cône de  $\Delta R = 0,2$ . Ces limites varient en fonction de l'énergie transverse de l'électron et de la valeur absolue de sa pseudo-rapacité et sont choisies de sorte à ce que chacun de ces deux critères d'isolation ait une efficacité de 90%. Par ailleurs, seuls sont pris en considération les électrons suffisamment séparés des jets définis plus tôt. Cette séparation est définie comme  $\Delta R(e, \text{jet}) > 0,4$ .
- Les muons sont définis à partir des impacts corrélés dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons. Les muons doivent avoir interagi avec suffisamment de cellules de détection de ces systèmes (les zones mortes sur le chemin de la trajectoire sont comptées comme interactions si elles ne sont pas trop nombreuses). La trace dans le détecteur interne doit passer à moins de 2 mm de la position du vertex primaire. Les muons sélectionnés doivent avoir une impulsion transverse d'au moins 25 GeV et satisfaire à  $|\eta| < 2,5$ . Ils doivent correspondre au critère de définition « tight » (« resséré », limitant les méprises). Les muons doivent également être isolés. Cette isolation est dynamique : la taille du cône servant à la définition du critère d'isolation varie avec l'impulsion transverse du muon ; il s'agit de « mini-isolation ». La taille du cône est définie par  $\Delta R = \frac{10 \text{ GeV}}{p_T}$ . La somme scalaire des impulsions transverses de toutes les autres traces dans ce cône doit être inférieure à 5% de l'impulsion transverse de la trace du muon. Par ailleurs, seuls sont pris en compte les muons suffisamment séparés des jets définis plus tôt. Cette séparation est définie comme  $\Delta R(\mu, \text{jet}) > 0,4$ .
- L'énergie transverse manquante correspond à l'énergie emportée par les neutrinos ou d'éventuelles nouvelles particules n'interagissant pas non plus avec le détecteur. Afin de tenir compte non seulement des objets reconstruits, mais aussi de la totalité des dépôts d'énergie dans les calorimètres d'ATLAS, elle est définie comme :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (3.3)$$

où :

$$E_i^{\text{miss}} = E_i^{\text{Jet}} + E_i^{\text{Elec}} + E_i^{\text{Muon}} + E_i^{\text{Doux}} + E_i^{\text{Cellule}}, \quad i \in \{x; y\}. \quad (3.4)$$

Les termes de (3.4) sont définis comme suit.

$E_i^{\text{Jet}}$  Dépôts d'énergie dans les calorimètres associés aux jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Les corrections appliquées aux reconstructions des jets sont propagées à ces dépôts.

$E_i^{\text{Elec}}$  Dépôts d'énergie dans les calorimètres associés aux électrons d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Les corrections appliquées aux reconstructions des électrons sont propagées à ces dépôts.

---

<sup>(6)</sup> Les hadrons formés par les quarks  $b$  ont un temps de vol non-négligeable avant leur désintégration et laissent donc un vertex déplacé. La topologie de tels jets diffère également de celle des jets issus de quarks légers.

$E_i^{\text{Muon}}$  Impulsions des muons isolés reconstruits avec une pseudo-rapacité  $|\eta| < 2,5$ . Les corrections appliquées aux reconstructions des muons (facteurs d'échelle) sont propagées à ce terme.

$E_i^{\text{Doux}}$  Dépôts d'énergie dans les calorimètres associés aux jets d'impulsion transverse comprise entre 7 et 20 GeV. Contrairement à  $E_i^{\text{Jet}}$ , les corrections sont propagées en supposant des gerbes d'origine électromagnétique plutôt que hadronique. Les effets d'empilement ne sont pas pris en compte lors des corrections apportées à ce terme.

$E_i^{\text{Cellule}}$  Autres dépôts. Il s'agit par exemple de l'énergie déposée par les muons non-isolés lors de leur traversée des calorimètres. Les effets d'empilement ne sont pas pris en compte lors des corrections apportées à ce terme.

### 3.3 Simulation des événements avec deux leptons de même charge

Les conclusions de l'analyse se basent sur une comparaison entre nombres d'événements attendus (sous les hypothèses de bruit de fond seul et de bruit de fond accompagné de signal) et nombre d'événements observés. Les nombres d'événements attendus provenant du signal et des bruits de fond irréductibles sont obtenus *via* la simulation Monte Carlo. Les mêmes sélections sont effectuées sur les événements Monte Carlo que sur les événements de données, à l'exception de la prise en compte de la GRL.

#### 3.3.1 Simulation Monte Carlo

Dans le cas du signal 2UED/RPP, MADGRAPH5 [21] est utilisé pour simuler la production de paires de particules de l'étage (1;1). La désintégration en chaîne de ces particules jusqu'à l'état à quatre quarks top est confiée à BRIDGE [37]. La désintégration des quarks top et l'hadronisation des quarks se fait grâce à Pythia8 [38]. Finalement, l'interaction de ces particules avec ATLAS est modélisée par GEANT4 [39]. Les deux dernières étapes sont, comme pour toutes les autres simulations Monte Carlo utilisées dans cette analyse, prises en charge par une version centralisée des logiciels, commune à ATLAS et ajustée pour répondre au mieux aux besoins des analyses rattachées à cette expérience.

La simulation du signal 2UED/RPP est limitée à la production de quatre quarks top *via* l'étage (1;1), avec les paramètres  $\xi$  (défini au 1.5.2) fixé à 1 et  $\Lambda$  (cut-off dont les valeurs possibles sont telles que  $\Lambda R_4$  soit dans l'intervalle [1; 10]) tel que  $\Lambda R_4 = 10$ . Quatre valeurs de  $m_{\text{KK}}$  sont utilisées : 600 GeV, 800 GeV, 1000 GeV et 1200 GeV. Le rapport d'embranchement de  $A^{(1;1)}$  en paire  $t\bar{t}$  est pris égal à 1, rendant négligeable la contribution des étages (2;0) et (0;2) (la prise en compte de ces étages sera faite au chapitre 4).

Dans le cas des bruits de fond, dans la plupart des cas, la simulation Monte Carlo est effectuée à l'aide du logiciel MADGRAPH (pour l'interaction principale), suivi du logiciel Pythia6 (pour l'hadronisation) et finalement du logiciel GEANT4 (pour la simulation du détecteur). Dans le cas des échantillons de  $WZ$  et  $ZZ$ , les deux premières étapes sont réalisées à l'aide de Sherpa [40]. Dans le cas des échantillons comportant deux  $W$  ( $W^\pm W^\pm$  et  $t\bar{t}W^+W^-$ ), la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur est réalisée avec un logiciel plus rapide (et plus simplifié), AtlFastII [41].

La table 3.1 résume les informations à propos des différents échantillons simulés.

Dans tous les échantillons de bruits de fond simulés, aucun des quarks supplémentaires produits par l'interaction principale (hors gerbes hadroniques ou électromagnétiques) n'est un  $b$ . Toutefois, de tels quarks peuvent apparaître lors de la simulation des gerbes par Pythia6. Il a été vérifié lors de l'analyse de la totalité des données que l'ajout de tels quarks au niveau de l'interaction principale aurait un impact négligeable (voir 4.4.2).

TAB. 3.1: Récapitulatif des informations sur les différents échantillons simulés. Le  $K$ -facteur est le facteur correctif à appliquer aux simulations LO pour que leurs sections efficaces correspondent aux prédictions NLO.  $L$  est la luminosité intégrée à laquelle correspond l'échantillon.  $\ell$  correspond dans cette table à un lepton chargé quelconque ( $\tau$  compris). La « PDF » est la Fonction de Densité Partonique (*Parton Density Function*).

Processus	Générateur(s)	PDF	Section efficace (pb)	$K$ -facteur	$L$ (fb <sup>-1</sup> )	Simulation du détecteur
$WZ$ (+ jets) $\rightarrow \ell_1 \ell_2 \ell_3 \nu_{\ell_3}$	Sherpa	CT10	9,75	1,06	261	GEANT4
$ZZ$ (+ jets) $\rightarrow \ell_1 \ell_2 \ell_3 \ell_4$	Sherpa	CT10	8,73	1,11	186	GEANT4
$W^\pm W^\pm$ + 2 jets (inclusif)	MADGRAPH+Pythia6	MSTW2008	0,369	1	528	AtI FastII
$t\bar{t}W$ + 0 jets (exclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,104	1,18	3 270	GEANT4
$t\bar{t}W$ + 1 jets (exclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,053	1,18	7 496	GEANT4
$t\bar{t}W$ + 2 jets (inclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,041	1,18	9 638	GEANT4
$t\bar{t}Z$ + 0 jets (exclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,068	1,34	4 409	GEANT4
$t\bar{t}Z$ + 1 jets (exclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,045	1,34	8 819	GEANT4
$t\bar{t}Z$ + 2 jets (inclusif)	MADGRAPH+Pythia6	CTEQ6L1	0,040	1,34	10 050	GEANT4
$t\bar{t}W^\pm W^\mp$ + 2 jets (inclusif)	MADGRAPH+Pythia6	MSTW2008	0,002 2	1	91 730	AtI FastII
Signal $m_{KK} = 0,6$ TeV	MADGRAPH5+BRIDGE+Pythia8	MSTW2008LO	1 285	—	155,5	GEANT4
Signal $m_{KK} = 0,8$ TeV	MADGRAPH5+BRIDGE+Pythia8	MSTW2008LO	114	—	1 709	GEANT4
Signal $m_{KK} = 1,0$ TeV	MADGRAPH5+BRIDGE+Pythia8	MSTW2008LO	11,7	—	$1,28 \times 10^4$	GEANT4
Signal $m_{KK} = 1,2$ TeV	MADGRAPH5+BRIDGE+Pythia8	MSTW2008LO	1,22	—	$1,226 \times 10^5$	GEANT4

### 3.3.2 Facteurs d'échelle

Les facteurs d'échelle sont liés à certaines différences apparaissant entre simulation Monte Carlo et données. Par exemple, l'efficacité d'identification des électrons n'est pas exactement reproduite par la simulation. Pour corriger ces différences, les événements sont pondérés par un coefficient proche de 1, le facteur d'échelle.

Dans cette analyse, des facteurs d'échelle permettent également de corriger les défauts liés à l'efficacité de reconstruction des électrons, aux efficacités d'identification et de reconstruction des muons, aux efficacités d'étiquetage des jets issus de quarks  $b$ ,  $c$  ou légers, à l'efficacité de reconstruction de jets, à l'efficacité de la sélection sur  $JVF$ , aux effets de l'empilement et à l'efficacité de la reconstruction de la cote ( $z$ ) du vertex primaire.

### 3.3.3 Incertitudes systématiques sur les événements simulés

L'évaluation des incertitudes systématiques se fait de la façon suivante. La mesure portant sur un nombre d'événements après sélection, l'effet des incertitudes sur les différents paramètres de la simulation est propagé jusqu'à ce nombre. Pour cela, le processus de reconstruction et de sélection des événements est répété pour les valeurs nominale et variées (d'une déviation standard, à la hausse et à la baisse) de chaque paramètre de la simulation auquel est associée une incertitude. Les écarts entre les nombres d'événements finaux obtenus pour les valeurs nominale et variées du paramètre donnent l'incertitude correspondante. Si les deux variations portant sur le nombre final d'événements vont dans le même sens, la plus importante est gardée et l'autre prise égale à zéro.

Pour certaines incertitudes, une seule<sup>(7)</sup> valeur variée est disponible. C'est le cas pour l'efficacité de reconstruction des jets, pour la résolution en énergie des jets et pour l'étalonnage des échelles d'énergie des muons. L'incertitude sur le nombre d'événements final est alors symétrisée : on considère l'écart (en valeur absolue) entre cette variation et la valeur nominale et cet écart est ajouté ou retranché pour définir respectivement les valeurs haute et basse correspondant à l'incertitude symétrisée.

Les différentes sources d'incertitudes systématiques sont listées ci-après.

**Déclenchement et reconstruction des leptons** Les efficacités des déclencheurs utilisés, les efficacités d'identification des leptons et les efficacités de reconstruction des leptons incluent chacune dans la simulation un coefficient fonction de la cinématique de ces leptons. Ces coefficients, ainsi que les incertitudes qui s'y rapportent, proviennent d'études de désintégrations leptoniques de bosons  $Z$ .

**Étalonnage et résolution** Les échelles d'énergie et d'impulsion des leptons et des jets diffèrent entre la simulation et les données. Des facteurs correctifs sont donc pris en compte ici aussi. Le même phénomène a lieu pour la résolution en énergie et en impulsion. Dans les deux cas, les corrections sont entachées d'une incertitude, propagée sur toute la chaîne d'analyse.

**Reconstruction des jets** L'incertitude sur l'efficacité de reconstruction des jets est modélisée par le rejet aléatoire de certains jets.

**Étiquetage des jets de  $b$**  L'incertitude sur l'efficacité de cet étiquetage se décompose en fonction de la nature réelle du jet étiqueté : issu d'un  $b$ , d'un  $c$  ou d'un quark léger. Dans le cas d'un quark  $b$ , on évalue le risque de ne pas étiqueter ce quark, alors que pour les autres, il s'agit d'évaluer le risque d'un faux positif. La différence entre quarks  $c$  et quarks légers s'explique par la ressemblance plus marquée des jets issus des premiers avec les jets issus d'un quark  $b$ . Cette incertitude est la plus importante pour la plupart des points de masse du signal 2UED/RPP.

**Luminosité** Elle est mesurée à l'aide d'un balayage de van der Meer [42]. L'incertitude sur cette mesure est estimée à 3,6%.

---

<sup>(7)</sup>Par exemple, lorsque l'incertitude est obtenue en brouillant un paramètre par une Gaussienne (c'est-à-dire que la valeur variée est déterminée en ayant recours à un tirage aléatoire dans une gaussienne dont les paramètres dépendent des valeurs nominales des caractéristiques de l'objet), il n'est pas possible d'avoir un effet contraire.



**Section efficace des processus simulés** Cette incertitude est évaluée séparément pour chaque bruit de fond simulé par Monte Carlo. Il s’agit de l’incertitude dominante pour les bruits de fond. Elle est évaluée dans le cas des processus faisant intervenir deux  $W$  en faisant varier les échelles de renormalisation et de factorisation utilisées lors de la production des échantillons. L’incertitude pour les processus  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}Z$  provient des références [43] et [44], celle pour les processus  $WZ$  et  $ZZ$  de la référence [45].

### 3.4 Bruits de fond instrumentaux

Outre les processus déjà mentionnés plus avant, il existe une autre source de bruits de fond dans cette analyse : les bruits de fond instrumentaux. En effet, l’événement reconstruit par le détecteur et la chaîne de traitement informatique en aval peut différer de l’événement tel qu’il s’est réellement produit. La « disparition » d’un lepton tombant hors de la zone d’acceptance a déjà été mentionnée, nécessitant de prendre en compte des événements à plus de deux leptons lors des simulations. D’autres phénomènes peuvent conduire à la reconstruction de deux leptons primaires<sup>(8)</sup> de même charge là où il n’existe pas de telles particules.

Les bruits de fond instrumentaux sont séparés en deux catégories : l’erreur de la mesure de la charge d’un lepton primaire isolé (par la suite, « misid » pour *charge mis-identification*, mauvaise identification de la charge) et la reconstruction d’un lepton primaire isolé là où il n’existe pas de telle particule (par la suite, « fakes » pour « faux »<sup>(9)</sup> leptons).

#### 3.4.1 Méprise sur la charge

Ce phénomène [46] concerne les électrons et a deux origines possibles.

- À basse impulsion transverse, un fort rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*) de la part des électrons<sup>(10)</sup> peut produire des électrons dits « tridents » ( $e^\pm \mapsto e^\pm \gamma \mapsto e^\pm e^+ e^-$ ). Si la grappe de cellules du calorimètre où se dépose l’énergie de ces particules est liée à la trace de celui des deux électrons produits de charge opposée à la particule d’origine, la particule reconstruite se voit dotée de la mauvaise charge.
- À haute impulsion transverse, la trace laissée dans le détecteur interne par un électron<sup>(11)</sup> est quasiment rectiligne. La courbure, et donc la charge, peut alors être mal identifiée.

On note le taux de méprises de la charge  $\epsilon(|\eta|)$ , avec  $\epsilon$  petit devant 1. Par ailleurs, on considère la fonction  $\epsilon(|\eta|)$  constante par morceaux (dans la pratique, cela correspond à un traitement *via* des histogrammes). Ce découpage en pseudo-rapidité suit celui du calorimètre électromagnétique.

Un événement contenant deux vrais électrons de charges opposées sera vu comme tel avec une probabilité  $(1 - \epsilon_i)(1 - \epsilon_j) + \epsilon_i \epsilon_j$  (le deuxième terme de la somme correspondant au cas où une méprise a eu lieu pour chacune des deux charges) et comme un événement contenant deux leptons de même charge avec une probabilité  $\epsilon_i(1 - \epsilon_j) + \epsilon_j(1 - \epsilon_i)$ . Les indices  $i$  et  $j$  se rapportent aux intervalles de pseudo-rapidité dans lesquels se trouvent les deux électrons.

Considérant un échantillon de  $N$  événements contenant une paire d’électrons de charges réelles opposées, on observera alors des événements contenant des paires d’électrons de charges :

- opposées, au nombre de

$$N^{\text{op}} = [(1 - \epsilon_i)(1 - \epsilon_j) + \epsilon_i \epsilon_j] N ; \tag{3.5}$$

<sup>(8)</sup>Un lepton primaire est un lepton issu d’un boson produit lors de l’interaction principale, avant toute émission de radiation additionnelle.

<sup>(9)</sup>Il peut s’agir d’un véritable lepton, mais ne remplissant pas le critère « primaire ».

<sup>(10)</sup>Ce phénomène croît avec le facteur de Lorentz  $\gamma = \frac{E}{m}$  du lepton. Le facteur 200 entre les masses de l’électron et du muon implique que ce phénomène est ici négligeable pour le second.

<sup>(11)</sup>Les muons laissent une trace aussi bien dans le détecteur interne que dans le spectromètre à muons. Cette double mesure de la courbure ainsi que la grande taille du spectromètre rendent ce phénomène négligeable pour les muons.

– identiques, au nombre de

$$N^{\text{id}} = (\epsilon_i (1 - \epsilon_j) + \epsilon_j (1 - \epsilon_i)) N \quad (3.6)$$

$$\approx (\epsilon_i + \epsilon_j) N. \quad (3.7)$$

Une fois  $\epsilon$  évalué, il est donc possible d'estimer le nombre d'événements misid (c'est-à-dire observés comme contenant des électrons de même charge mais issus d'une méprise de charge) à partir du nombre d'événements observés comme contenant des électrons de charges opposées :

$$N^{\text{id}} = \frac{\epsilon_i (1 - \epsilon_j) + \epsilon_j (1 - \epsilon_i)}{(1 - \epsilon_i) (1 - \epsilon_j) + \epsilon_i \epsilon_j} N^{\text{op}}. \quad (3.8)$$

Pour évaluer  $\epsilon$ , un échantillon très pur en paires d'électrons de charges opposées est utilisé : le pic du  $Z$ , c'est-à-dire les paires d'électrons dont la masse invariante est suffisamment proche de celle de ce boson. Les nombres d'événements comportant des paires de charges opposées et identiques sont évalués en soustrayant le nombre d'événements de bruits de fond, estimé à partir du nombre d'événements dans les régions voisines (en terme de masse invariante) du pic : le nombre d'événements de bruit de fond dans la région du pic est estimé à la moyenne des nombres d'événements dans les régions voisines.

La définition exacte des régions est basée sur un ajustement gaussien du pic. Un changement de cette définition est comptabilisé parmi les incertitudes systématiques.

La méthode de mesure du taux de méprise se base sur un maximum de vraisemblance. Pour un ensemble d'événements comportant chacun un électron dans l'intervalle en  $|\eta|$   $i$  et un dans l'intervalle  $j$ ,  $i$  et  $j$  fixés, en utilisant (3.7) et le fait que  $N_{ij}^{\text{id}}$  est décrit par une distribution Poissonienne, on obtient la probabilité :

$$P(\epsilon_i, \epsilon_j | N_{ij}^{\text{id}}, N_{ij}) = \frac{[(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}]^{N_{ij}^{\text{id}}} e^{-(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}}}{N_{ij}^{\text{id}}!}. \quad (3.9)$$

La prise en compte de tous les intervalles en  $|\eta|$  conduit, à des termes constants près, au logarithme de la vraisemblance suivant :

$$-\ln(L) = \sum_{i,j} \ln [(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}] N_{ij}^{\text{id}} - (\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}. \quad (3.10)$$

La minimisation de ce logarithme conduit aux valeurs des  $\epsilon$  dans l'ensemble des intervalles en  $|\eta|$ . L'incertitude statistique sur cette évaluation est prise en compte au niveau des incertitudes systématiques finales.

Les événements misid sélectionnés lors de l'analyse sont principalement issus de désintégrations leptoniques de paires  $t\bar{t}$ . Or la distribution des impulsions transverses dans ces événements n'est pas la même que dans ceux du pic du  $Z$  ; les hautes impulsions sont nettement plus nombreuses dans le cas des paires de quarks top. Il y a trop peu d'événements issus du pic du  $Z$  présentant des leptons de haute impulsion transverse pour avoir une mesure satisfaisante du taux de méprise de charge dans le domaine cinématique correspondant aux événements  $t\bar{t}$ . Pour pallier ce problème, un recours à la simulation Monte Carlo est mis en œuvre. Les taux de méprise sont mesurés par intervalle d'impulsion transverse sur un échantillon  $t\bar{t}$  simulés. Une correction  $\alpha$  en impulsion transverse est alors définie :

$$\alpha(|\eta|, p_T) = \frac{\epsilon(|\eta|, p_T)}{\epsilon(|\eta|, p_T < 100 \text{ GeV})}. \quad (3.11)$$

Cette correction est appliquée au taux mesuré dans les données au niveau du pic du  $Z$ , celui-ci n'utilisant que des électrons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV.  $\alpha$  est moyenné sur les intervalles [100 GeV ; 200 GeV] et [200 GeV ; 1000 GeV]. Le choix d'un couple de logiciels particulier (parmi

<sup>(12)</sup> Ici, les indices  $i$  et  $j$  de  $N_{ij}^{\text{id}}$  indiquent le sous-ensemble d'événements considérés.

POWHEG+Pythia, POWHEG+HERWIG et MC@NLO+HERWIG) pour la simulation des événements  $t\bar{t}$  est pris en compte dans les incertitudes systématiques. L'incertitude statistique sur  $\alpha$  est également prise en compte dans les incertitudes systématiques.

La méthode exposée jusqu'ici a été testée sur un échantillon simulé. Le résultat a été comparé à la vérité Monte Carlo (comparaison directe entre la charge de la particule originellement simulé et la charge de la particule reconstruite). La différence entre les deux résultats est incluse dans les incertitudes systématiques. L'incertitude statistique sur l'évaluation du recouvrement fake/misid détaillé plus loin est également incluse dans les incertitudes systématiques.

Afin d'évaluer le nombre d'événements misid et, surtout, leurs caractéristiques cinématiques, l'équation (3.8) est utilisée. Chaque événement avec exactement deux leptons de charges électriques opposées est affecté d'un poids donné par cette formule, correspondant à la probabilité qu'un événement similaire puisse être interprété comme un événement avec deux leptons de mêmes charges électriques. Ce sont ces événements pondérés qui décrivent par la suite le bruit de fond misid.

### 3.4.2 « Faux » leptons

La reconstruction erronée d'un lepton primaire isolé peut avoir lieu de deux façons différentes. Tout d'abord, l'événement peut bien contenir un lepton satisfaisant aux critères d'isolation, mais ne correspondant pas à la définition de « primaire ». C'est le cas d'un lepton issu de la désintégration d'un hadron et de la conversion d'un photon en paire électron-positon. Par ailleurs, le lepton reconstruit peut ne pas correspondre à un lepton réel. C'est le cas d'une correspondance accidentelle entre les dépôts dans le calorimètre électromagnétique d'un pion neutre et la trace d'une particule chargée.

Le nombre d'événements fakes est estimé à partir de la méthode de la matrice. L'idée générale consiste à établir un lien (exprimé sous forme de matrice) entre le caractère fake/réel, impossible à mesurer expérimentalement, d'un lepton et un autre couple de caractéristiques antagonistes, cette fois-ci mesurable expérimentalement. L'inversion du lien doit permettre de remonter au caractère fake/réel depuis l'autre caractéristique.

On choisit une définition plus lâche des leptons que celle énoncée en 3.2.2. Un lepton « lâche » (dénnoté par la suite  $L$  pour *loose*) peut alors passer les critères « ressérés » (correspondant à la définition du 3.2.2, dénoté par la suite  $T$  pour *tight*) ou non (dénnoté par la suite  $A$  pour *anti-tight*). Ces deux dernières possibilités constituent le couple de caractéristiques antagonistes mesurables. Le lien avec le caractère fake/réel (dénnoté  $F$  ou  $R$  par la suite) est alors donné par la probabilité qu'a un lepton lâche, suivant qu'il soit réel ou fake, de satisfaire aux critères ressérés,

$$r = \frac{\mathcal{N}_T^R}{\mathcal{N}_L^R} \quad (3.12)$$

$$f = \frac{\mathcal{N}_T^F}{\mathcal{N}_L^F} \quad (3.13)$$

où les  $\mathcal{N}$  désignent les nombres de leptons possédant les caractéristiques décrites par les indice et exposant associés à la lettre.

Ainsi, dans un domaine où  $r$  et  $f$  sont constants, le nombre d'événements contenant, par exemple, deux leptons ressérés pourra s'exprimer en fonction des nombres d'événements contenant les différentes compositions possibles en leptons fakes et réels comme :

$$N_{TT} = rrN_{LL}^{RR} + rfN_{LL}^{RF} + frN_{LL}^{FR} + ffN_{LL}^{FF}. \quad (3.14)$$

La combinaison des différentes équations portant sur les possibles compositions en leptons ressérés ou non peut se mettre, une fois les leptons ordonnés par impulsion transverse, sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N_{TT} \\ N_{TA} \\ N_{AT} \\ N_{AA} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} N_{LL}^{RR} \\ N_{LL}^{RF} \\ N_{LL}^{FR} \\ N_{LL}^{FF} \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

où :

$$M = \begin{pmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

où les indices 1 et 2 correspondent à l'ordre des leptons. On considère en effet désormais que  $r$  et  $f$  dépendent des caractéristiques de chaque lepton. On interprète alors les nombres  $N_{TT}$ ,  $N_{TA}$ ,  $N_{AT}$  et  $N_{AA}$  comme la composition de l'événement (un seul de ces nombres vaut 1, les autres 0) et les nombres  $N_{LL}^{RR}$ ,  $N_{LL}^{FR}$ ,  $N_{LL}^{RF}$  et  $N_{LL}^{FF}$  comme le poids de cet événement vis-à-vis d'une composition donnée en leptons fakes/réels.

L'inversion de la matrice pour chaque événement permet de fournir un poids à celui-ci en tant qu'événement contenant deux leptons lâches de composition (réels/fakes) donnée. L'interprétation en terme d'événement à deux leptons ressérés dont au moins un fake suit :

$$\begin{aligned} N_{TT}^{\text{fakes}} &= N_{TT}^{RF} + N_{TT}^{FR} + N_{TT}^{FF} \\ &= r_1 f_2 N_{LL}^{RF} + f_1 r_2 N_{LL}^{FR} + f_1 f_2 N_{LL}^{FF} \\ &= \alpha r_1 f_2 \begin{bmatrix} -(1-f_1)(1-r_2)N_{TT} & +(1-f_1)r_2 N_{TA} & +f_1(1-r_2)N_{AT} & -f_1 r_2 N_{AA} \\ -(1-r_1)(1-f_2)N_{TT} & +(1-r_1)f_2 N_{TA} & +r_1(1-f_2)N_{AT} & -r_1 f_2 N_{AA} \\ (1-r_1)(1-r_2)N_{TT} & -(1-r_1)r_2 N_{TA} & -r_1(1-r_2)N_{AT} & +r_1 r_2 N_{AA} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.17)$$

où :

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)}. \quad (3.18)$$

Les probabilités  $r$  et  $f$  sont estimées par un sous-groupe spécialisé d'ATLAS dans des échantillons de données contenant un unique lepton lâche [47]. Un échantillon comportant quasi-exclusivement des vrais électrons est obtenu en sélectionnant  $E_T^{\text{miss}} > 150$  GeV pour les électrons (on cherche un  $W$  primaire se désintégrant en électron et neutrino) et  $m_T(W) > 100$  GeV pour les muons<sup>(13)</sup> (on cherche un  $W$  primaire se désintégrant en muon et neutrino). Un échantillon comportant très majoritairement des fakes est obtenu en sélectionnant  $E_T^{\text{miss}} < 20$  GeV et  $E_T^{\text{miss}} + m_T(W) < 60$  GeV pour les électrons (on cherche des événements sans  $W$  primaire et sans neutrino pouvant garantir la conservation des nombres leptoniques) et une signification du paramètre d'impact les concernant supérieure à 5 pour les muons (le muon n'est pas originaire de l'interaction principale ; il provient très certainement d'une gerbe).

Les estimations de  $f$  ont lieu dans des régions où il reste un nombre faible mais non négligeable de vrais leptons (de l'ordre de 10 à 20%). Cette contribution est estimée par des simulations Monte Carlo et soustraite de l'échantillon.

Pour les muons,  $r$  et  $f$  sont paramétrées en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse du muon, de la distance (en termes de  $\Delta R$ ) du muon au jet le plus proche et du nombre de jets étiquetés  $b$  dans l'événement. Pour les électrons,  $r$  et  $f$  sont paramétrées en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse de l'électron, de la distance (en termes de  $\Delta R$ ) de l'électron au jet le plus proche, de la distance angulaire (en termes d'angle azimuthal  $\phi$ ) entre l'électron et la direction de

<sup>(13)</sup>  $m_T(W)$  est la masse transverse du  $W$ . Elle est définie pour une particule se désintégrant en deux particules-filles par  $m_T = (E_{T,1} + E_{T,2})^2 - (\vec{p}_{T,1} + \vec{p}_{T,2})^2$ , où 1 et 2 font référence aux deux particules-filles.

l'énergie transverse manquante, de la norme de cette énergie transverse manquante et de la somme des énergies transverses déposées lors de l'événement. Les paramétrages sont effectués comme dans le cas des misid à l'aide d'histogrammes. Ici, plutôt que d'histogrammes multidimensionnels, on factorise les dépendances.  $r$  et  $f$  sont donc décrites en termes de produits de fonctions d'un seul paramètre, chacune constante par morceaux.

L'idée générale pour la définition de l'échantillon lâche est de relâcher les critères d'isolation. Dans le cadre de cette analyse, une difficulté survient du fait de la corrélation entre déclencheurs utilisés et définition de la présélection. Le déclencheur à basse impulsion transverse pour les muons comprend un certain degré d'isolation. Par ailleurs la présélection n'impose qu'à un seul lepton d'avoir activé un déclencheur. Un muon de basse impulsion transverse peut se retrouver dans l'événement sans satisfaire au critère d'isolation du déclencheur correspondant. Or les estimations de  $r$  et  $f$  se font sur des muons ayant forcément activé un déclencheur, puisque seuls dans l'événement. Pour circonvier ce problème, deux mesures ont été prises. Tout d'abord, le critère relâché des muons a été adapté. L'autre mesure consiste en un choix judicieux de l'origine des valeurs de  $r$  et  $f$  appliquées à chaque muon<sup>(14)</sup>.

En ce qui concerne les critères relâchés, le cas des électrons est le plus simple. Pour eux, le critère d'isolation est supprimé et le critère composite « tight++ » est partiellement réduit à « medium++ » (le véto sur la conversion de photon, partie intégrante de tight++ mais normalement pas de medium++ est conservé). Dans le cas des muons, le passage de resséré à relâché est un peu plus complexe. Si celui-ci a une impulsion transverse de plus de 37 GeV (correspondant au déclencheur de haute impulsion transverse, non-isolé), le critère d'isolation inclus dans la définition de « resséré » est supprimé. Dans le cas contraire, on demande à ce que la somme scalaire des impulsions transverses des traces autres que celle du muon dans un cône de  $\Delta R = 0,2$  autour de celle-ci soit inférieure à 0,12 fois l'impulsion transverse du muon. On mime ainsi l'isolation du déclencheur de basse impulsion transverse.

En ce qui concerne le choix de l'origine des valeurs de  $r$  et  $f$  appliquées à chaque muon, à savoir si elles proviennent d'un échantillon de muons associés au déclencheur de basse ou haute impulsion, ce choix est explicité table 3.2 pour les événements  $e\mu$  et table 3.3 pour les événements  $\mu\mu$ . Dans ces tables, «  $\checkmark$  » signifie « oui », «  $\times$  » signifie « non » et « — » signifie « indifférent ». Une origine des valeurs étiquetée « [p<sub>T</sub>] » signifie utiliser les valeurs de  $r$  et  $f$  associées au déclencheur EF\_mu36\_tight si l'impulsion transverse du muon est supérieure à 37 GeV, celles associées au déclencheur EF\_mu24i\_tight sinon. Une origine étiquetée « mu24i » signifie que les valeurs associées au déclencheur EF\_mu24i\_tight sont utilisées quelle que soit l'impulsion transverse du muon. L'idée derrière ce choix d'origine est la suivante.

- Si la sélection de l'événement ne dépend pas du muon en question (par exemple, car un déclencheur électron est lui aussi activé), les efficacités correspondent à la gamme d'impulsion transverse dans laquelle se trouve le muon. Le mime de l'isolation du déclencheur de basse impulsion transverse assure que le muon aurait bien pu être sélectionné par ce déclencheur.
- Dans le cas où le muon est associé au(x) déclencheur(s) ayant sélectionné l'événement<sup>(15)</sup> et où le déclencheur de haute impulsion a été activé (donc, grâce au mime, celui de basse impulsion transverse aussi), les efficacités utilisées sont celles correspondant à la gamme d'impulsion transverse dans laquelle se trouve le muon.
- Le dernier cas de figure nécessite un événement sélectionné uniquement par le déclencheur de basse impulsion transverse. Le muon associé à ce déclencheur (ou, le cas échéant, le muon de plus haute impulsion transverse parmi les deux associés à ce déclencheur) utilise les efficacités associées à ce déclencheur.

<sup>(14)</sup>Le même problème se pose en théorie pour les électrons, mais il est masqué par les très faibles différences entre les valeurs de  $r$  (et  $f$ ) associées aux deux déclencheurs. Les valeurs fournies par le sous-groupe d'ATLAS correspondent à l'utilisation indifférenciée d'électron ayant activé l'un ou l'autre déclencheur. On entend ici par valeurs « associées » à un déclencheur celles obtenues par le sous-groupe spécialisé d'ATLAS en travaillant uniquement avec des muons ayant activé ce déclencheur.

<sup>(15)</sup>Pour des raisons d'espace de stockage, seule une partie des informations relatives à chaque événement sont téléchargées sur les serveurs du laboratoire. Il n'est alors pas possible de dire, lors de l'activation simultanée des deux déclencheurs, si un muon est associé spécifiquement à l'un des deux ou aux deux.

TAB. 3.2: Choix de l'origine des valeurs de  $r$  et  $f$  pour les muons des événements  $e\mu$ . ( $\checkmark$ ,  $\times$ ,  $—$ , mu24i et  $[p_T]$  sont explicités dans le texte).

Électron associé à un déclencheur ?	Muon associé à EF_mu36_tight ?	Muon associé à EF_mu24i_tight ?	Origine des valeurs
$\checkmark$	$—$	$—$	$[p_T]$
$\times$	$\checkmark$	$—$	$[p_T]$
$\times$	$\times$	$\checkmark$	mu24i

TAB. 3.3: Choix de l'origine des valeurs de  $r$  et  $f$  pour les muons des événements  $\mu\mu$ . ( $\checkmark$ ,  $\times$ ,  $—$ , mu24i et  $[p_T]$  sont explicités dans le texte). Les muons sont ici classés par impulsion transverse décroissante.

1 <sup>er</sup> muon associé à		2 <sup>e</sup> muon associé à		Origine des valeurs	
EF_mu36_tight ?	EF_mu24i_tight ?	EF_mu36_tight ?	EF_mu24i_tight ?	1 <sup>er</sup> muon	2 <sup>e</sup> muon
$\checkmark$	$—$	$—$	$—$	$[p_T]$	$[p_T]$
$\times$	$—$	$\checkmark$	$—$	$[p_T]$	$[p_T]$
$\times$	$\checkmark$	$\times$	$—$	mu24i	$[p_T]$
$\times$	$\times$	$\times$	$\checkmark$	$[p_T]$	mu24i

L'incertitude sur l'estimation du nombre de fakes est estimée à partir des écarts entre prédictions et données dans les régions de contrôle décrites dans la section suivante. Une incertitude conservative de 30% est finalement appliquée.

### 3.4.3 Recouvrement entre fakes et misid

Les électrons tridents sont généralement moins isolés. Ils sont donc davantage susceptibles d'être rejetés par la sélection resserrée et sont partiellement comptabilisés parmi les fakes.

Afin de pallier ce recouvrement, l'estimation des misid est corrigée par intervalle de pseudo-rapidité et d'impulsion transverse. Dans chacune de ces régions, les misid sont estimés de façon globale ( $N^{\text{id}}$  concerne l'ensemble des événements de la région ; il ne s'agit plus de donner un poids à chacun d'entre eux) en ayant ou non retranché l'estimation du nombre de fakes. Le rapport de ces deux estimations donne une correction à appliquer au paramètre  $\epsilon$  de chaque électron de cette région servant au calcul du poids d'un événement misid. La figure 3.4 montre cette correction en fonction de la région (définie en termes de pseudo-rapidité et d'impulsion transverse) dans laquelle se situe l'électron.

## 3.5 Présélection

Les événements servant à l'analyse sont présélectionnés en tenant compte des critères suivants :

- qualité de l'événement (GRL) ;
- pas de superposition entre candidat muon et candidat électron (définie par  $\Delta R < 0,2$ ) ;
- pas de muon pouvant être d'origine cosmique (deux muons reconstruits avec un angle azimutal entre les deux de plus de 3,10 rad) ;
- au moins un vertex avec au moins cinq traces d'impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV ;
- au moins l'un des leptons reconstruits doit avoir activé un déclencheur<sup>(16)</sup> ;
- exactement deux leptons (uniquement des électrons et des muons, éventuellement issus de la désintégration leptonique d'un tau), ceux-ci étant de même charge électrique.

<sup>(16)</sup> On exclut donc les événements où le phénomène ayant activé le déclencheur n'aurait finalement pas été reconstruit comme un lepton tel que défini dans cette analyse.

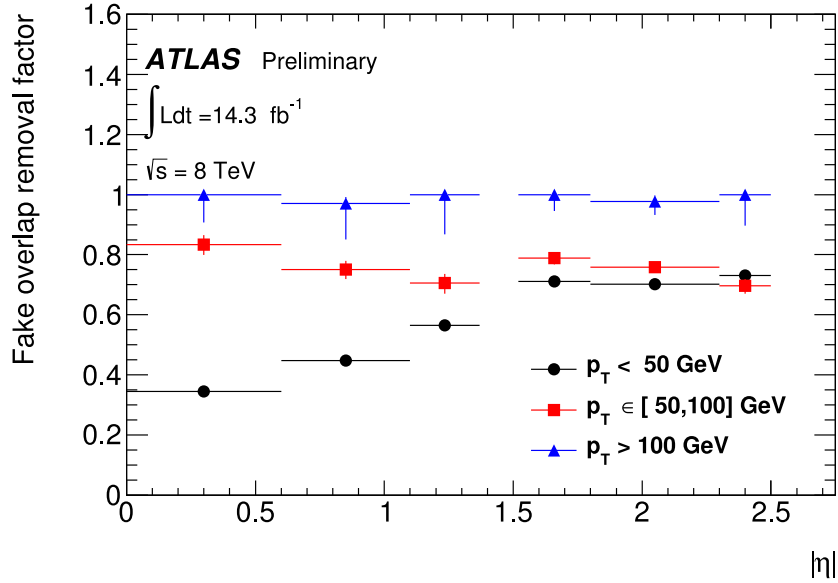


FIG. 3.4: Facteur multiplicatif à appliquer au paramètre  $\epsilon$  servant à estimer le nombre d'événements misid à partir d'événements contenant des leptons de charges électriques opposées. Ce facteur permet de tenir compte du recouvrement entre les estimations de fakes et de misid. Il est paramétré en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse de l'électron. Un facteur de 1 signifie qu'il n'y a pas de recouvrement et donc pas de correction à appliquer au poids misid. Cette figure est issue de la référence [33].

À ce stade, les événements sont classés en trois canaux en fonction de leur contenu leptonique :  $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$ . Dans le cas des canaux  $ee$  et  $\mu\mu$ , la masse invariante de la paire de leptons définit un critère de présélection supplémentaire : elle doit être supérieure à 15 GeV (afin de ne pas sélectionner les paires issues de désintégration de quarkonia) et ne pas se trouver dans le pic de masse du  $Z$  ( $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 10$  GeV où  $m_Z = 91$  GeV, afin de ne pas sélectionner les paires issues de la désintégration d'un boson  $Z$ ).

Les efficacités de ces sélections sur le signal pour une valeur de  $m_{KK}$  de 1 TeV sont données table 3.4. Les tables correspondantes pour les trois autres points de masse sont en annexe E. Afin de traiter données expérimentales et simulations de la même façon, les événements simulés sont eux aussi séparés en « flux » électron et muon par la demande d'un lepton resserré correspondant. Cela correspond à la première ligne des tables mentionnées ci-avant. Les canaux  $ee$  et  $\mu\mu$  sont constitués exclusivement d'événements appartenant aux flux correspondant, le canal  $e\mu$  provient de la combinaison des deux. La combinaison pour le canal  $e\mu$  se fait en demandant exactement un électron et exactement un muon, tous deux de même charge électrique.

### 3.6 Validation de la modélisation

Afin de valider les prédictions de bruit de fond, celles-ci sont comparées aux données dans des régions orthogonales aux régions de signal, dites régions de contrôle, où le signal prédit est très faible devant le bruit de fond.

La première région de contrôle est appelée région «  $E_T^{\text{miss}}$  ». Elle permet de contrôler la distribution des variables telles que  $E_T^{\text{miss}}$ , nombres de jets ou de jets étiquetés  $b$  ou encore  $H_T$  (somme scalaire des impulsions transverses des objets visibles dans le détecteur) dans une région de bas  $H_T$ . Elle correspond à la présélection complétée des critères suivants :

- au moins deux jets ;
- au moins un jet étiqueté  $b$  ;

TAB. 3.4: Efficacités (en pourcentage) de sélection sur le signal pour  $m_{\text{KK}} = 1 \text{ TeV}$ , définies comme le nombre d'événements (non pondérés) passant une coupure donnée divisé par le nombre initial de tels événements. Toutes les désintégrations des quatre quarks top sont autorisées dans les événements initiaux.

Sélection	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$\geq 1$ lepton	37,2	—	61,1
Déclencheur	33,6	—	42,3
Vertex primaire	33,6	—	42,3
Problème LAr	33,6	—	42,2
Cosmique	33,6	—	42,2
Recouvrement $e/\mu$	33,6	—	42,2
2 leptons	0,89	—	2,49
Même charge	0,36	1,17	1,01
Correspondance déclencheur	0,36	1,16	0,99
Veto Z	0,31	1,16	0,88

–  $100 < H_T < 400 \text{ GeV}$ .

Les distributions de différentes variables cinématiques dans cette région sont données pour les canaux  $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$  respectivement figures 3.5, 3.6 et 3.7. Dans ces figures ainsi que, sauf mention contraire, dans toutes les figures montrant des distributions de nombres d'événements attendus, les hachurages correspondent aux incertitudes sur ces nombres. Le hachurage allant d'en haut à gauche vers en bas à droite correspond aux incertitudes statistiques<sup>(17)</sup>. L'autre y ajoute certaines incertitudes systématiques (celles sur la section efficace pour les simulations Monte Carlo et les incertitudes constantes pour les fakes et les misid). La table 3.5 reprend les nombres d'événements attendus et observés par canal. L'accord entre données et estimation est satisfaisant.

La seconde région, alter-ego de la première est appelée région de contrôle «  $H_T$  ». Elle permet de contrôler la distribution des variables déjà mentionnées dans une région de basse  $E_T^{\text{miss}}$ . Elle correspond à la présélection complétée des critères suivants :

- au moins deux jets ;
- au moins un jet étiqueté  $b$  ;
- $E_T^{\text{miss}} < 40 \text{ GeV}$ .

Les distributions de différentes variables cinématiques dans cette région sont données pour les canaux  $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$  en annexe A (figures A.1, A.2 et A.3). La table A.1 en annexe A reprend les nombres d'événements attendus et observés par canal. L'accord entre données et estimation est satisfaisant.

La dernière région est la région «  $0b$  ». Elle permet de contrôler la distribution des variables déjà mentionnées dans une région sans jet étiqueté  $b$ . Elle est définie par la présélection à laquelle s'ajoutent les critères suivants :

- au moins deux jets ;
- aucun jet étiqueté  $b$ .

Les distributions de différentes variables cinématiques dans cette région sont données pour les canaux  $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$  en annexe A (figures A.4, A.5 et A.6). La table A.2 en annexe A reprend les nombres d'événements attendus et observés par canal. L'accord entre données et estimation est satisfaisant.

L'ensemble de ces régions de contrôle permet de valider la distribution des bruits de fond fakes, misid et  $WZ/ZZ$ , codominants dans toutes ou parties des régions prises en considération. Il apparaît

<sup>(17)</sup>À proprement parler, ce qui est appelé ici et dans le reste de cette thèse une incertitude « statistique » est en fait une incertitude systématique ayant son origine dans les effets statistiques lors de la prédiction des bruits de fond : le nombre d'événements Monte Carlo générés ainsi que les nombres d'événements repondérés pour les estimations des fakes et des misid sont finis.



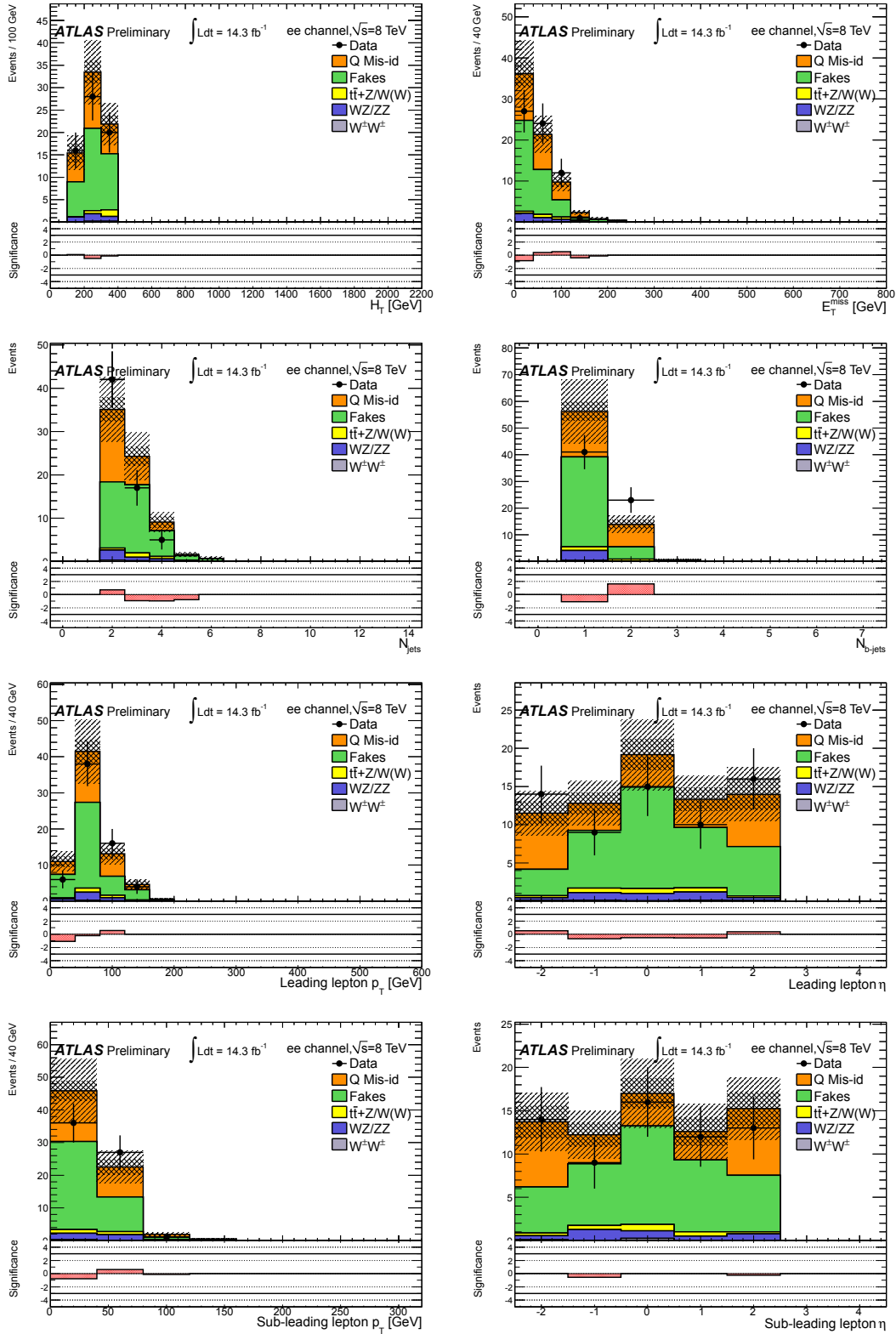


FIG. 3.5: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $E_T^{\text{miss}}$  dans le canal  $ee$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [33].

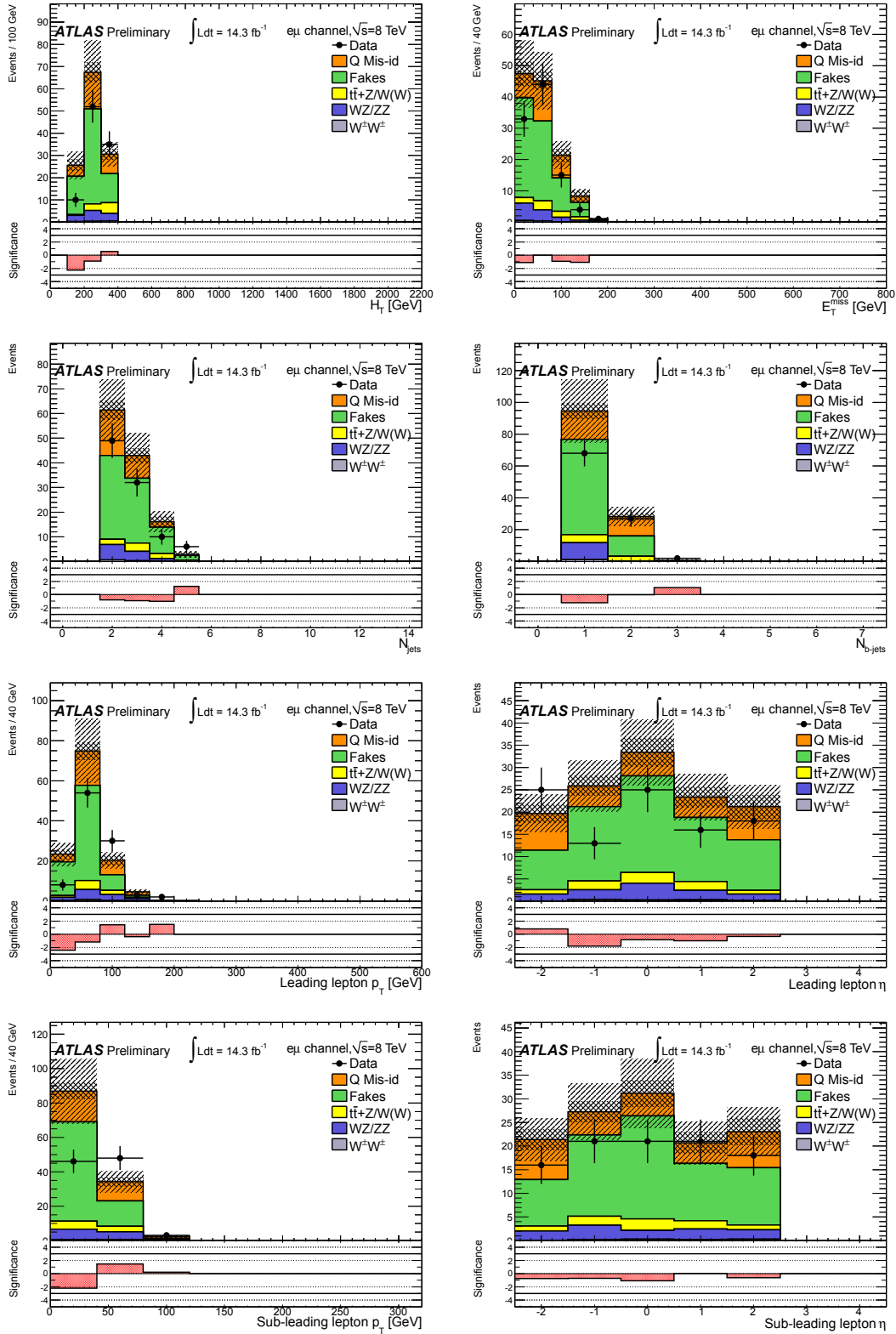


FIG. 3.6: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $E_T^{\text{miss}}$  dans le canal  $e\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [33].

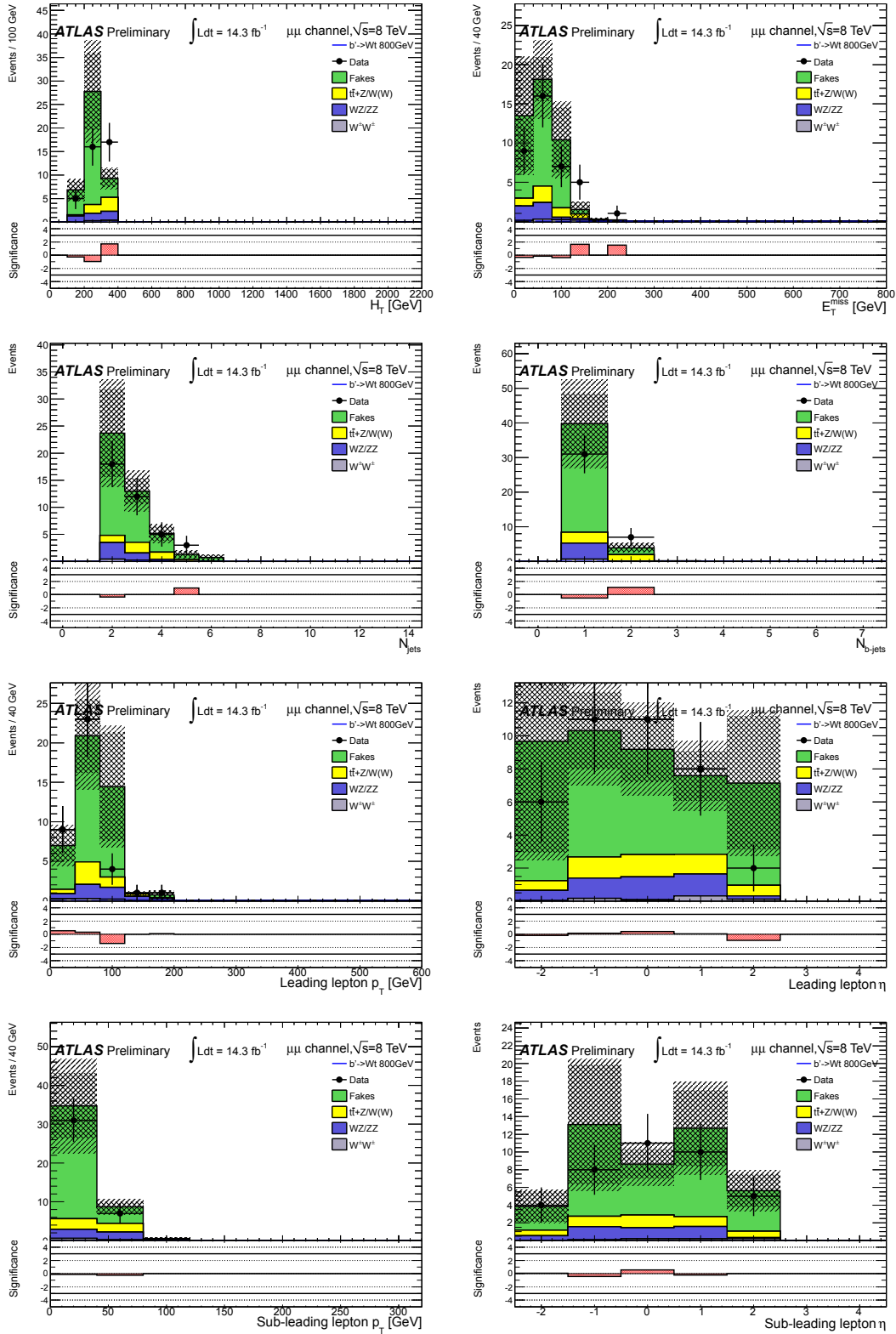


FIG. 3.7: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $E_T^{\text{miss}}$  dans le canal  $\mu\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_{b\text{-jets}}$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [33].

TAB. 3.5: Nombres d'événements attendus et observés par canal dans la région de contrôle  $E_T^{\text{miss}}$ . La première incertitude est statistique, la seconde systématique. Dans le cas des événements de bruit de fond simulés, la seule incertitude systématique prise en compte est celle sur la section efficace.

Échantillon	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Misid	$25,66 \pm 0,68 \pm 6,64$	$30,24 \pm 0,64 \pm 7,92$	—
Fakes	$38,7 \pm 3,7 \pm 11,6$	$73,1 \pm 5,3 \pm 21,9$	$33,4 \pm 8,5 \pm 10,0$
$WZ/ZZ + \text{jets}$	$3,85 \pm 0,68 \pm 1,31$	$10,92 \pm 1,22 \pm 3,71$	$5,10 \pm 0,82 \pm 7,73$
$W^\pm W^\pm + 2\text{jets}$	$0,43 \pm 0,16 \pm 0,22$	$1,18 \pm 0,26 \pm 0,59$	$0,75 \pm 0,20 \pm 0,38$
$t\bar{t}W (+\text{jet(s)})$	$1,65 \pm 0,10 \pm 0,50$	$6,6 \pm 0,2 \pm 2,0$	$4,31 \pm 0,17 \pm 1,29$
$t\bar{t}Z (+\text{jet(s)})$	$0,48 \pm 0,05 \pm 0,14$	$1,50 \pm 0,09 \pm 0,45$	$0,79 \pm 0,06 \pm 0,24$
$t\bar{t}W^+W^-$	$0,014 \pm 0,002$	$0,050 \pm 0,004$	$0,029 \pm 0,003$
Total	$71 \pm 5 \pm 13$	$124 \pm 8 \pm 24$	$44 \pm 11 \pm 10$
Observés	64	97	38
Contamination RPP 0,6 TeV	$< 0,10$	$0,13 \pm 0,13$	$8,8 \times 10^{-5} \pm 8,8 \times 10^{-5}$
Contamination RPP 0,8 TeV	$< 0,009\ 5$	$0,005\ 6 \pm 0,005\ 7$	$2,8 \times 10^{-5} \pm 2,8 \times 10^{-5}$
Contamination RPP 1 TeV	$< 0,001\ 3$	$< 0,001\ 3$	$< 0,001\ 3$
Contamination RPP 1,2 TeV	$< 0,000\ 13$	$< 0,000\ 13$	$< 0,000\ 13$

ici que les bruits de fond issus des processus  $t\bar{t}+V$  (où  $V$  dénote un boson vecteur), bien que significatifs pour cette analyse, restent marginaux dans les régions de contrôle. En effet, ces processus sont très semblables au signal recherché et toute sélection visant à supprimer fortement ce dernier aura également un fort impact sur ces bruits de fond. Cette situation a été jugée acceptable pour l'analyse du lot partiel de données.

### 3.7 Sélection finale

Certaines des variables cinématiques ont des distributions très différentes pour le signal et les bruits de fond, elles sont appelées variables discriminantes. Ce sont ici  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $N_j$  et  $N_b$ . Les distributions de ces variables pour les bruits de fond et pour le signal 2UED/RPP sont données pour les canaux  $e\mu$ ,  $ee$  et  $\mu\mu$  respectivement figure 3.8 et figures B.1 et B.2 en annexe B. La sélection appliquée dans ces figures est la présélection complétée de la demande d'au moins un jet dans l'événement, servant pour l'estimation du nombre de fakes<sup>(18)</sup>. À ce stade, les données sont masquées (sauf en ce qui concerne les régions de contrôle, où le signal potentiel est négligeable devant les bruits de fond). Cela permet d'éviter tout biais dans le choix de la sélection finale. Les figures en annexe C reprennent ces distributions en y superposant les données.

Un jeu de sélections portant sur ces variables peut donc permettre de se placer dans une région où l'importance du signal par rapport au bruit de fond est maximisée tout en conservant un nombre d'événements attendus suffisant pour pouvoir tirer des conclusions à l'aide d'outils statistiques. Faute de temps, l'optimisation de ce jeu de sélection n'a pas pu être effectuée pour l'ensemble des signaux de cette première analyse. L'interaction de contact a servi de repère pour l'ensemble des signaux à quatre quarks top. La sélection déclarée optimale est alors celle minimisant la limite attendue médiane (voir 3.8) sur la section efficace de ce processus. La sélection finale ainsi choisie est [46] :

- $E_T^{\text{miss}} > 40\ \text{GeV}$  ;
- $H_T > 650\ \text{GeV}$  ;
- $N_j \geq 2$  ;

<sup>(18)</sup>La distance au jet le plus proche entre dans le paramétrage de  $r$  et  $f$ , voir section 3.4.2.

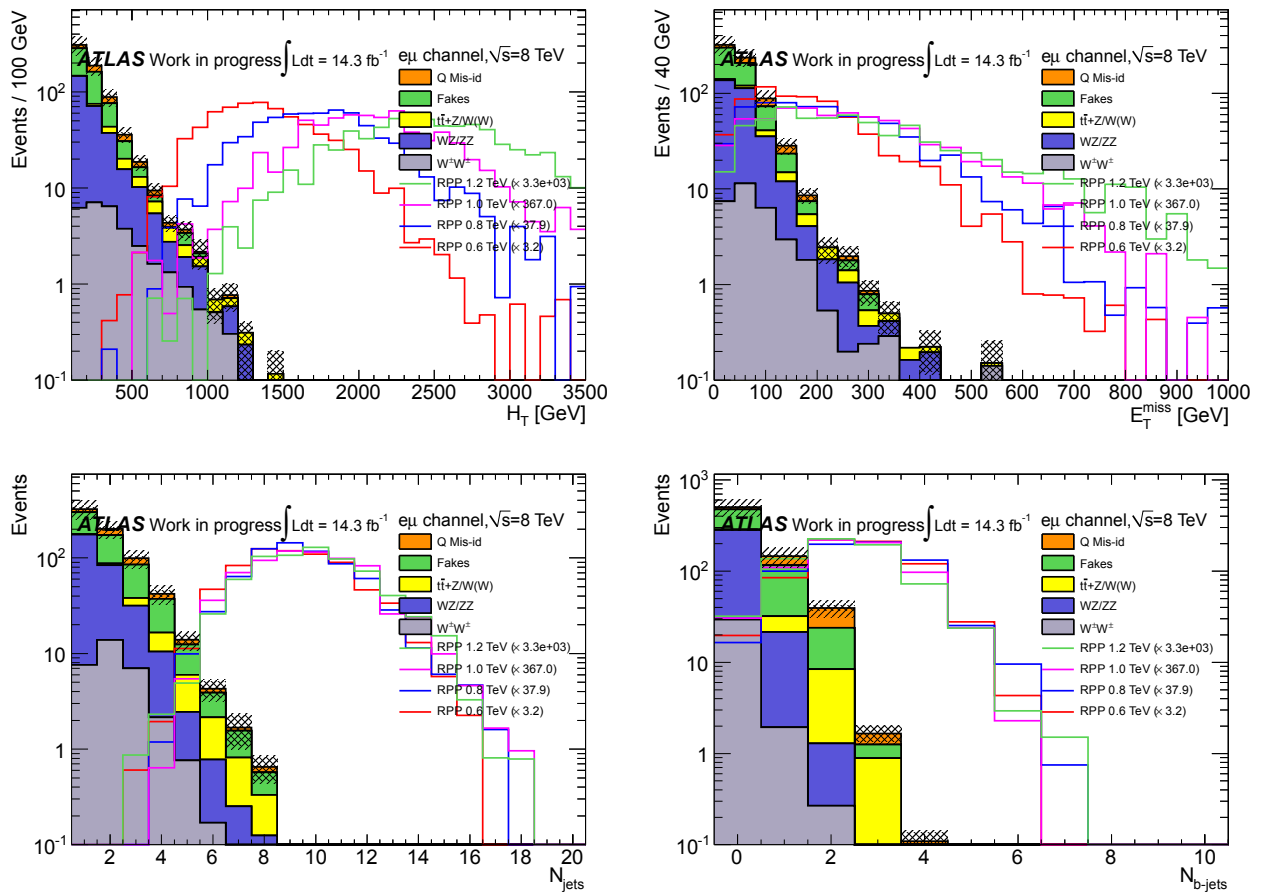


FIG. 3.8: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $e\mu$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement. Afin de ne pas introduire de biais lors du choix de la sélection finale, les données restent masquées à ce stade.

TAB. 3.6: Efficacités (en pourcentage) de sélection sur le signal pour  $m_{\text{KK}} = 1 \text{ TeV}$ , définies comme le nombre d'événements (non pondérés) passant une coupure donnée divisé par le nombre initial d'événements de signal. Toutes les désintégrations des quatre quarks top sont autorisées dans les événements initiaux.

Sélection	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$\geq 1$ lepton	37,2	—	61,1
Déclencheur	33,6	—	42,3
Vertex primaire	33,6	—	42,3
Problème LAr	33,6	—	42,2
Cosmique	33,6	—	42,2
Recouvrement $e/\mu$	33,6	—	42,2
2 leptons	0,89	—	2,49
Même charge	0,36	1,17	1,01
Correspondance déclencheur	0,36	1,16	0,99
Veto Z	0,31	1,16	0,88
$\geq 2$ jets	0,31	1,16	0,88
$\geq 2$ jets étiquetés $b$	0,25	0,96	0,711
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	0,24	0,92	0,69
$H_{\text{T}}$	0,24	0,92	0,69

–  $N_b \geq 2$ .

Les efficacités liées à ces sélections supplémentaires sont reportées dans la table 3.6, reprenant et complétant la table 3.4, et dans les tables en annexe E.

### 3.8 Limites observée et attendues

La sensibilité au modèle 2UED/RPP est caractérisée par l'exclusion attendue médiane portant sur  $m_{\text{KK}}$  en l'absence d'excès dans les données dans le cas symétrique  $\xi = 1$ . Pour cela et dans un premier temps, pour chaque point de masse généré, la limite supérieure attendue médiane à un niveau de confiance de 95% sur la section efficace de tels événements est calculée par la méthode des  $CL_s$  [49] grâce au logiciel MCLIMIT [50].

Considérons tout d'abord le cas le plus direct, celui de la sensibilité observée dans un unique canal. On définit les nombres suivants :  $N_b$  est le nombre d'événements attendus dans l'hypothèse du bruit de fond seul,  $N_{\mu s+b}$  est le nombre d'événements attendus dans l'hypothèse d'un signal de section efficace égale à  $\mu$  fois sa section efficace théorique et  $N_{\text{obs}}$  est le nombre d'événements observés. La probabilité d'observer  $N_{\text{obs}}$  événements sous l'hypothèse h ( $\mu s+b$  ou b) est Poissonnienne :

$$L(N_{\text{obs}}|N_h) = \frac{N_h^{N_{\text{obs}}} \times e^{-N_h}}{N_{\text{obs}}!}. \quad (3.19)$$

On quantifie l'accord préférentiel des données à l'une ou l'autre hypothèse par la « statistique du test » :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{L(N_{\text{obs}}|N_{\mu s+b})}{L(N_{\text{obs}}|N_b)}. \quad (3.20)$$

$q_\mu$  est positif s'il est plus probable d'observer les données sous l'hypothèse bruit de fond seul qu'il ne l'est sous l'hypothèse bruit de fond plus signal.

Un grand nombre de pseudo-expériences (50 000) est généré pour chaque hypothèse, conduisant à une distribution de  $q_\mu$ . Le nombre d'événements généré dans chaque pseudo-expérience provient d'une

distribution Poissonnienne (ayant pour paramètre le nombre d'événements attendus) corrigée pour tenir compte des incertitudes systématiques et statistiques.

Les distributions de  $q_\mu$  (pour différentes valeurs de  $\mu$ ) et la situation parmi celles-ci de  $q_\mu^{\text{données}}$ , la valeur correspondant à la véritable expérience, permet de définir les niveaux de confiance (*Confidence Level*) accordés aux deux hypothèses :

$$CL_h = P(q_\mu \geq q_\mu^{\text{données}} | h) = \sum_{q_\mu = q_\mu^{\text{données}}}^{+\infty} \text{PMF}(q_\mu | h), \quad (3.21)$$

$$CL_{\mu s} = \frac{CL_{\mu s + b}}{CL_b}. \quad (3.22)$$

où PMF est la fonction de masse (*Probability Mass Function*), donnant la probabilité de chaque valeur de  $q_\mu$ .

Un  $CL_{\mu s}$  de 0,05 revient à exclure l'hypothèse  $\mu$  avec un niveau de confiance de 95%. La valeur de  $\mu$  dénotée  $\mu_{95}$  correspondant à cette exclusion donne la limite expérimentale de la section efficace du signal (le signal a au plus cette section efficace).

Une fois la limite expérimentale sur la section efficace posée, elle est comparée à la section efficace théorique correspondant au même point de masse. Si cette section efficace théorique est supérieure à la section efficace maximale pouvant être exclue avec un niveau de confiance de 95%, alors la théorie est contredite et la masse correspondante est exclue. Le comportement des sections efficaces théorique et limite est extrapolé entre les points de masse générés.

Les considérations ci-avant utilisent un nombre d'événements observé. Or, afin d'éviter tout biais, la région de signal n'est observée qu'une fois toutes les sélections figées. L'optimisation demande donc de pouvoir calculer, en place d'une limite observée, une limite attendue.

Pour cela, un grand nombre de pseudo-expériences est effectué. Chacune d'elle correspond à l'observation fictive de  $N'_{\text{obs}}$  événements (de pseudo-données) avec des prédictions de bruit de fond et de signal rigoureusement identiques à l'expérience réelle. Chacun de ces nombres  $N'_{\text{obs}}$  est tiré au sort en se basant sur l'hypothèse du bruit de fond seul. Pour chaque pseudo-expérience,  $\mu_{95}$  est calculé. La distribution des  $\mu_{95}$  résultant de l'ensemble des pseudo-expériences permet d'exhiber des valeurs médianes et situées à plus ou moins une ou deux déviation(s) standard(s) de la médiane.

La combinaison de plusieurs canaux se fait simplement en modifiant la statistique du test :

$$q_\mu = -2 \ln \prod_i \frac{L(N_{\text{obs}}^i | N_{\mu s + b}^i)}{L(N_{\text{obs}}^i | N_b^i)} = \sum_i q_\mu^i \quad (3.23)$$

où  $i$  court sur les différents canaux considérés et où  $q_\mu^i$  correspond à la statistique du test pour un seul canal définie précédemment (3.20).

### 3.9 Résultats et interprétation

Les nombres d'événements attendus de bruit de fond et de signal dans chaque canal sont détaillés dans la table 3.7. Les limites supérieures correspondent aux cas où aucun événement de l'échantillon correspondant (prédiction Monte Carlo ou données repondérées pour les fakes) ne passe les coupures de sélection et au cas où l'estimation du nombre de fakes est négative. Ces limites correspondent à une limite supérieure à un niveau de confiance de 68% pour une distribution Poissonnienne (soit 1,14 événements) après prise en compte (quand applicable) des luminosités intégrées des échantillons simulés.

Le détail des principales incertitudes systématiques sur les nombres d'événements attendus dans le canal  $e\mu$  est donné table 3.8 pour les bruits de fond et table 3.9 pour le signal. Les tables complètes ainsi que celles pour les canaux  $ee$  et  $\mu\mu$  sont données dans l'annexe D.

TAB. 3.7: Nombres d'événements attendus après la sélection commune aux signaux à quatre quarks top. La première incertitude est statistique, la seconde combine les différentes sources d'incertitudes systématiques, supposées décorréliées.

Échantillons	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Fakes	$0,18 \pm 0,17 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,28 \pm 0,02$	$< 1,14$
Misid	$0,16 \pm 0,04 \pm 0,05$	$0,41 \pm 0,07 \pm 0,12$	—
$WZ/ZZ$ +jets	$< 0,11$	$0,01 \pm 0,09 \pm 0,01$	$< 0,11$
$W^\pm W^\pm + 2$ jets	$< 0,03$	$0,18 \pm 0,16 \pm 0,07$	$< 0,03$
$t\bar{t}W$ (+jet(s))	$0,31 \pm 0,04 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,06 \pm 0,35$	$0,65 \pm 0,06 \pm 0,25$
$t\bar{t}Z$ (+jet(s))	$0,09 \pm 0,02 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,04 \pm 0,14$	$0,14 \pm 0,02 \pm 0,06$
$t\bar{t}W^+W^-$	$0,012 \pm 0,002 \pm 0,005$	$0,039 \pm 0,003 \pm 0,016$	$0,024 \pm 0,003 \pm 0,01$
Total fonds	$0,75 \pm 0,21 \pm 0,14$	$1,98 \pm 0,35 \pm 0,40$	$0,82 \pm 1,15 \pm 0,26$
Signal $m_{KK} = 0,6$ TeV	$47 \pm 3 \pm 8$	$171 \pm 6^{+24}_{-22}$	$122 \pm 5 \pm 18$
Signal $m_{KK} = 0,8$ TeV	$4,00 \pm 0,27^{+0,81}_{-0,74}$	$14,4 \pm 0,5^{+2,7}_{-2,5}$	$11,4 \pm 0,4^{+2,4}_{-2,1}$
Signal $m_{KK} = 1,0$ TeV	$0,39 \pm 0,03 \pm 0,09$	$1,43 \pm 0,05^{+0,33}_{-0,31}$	$1,12 \pm 0,05^{+0,21}_{-0,23}$
Signal $m_{KK} = 1,2$ TeV	$0,039 \pm 0,003^{+0,010}_{-0,011}$	$0,154 \pm 0,006^{+0,037}_{-0,038}$	$0,117 \pm 0,005^{+0,031}_{-0,034}$

À ces nombres d'événements attendus correspondent canal par canal les limites médianes attendues sur  $m_{KK}$  détaillées dans la table 3.10. La figure 3.9 montre l'obtention de cette limite par l'intersection des courbes de sections efficaces théorique et exclue médiane attendue dans le cas de la combinaison des trois canaux.

Les nombres d'événements observés dans la région de signal dans chacun des canaux sont donnés table 3.11 où sont rappelés les nombres d'événements de bruits de fond attendus totaux.

Un excès apparait dans le canal  $e\mu$ , où la probabilité d'observer au moins 6 événements, compte tenu des nombres d'événements attendus et des incertitudes s'y rapportant, est de 3,9%. Cette probabilité n'est pas assez faible pour que l'excès soit significatif. Les données sont donc interprétées en termes de limites sur  $m_{KK}$ . Cette limite est évaluée à 0,90 TeV, comme indiqué sur la figure 3.10. Les limites observées canal par canal sont répertoriées table 3.12.

## Conclusion

Une recherche d'événements contenant quatre quarks top dont la production est régie par le modèle 2UED/RPP introduit au chapitre 1.4.2.2 a été présentée. La stratégie de recherche, au travers des événements à deux leptons de même charge électrique, a été détaillée après avoir été brièvement justifiée.

Les bruits de fond correspondant à cette stratégie ont été divisés en deux catégories, irréductibles et instrumentaux. Leur estimation a été détaillée au sein de chaque catégorie et vérifiée par la suite grâce aux régions de contrôle.

La déduction de limite sur le paramètre  $m_{KK}$  dans le cas symétrique a été expliquée puis mise en œuvre dans la section 3.7. La limite inférieure ainsi imposée sur  $m_{KK}$  est de 0,90 TeV.

Par manque de temps, cette analyse s'est cependant bornée à étudier un « point de repère » particulier, le cas symétrique, plutôt qu'un cas plus général. L'analyse de la totalité des données, au chapitre 4, sera l'occasion d'aller plus loin dans ce domaine, ainsi que d'inclure de nombreux raffinements au niveau des définitions et estimations utilisées.



TAB. 3.8: Principales incertitudes systématiques relatives (exprimées en pourcentages) sur les bruits de fond après la sélection finale dans le canal  $e\mu$ . Le total inclut les incertitudes n'apparaissant pas dans cette table. « BTagSF » correspond à l'étiquetage des jets issus de quarks  $b$  (les trois composantes correspondent à « b », « c » et « l » respectivement pour ce qui concerne les quarks  $b$ ,  $c$  et légers). « JERSF » est l'incertitude sur la résolution en énergie des jets, « JES » sur l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets. « JVFSF » correspond aux incertitudes liées à la quantité  $JVF$ . Les incertitudes « SSW » sont liées à la présence combinée de deux leptons dans l'événement et se décomposent en identification (« id »), reconstruction (« rec ») et déclenchement (« trg »). Les incertitudes « XSi » sont celles portant sur les sections efficaces des différents processus simulés. « Fake » et « Misid » regroupent les différentes sources d'incertitudes systématiques portant sur les fakes et les misid.

Incertitude	Échantillon						
	$t\bar{t}W(+\text{jet}(s))$	$t\bar{t}Z(+\text{jet}(s))$	$W^\pm W^\pm + 2 \text{ jets}$	$t\bar{t}W^\pm W^\mp$	$WZ/ZZ$	Fakes	Misid
BTagSFb	+20,9/ - 19,2	+18,3/ - 17,0	+0,0/ - 0,0	+15,8/ - 14,9	+13,5/ - 13,5	—	—
BTagSFc	+4,3/ - 4,9	+4,3/ - 3,2	+15,6/ - 15,6	+0,0/ - 0,9	+11,3/ - 13,4	—	—
BTagSF1	+1,2/ - 1,2	+1,5/ - 1,4	+22,6/ - 22,8	+0,8/ - 0,8	+0,6/ - 0,6	—	—
Fake	—	—	—	—	—	+30,0/ - 30,0	—
JERSF	+0,2/ - 0,2	+4,9/ - 4,9	+0,1/ - 0,1	+4,1/ - 4,1	+100,0/ - 100,0	—	—
JES	+7,1/ - 8,0	+17,0/ - 12,8	+0,0/ - 0,1	+4,9/ - 11,2	+0,3/ - 0,2	—	—
JVFSF	+1,8/ - 2,1	+2,5/ - 2,5	+3,0/ - 2,6	+1,8/ - 2,2	+3,3/ - 2,7	—	—
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	—	—
Misid	—	—	—	—	—	—	+30,4/ - 30,3
SSWid	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	—	—
SSWrec	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+0,9/ - 0,9	—	—
SSWtrg	+1,8/ - 1,8	+1,7/ - 1,7	+2,4/ - 2,4	+0,3/ - 0,4	+2,1/ - 2,1	—	—
XS1	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—
XS2	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—
XS3	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—
XS4	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—
XS5	—	—	—	—	+34,3/ - 34,3	—	—
Total	+38,1/ - 37,4	+40,1/ - 37,9	+37,8/ - 37,9	+42,1/ - 32,8	+107,4/ - 107,6	+30,0/ - 30,0	+30,4/ - 30,3

TAB. 3.9: Principales incertitudes systématiques relatives sur le signal après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $e\mu$ . Le total comprend les incertitudes systématiques non indiquées ici. Les abbréviations sont explicitées dans la description de la table 3.8.

Incertitude	Échantillon			
	$m_{KK} = 0,6 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 0,8 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,0 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,2 \text{ TeV}$
BTagSFb	+0,0/ - 1,9	+0,0/ - 2,3	+6,0/ - 10,2	+9,3/ - 15,4
BTagSFc	+6,8/ - 6,5	+13,4/ - 12,9	+17,4/ - 15,6	+15,9/ - 14,1
BTagSF1	+0,4/ - 0,4	+0,3/ - 0,3	+0,4/ - 0,4	+0,2/ - 0,2
JERSF	+0,7/ - 0,7	+1,1/ - 1,1	+0,2/ - 0,2	+0,8/ - 0,8
JES	+0,0/ - 0,0	+0,4/ - 0,3	+0,0/ - 0,5	+0,9/ - 0,4
JVFSF	+10,6/ - 8,9	+11,3/ - 9,6	+12,5/ - 10,3	+14,3/ - 11,7
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6
SSWid	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3
SSWrec	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0
SSWtrg	+1,1/ - 1,1	+1,4/ - 1,4	+1,2/ - 1,2	+1,0/ - 1,1
Total	+14,0/ - 12,9	+18,8/ - 17,4	+23,1/ - 21,7	+24,0/ - 24,7

TAB. 3.10: Limites médianes attendues sur  $m_{KK}$  spécifiques à chaque canal dans le cas symétrique.

Canal	Limite attendue (TeV)
$ee$	0,79
$e\mu$	0,89
$\mu\mu$	0,86
Combinaison	0,92

TAB. 3.11: Nombres d'événements de bruits de fond totaux attendus et nombres d'événements observés après la sélection commune aux signaux à quatre quarks top. La première incertitude est statistique, la seconde combine les différentes sources systématiques, supposées décorréliées.

Événements	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Total fonds	$0,75 \pm 0,21 \pm 0,14$	$1,98 \pm 0,35 \pm 0,40$	$0,82 \pm 1,15 \pm 0,26$
Observés	1	6	1

TAB. 3.12: Limites observées sur  $m_{KK}$  spécifiques à chaque canal dans le cas symétrique.

Canal	Limite observée (TeV)
$ee$	0,79
$e\mu$	0,83
$\mu\mu$	0,89
Combinaison	0,90

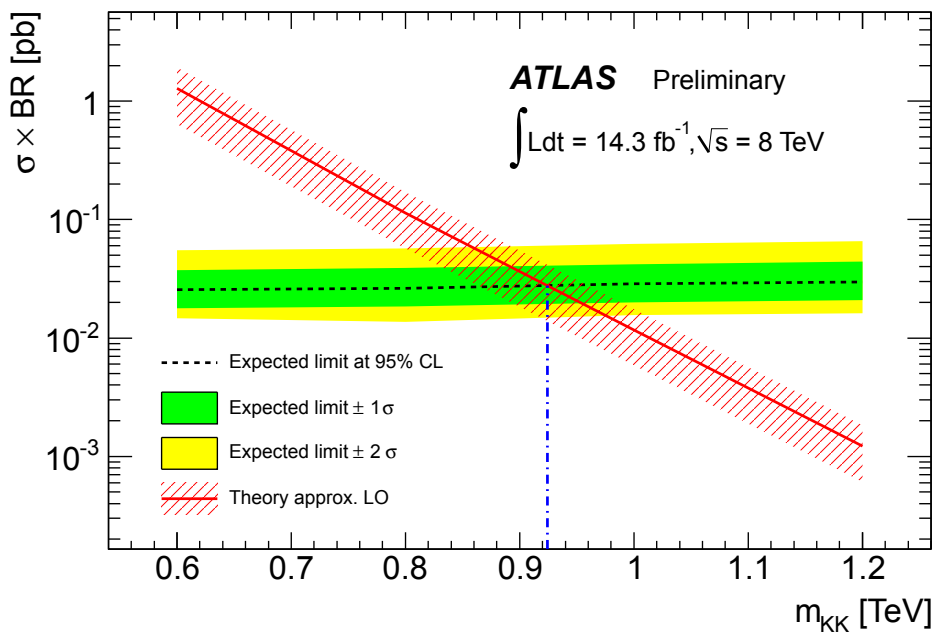


FIG. 3.9: Limite attendue sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{\text{KK}}$  dans le cas symétrique. La ligne « theory » correspond à la production d'événements à quatre quarks top par l'étage (1;1) avec un rapport d'embranchement de  $A^{(1;1)}$  en paire  $t\bar{t}$  de 1; la zone de hachures rouges correspond à l'incertitude. Le trait noir tireté correspond à la section efficace limite attendue médiane, la bande verte à l'intervalle défini par un écart de plus ou moins une déviation standard de cette médiane et la bande jaune à deux déviations standard. La limite obtenue sur  $m_{\text{KK}}$  est indiquée par la ligne bleue, elle est de 0,92 TeV.

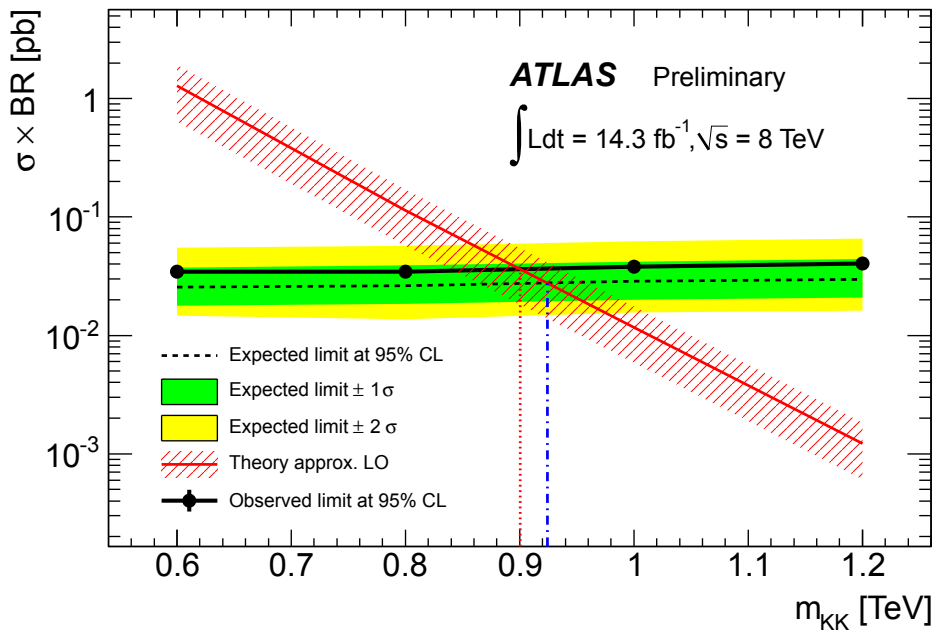


FIG. 3.10: Limites attendues et observées sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas symétrique. Cette figure reprend la figure 3.9 et y ajoute la section efficace limite observée (courbe noire en trait plein ; les points noirs correspondent aux points de masse générés). La limite observée sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne rouge verticale, elle est de 0,90 TeV.



# Chapitre 4

## Analyse de la totalité des données à 8 TeV

### Sommaire

---

<b>Introduction</b> . . . . .	<b>89</b>
<b>4.1 Raffinements par rapport à l'analyse partielle</b> . . . . .	<b>90</b>
4.1.1 Canaux leptoniques . . . . .	90
4.1.2 Définition des objets . . . . .	90
4.1.3 Présélection . . . . .	91
4.1.4 Estimation des bruits de fond . . . . .	92
4.1.5 Catégorisation . . . . .	96
4.1.6 Incertitudes systématiques . . . . .	99
4.1.7 Incertitude statistique sur les fakes . . . . .	104
<b>4.2 Validation des bruits de fond</b> . . . . .	<b>106</b>
<b>4.3 Résultats</b> . . . . .	<b>112</b>
4.3.1 Sensibilité attendue . . . . .	112
4.3.2 Événements observés et interprétation . . . . .	113
<b>4.4 Éléments de vérification</b> . . . . .	<b>116</b>
4.4.1 Propriétés des événements sélectionnés . . . . .	118
4.4.2 Simulations Monte Carlo . . . . .	118
4.4.3 Estimation des fakes . . . . .	119
4.4.4 Événements à deux leptons de charges opposées . . . . .	121
<b>4.5 Cinématique de l'excès</b> . . . . .	<b>121</b>
<b>Conclusion et perspectives</b> . . . . .	<b>124</b>

---

### Introduction

L'analyse présentée ici se base sur la totalité des  $20,3 \text{ fb}^{-1}$  enregistrés par ATLAS en 2012, lors de collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Elle a donné lieu à la rédaction d'un article récemment approuvé par la collaboration ATLAS et soumis au *Journal of High Energy Physics* [51].

La simple augmentation de la luminosité intégrée utilisée permet déjà une plus grande sensibilité. Les échantillons utilisés précédemment peuvent par simple extrapolation prédire tout aussi bien les nombres d'événements de signal et de bruits de fond attendus pour une luminosité intégrée de  $20,3 \text{ fb}^{-1}$  que pour  $14,3 \text{ fb}^{-1}$ . La limite attendue en l'absence de signal passe ainsi de 0,92 TeV à 0,97 TeV. Mais cette analyse est avant tout l'occasion de raffiner les méthodes employées sur le lot partiel de données, afin d'augmenter bien davantage cette sensibilité.

## 4.1 Raffinements par rapport à l'analyse partielle

La prise de recul sur l'analyse précédente est d'une part l'occasion de corriger certaines approximations et d'autre part celle de tester puis d'employer d'autres méthodes d'utilisation des données à disposition (par exemples, la catégorisation présentée en section 4.1.5 ou l'amélioration de l'estimation de l'erreur statistique sur les fakes détaillée en section 4.1.7), visant à augmenter la sensibilité de l'analyse.

### 4.1.1 Canaux leptoniques

L'une des faiblesses de l'analyse du lot de données partiel provient de l'application de la méthode d'estimation des fakes. Celle-ci nécessite que l'échantillon lâche soit un surensemble de l'échantillon resséré. Lors de l'analyse partielle, l'échantillon lâche comportait exactement deux leptons lâches et l'échantillon resséré exactement deux leptons ressérés. Cela signifie que la contribution des événements à au moins trois leptons lâches aux événements ayant exactement deux leptons ressérés n'est pas prise en compte dans l'estimation des fakes. Lors de l'analyse partielle, à titre de vérification, l'estimation des fakes a été reproduite en autorisant un nombre supérieur de leptons lâches dans l'échantillon lâche<sup>(1)</sup>. Il a alors été constaté que la variation de l'estimation du nombre d'événements fakes était inférieure à l'amplitude des incertitudes systématiques s'y rapportant. L'approximation avait donc été considérée valide, bien qu'il soit plus satisfaisant encore de s'en dispenser.

De plus, les critères de non-recouvrement entre objets (par exemple, jet et muon) étaient définis originellement sur les leptons ressérés. L'utilisation de leptons lâches dans toute la chaîne logicielle conduisant à l'estimation du nombre d'événements fakes pouvait modifier l'événement final. Par exemple, un candidat muon qui ne survivrait pas au critère d'isolation peut subsister dans la chaîne d'estimation des fakes et entraîner la suppression de l'événement à cause d'un recouvrement avec un candidat électron.

Afin de palier ces faiblesses, la définition des canaux leptoniques a été modifiée dans l'analyse. La définition première des leptons est maintenant le critère lâche. Tous les critères de non recouvrement sont appliqués sur ces leptons. L'analyse comporte par ailleurs maintenant sept canaux :  $e^\pm e^\pm$ ,  $e^\pm \mu^\pm$ ,  $\mu^\pm \mu^\pm$ ,  $eee$ ,  $ee\mu$ ,  $e\mu\mu$  et  $\mu\mu\mu$ . Les trois premiers sont définis par la présence d'exactly deux leptons ressérés parmi les trois leptons de plus grande impulsion transverse, aux saveurs et charges correspondant à la dénomination du canal. Les quatre derniers correspondent au cas où les trois leptons de plus grande impulsion transverse sont tous ressérés. Les éventuels leptons supplémentaires (à partir du quatrième) ne sont pas pris en compte dans la définition des canaux leptoniques. L'inclusion des canaux comportant trois leptons ressérés dans l'analyse vient comme suite logique de l'utilisation des canaux comportant trois leptons lâches au niveau de l'estimation des fakes.

Par ailleurs le véto sur les paires de muons (du canal  $\mu^\pm \mu^\pm$ ) compatibles avec la désintégration d'un  $Z$  ou d'un quarkonium a été supprimé, le taux de méprise de charges étant négligeable pour les muons. Un tel véto n'a pas non plus été propagé à la présélection dans les canaux trileptoniques.

### 4.1.2 Définition des objets

Outre l'utilisation de leptons lâches au lieu de leptons ressérés pour les critères de non-recouvrement, plusieurs autres caractéristiques des objets ont été redéfinies.

**Jets** Le critère  $JVF > 0,5$  n'est plus appliqué que pour les jets ayant une impulsion transverse inférieure à 50 GeV. La relaxation de ce critère provient d'une meilleure correction des effets d'empilement [52].

**Électrons** Le critère de mini-isolation précédemment appliqué uniquement aux muons est maintenant également appliqué aux électrons, au lieu du critère d'isolation portant sur deux cônes fixes.

---

<sup>(1)</sup>Toutefois, l'estimation se basait alors uniquement sur les deux leptons de plus grande impulsion transverse. Un événement trileptonique dont les deux seuls leptons ressérés seraient les deuxième et troisième en termes d'impulsion transverse n'est alors pas correctement pris en compte.

**Muons** Le critère de non-recouvrement entre muons et jets est maintenant basé sur un écart variable :  $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T^{\text{muon}}}$  au lieu de  $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,4$ . De plus, le rapport entre le paramètre d'impact du muon ( $d_0$ , distance de la trace au faisceau dans le plan transverse) et son incertitude doit être inférieur à 3. Cette toute dernière demande n'est pas conservée dans la définition lâche du muon.

Dans cette liste, le premier critère provient de l'évolution de la définition commune des objets proposée par le groupe Top d'ATLAS.

En ce qui concerne le deuxième critère, une étude que j'avais menée lors de la préparation de l'analyse partielle avait montré un gain important de l'acceptance du signal à quatre quarks top dans le cadre de l'interaction de contact dans le canal  $ee$  en cas de passage au critère de mini-isolation<sup>(2)</sup>. Un gain significatif avait également été observé dans le canal  $e\mu$ <sup>(3)</sup>. Il avait cependant été décidé de conserver la définition standard des électrons du groupe Top d'ATLAS pour cette première approche (la définition standard des muons du groupe Top comprenait déjà la mini-isolation). Cette décision permettait d'utiliser les taux  $r$  et  $f$  (utilisés dans la méthode de la matrice) calculés par un sous-groupe d'ATLAS utilisant également les définitions standard des objets, plutôt que de devoir les reproduire avec les nouvelles définitions. Il apparaît clairement dans la table 3.10 que le canal  $ee$  ne contribuait que marginalement à la sensibilité de l'analyse lors de l'étude du lot de données partiel. Afin de récupérer une sensibilité intéressante dans ce canal, il a été décidé d'utiliser la mini-isolation pour les électrons.

La redéfinition des muons part elle aussi de considérations portant sur l'acceptance. La mini-isolation tient compte du fait que des objets de grande impulsion transverse sont fortement soumis aux effets relativistes. Plusieurs particules émises dans des directions très diverses dans le référentiel de leur centre de masse (par exemple deux muons issus de la désintégration d'un boson  $Z$ ) se retrouvent fortement collimatées dans le référentiel d'ATLAS. En autorisant les particules les plus énergétiques à se trouver plus proches les unes des autres que les particules de moindre énergie, la mini-isolation permet de gommer partiellement les effets de ce phénomène. Toutefois, le critère d'isolation n'est pas le seul à se baser sur un cône de  $\Delta R$  fixe. Le non-recouvrement entre muons et jets impose ainsi une séparation de  $\Delta R = 0,4$  dans sa version standard. Cela limite les gains dus à la mini-isolation. Le passage à  $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0,04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T}$  a été démontré source d'un gain appréciable en efficacité de sélection du signal (sur le signal issu du modèle mettant en scène le sgluon, le gain peut s'approcher de 50% [53]).

Ce  $\Delta R$  variable dans le critère de non-recouvrement introduit cependant une contamination substantielle dans la sélection de la part de fakes, plus précisément de muons issus de désintégrations de hadrons beaux au sein des jets. L'ajout du critère portant sur le paramètre d'impact dans la définition des muons permet alors de contrebalancer cet effet en supprimant fortement les fakes sans que l'impact sur le signal soit trop important.

Par ailleurs, un autre changement affecte les muons. La définition lâche de ceux-ci n'inclut maintenant plus le mime de l'isolation du déclencheur, un autre moyen étant utilisé pour pallier le problème associé (voir 4.1.4.2.2).

### 4.1.3 Présélection

La présélection est adaptée de celle de l'analyse du lot de données partiel (3.5) en tenant compte des nouveaux canaux et en incluant dès ce stade la présence d'un jet (servant à l'estimation des fakes) dans l'événement. Les événements sont donc maintenant présélectionnés en tenant compte des critères suivants :

- qualité de l'événement (GRL) ;
- pas de superposition entre candidat muon et candidat électron (définie par  $\Delta R < 0,2$ ) ;

<sup>(2)</sup> Une sélection proche de la sélection définitive conduisait à conserver 0,22% des événements (non pondérés) à quatre quarks top, toutes désintégrations des  $W$  confondues, sans la mini-isolation contre 0,58% avec. Ces nombres sont issus du signal dû à l'interaction de contact, les échantillons 2UED/RPP n'étant pas encore disponibles lors de l'étude.

<sup>(3)</sup> Dans ce canal, on passe de 0,74% à 1,58%.



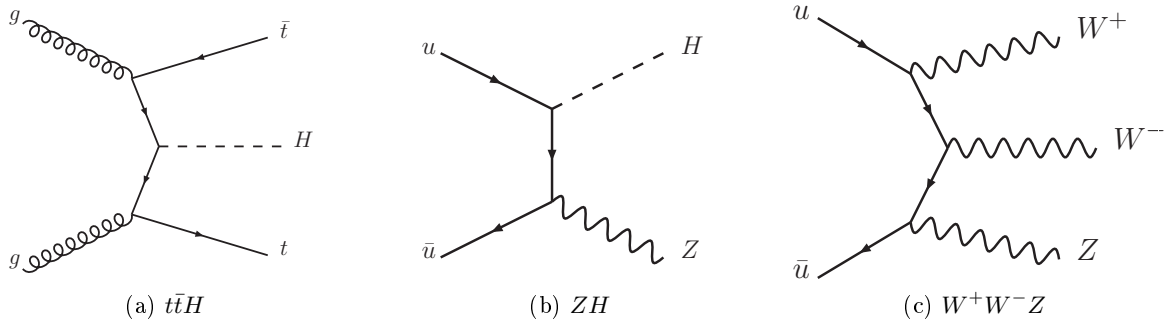


FIG. 4.1: Exemples de diagrammes de Feynmann de production des nouveaux processus pris en compte dans l’analyse du lot de données complet. Par souci de lisibilité, les désintégrations des quarks top et des bosons ne sont pas indiquées. Les canaux de désintégration des bosons BEH considérés sont mentionnés dans le texte.

- pas de muon pouvant être d’origine cosmique (deux muons reconstruits avec un angle azimutal entre les deux de plus de 3,10 rad) ;
- au moins un vertex avec au moins cinq traces d’impulsion transverse supérieure à 0,4 GeV ;
- présence d’au moins un jet ;
- appartenance (en terme de contenu en leptons) à l’un des canaux définis, véto sur la masse invariante  $ee$  inclus.

#### 4.1.4 Estimation des bruits de fond

##### 4.1.4.1 Bruits de fond irréductibles

Par rapport à l’analyse partielle, plusieurs autres processus conduisant à la production d’au moins deux leptons primaires isolés de même charge électrique sont pris en considération. Ils sont listés ci-après et quelques exemples de diagrammes de Feynman correspondants sont donnés figure 4.1.

- Production associée d’une paire de quarks top avec un boson BEH ( $t\bar{t}H$ ) où celui-ci se désintègre en  $W^+W^-$ ,  $ZZ$  ou  $\tau^+\tau^-$  (avec pour le dernier cas une désintégration leptonique d’un tau). La simulation de l’interaction principale et de l’hadronisation est réalisée avec Pythia8.
- Production de  $W^\pm W^\pm jj$  par le biais de deux productions simultanées de  $Wj$  (double interaction partonique). La simulation est là aussi réalisée par Pythia8.
- Production associée d’un boson BEH et d’un boson de jauge ( $WH$  et  $ZH$ ). La simulation est là encore réalisée par Pythia8. Les désintégrations du boson BEH prises en compte sont les désintégrations en deux bosons  $W$ , dont l’un au moins se désintègre de façon leptonique. Dans le cas de  $WH$  (de plus grande section efficace), les désintégrations du boson BEH en paire de taus comportant une désintégration leptonique sont prises en compte.
- Production simultanée de trois bosons de jauge (seuls les cas  $WWW$  et  $WWZ$  sont pris en compte ; la section efficace des autres possibilités est négligeable). L’interaction principale est simulée par MADGRAPH, l’hadronisation par Pythia6.
- Production de quatre quarks top *via* le Modèle Standard. L’interaction principale est simulée par MADGRAPH, l’hadronisation par Pythia8.
- Production associée de  $tWZ$ . L’interaction principale est simulée par MADGRAPH, l’hadronisation par Pythia6.
- Production associée de  $tH$  où le boson se désintègre en  $W^+W^-$ ,  $ZZ$  ou  $\tau^+\tau^-$ . L’interaction principale est simulée par MADGRAPH, l’hadronisation par Pythia8.

Pour tous ces échantillons, la simulation du détecteur est réalisée avec GEANT4. Par ailleurs, les échantillons  $W^\pm W^\pm jj$  utilisés lors de l’analyse du lot partiel de données ont été remplacés par des échantillons simulés par Sherpa et GEANT4 (au lieu de MADGRAPH+Pythia6 et AtlFastII).

TAB. 4.1: Liste des bruits de fond irréductibles dont les simulations Monte Carlo sont utilisées dans cette analyse.

Bruit de fond	Section efficace (fb)	Remarque
$t\bar{t}W(+\text{jets})$	198	0, 1 et au moins deux jets simulés séparément
$t\bar{t}Z(+\text{jets})$	153	0, 1 et au moins deux jets simulés séparément
$t\bar{t}W^+W^-$	2,2	—
$t\bar{t}H$	24,7	$H \rightarrow W^+W^-$ , $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ simulés séparément
$W^\pm W^\pm \rightarrow \ell_1\nu_1\ell_2\nu_2$	44	Contributions électrofaible, QCD et double interaction partonique simulées séparément
$WZ \rightarrow \ell_1\nu_1\ell_2\ell_3(+\text{jets})$	$2,42 \times 10^3$	Contributions électrofaible et QCD simulées séparément
$ZZ \rightarrow \ell_1\ell_2\ell_3\ell_4(+\text{jets})$	$8,74 \times 10^3$	Contributions électrofaible et QCD simulées séparément
$WH(W \rightarrow \ell\nu)$	83	$H \rightarrow W^+W^-$ , $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ simulés séparément
$ZH \rightarrow \ell_1\ell_2W^+W^-$	35	Deux échantillons séparés : désintégration leptonique des deux $W$ et d'un seul.
$WWW$	5,1	Toutes désintégrations leptoniques
$ZWW$	1,6	Toutes désintégrations leptoniques
$tWZ(Z \rightarrow \ell^+\ell^-)$	4,1	—
$tH$	13,9	$H \rightarrow W^+W^-$ , $H \rightarrow ZZ$ et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ simulés séparément

La table 4.1 liste les bruits de fond irréductibles dont les simulations Monte Carlo sont utilisées dans cette analyse.

#### 4.1.4.2 Fakes

Plusieurs changements ont eu lieu dans la façon d'estimer le nombre de fakes.

Tout d'abord, les régions servant à la mesure de  $f$  ont été redéfinies. Pour les muons, il s'agit maintenant des événements à un seul muon comportant au moins deux jets<sup>(4)</sup> et pour lesquels la signification du paramètre d'impact du muon, cette fois-ci par rapport au vertex primaire, est au moins de 5. Pour les électrons, il s'agit maintenant des événements à un seul électron pour lesquels  $m_T(W) < 20$  GeV et  $m_T(W) + E_T^{\text{miss}} < 60$  GeV.

Par ailleurs, les changements de définitions des objets utilisés dans l'analyse ont conduit à une extraction indépendante des taux  $r$  et  $f$  (prenant en compte ces changements) par l'une des autres équipes participant à l'analyse.

Les changements majeurs concernent les canaux leptoniques et, pour un lepton donné, le choix du déclencheur auquel vont correspondre les efficacités  $r$  et  $f$ .

##### 4.1.4.2.1 Prise en compte de la modification des définitions des canaux leptoniques

Le cas où seuls deux leptons lâches ( $LL$ ) sont présents est le plus simple, correspondant à l'analyse précédente. L'utilisation de la méthode de la matrice sur ces deux leptons conduit à l'estimation des fakes dans le canal dileptonique défini par la saveur de ces deux leptons.

<sup>(4)</sup>La région obtenue est ainsi dominée par les événements multijets. En effet, la principale source de fakes pour les muons sont les vrais muons non primaires (donc issus des processus de désintégration à l'œuvre dans les jets) survivant aux critères d'isolation.

Dans le cas où trois leptons lâches sont présents, la matrice correspondante est une matrice  $8 \times 8$  :

$$\begin{pmatrix} N_{TTT} \\ N_{TTA} \\ N_{TAT} \\ N_{TAA} \\ N_{ATT} \\ N_{ATA} \\ N_{AAT} \\ N_{AAA} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 r_2 r_3 & r_1 r_2 \bar{f}_3 & r_1 \bar{f}_2 r_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 r_2 r_3 & f_1 r_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 r_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ r_1 r_2 \bar{r}_3 & r_1 r_2 \bar{f}_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 r_2 \bar{r}_3 & f_1 r_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ r_1 \bar{r}_2 r_3 & r_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & r_1 \bar{f}_2 r_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{r}_2 r_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 r_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ r_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & r_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ \bar{r}_1 r_2 r_3 & \bar{r}_1 r_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 r_2 r_3 & f_1 r_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 r_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ \bar{r}_1 r_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 r_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 r_2 \bar{r}_3 & f_1 r_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ \bar{r}_1 \bar{r}_2 r_3 & \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{r}_2 r_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 r_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \\ \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} N_{LLL}^{RRRR} \\ N_{LLL}^{RRRF} \\ N_{LLL}^{RRFR} \\ N_{LLL}^{RFFF} \\ N_{LLL}^{FRRR} \\ N_{LLL}^{FRRF} \\ N_{LLL}^{FFRR} \\ N_{LLL}^{FFFF} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

où les notations reprennent celle de la section 3.4.2 et où l'écriture  $(1 - k_i)$  (où  $k$  représente  $r$  ou  $f$ ) a été condensée en  $\bar{k}_i$ .

Dans le cas du nombre de fakes dans les canaux tripleptoniques, la méthode est la même que précédemment, la contribution d'un événement à l'estimation du nombre de fakes dans le canal tripleptonique correspondant s'écrivant :

$$\begin{aligned} N_{TTT}^{\text{fakes}} &= N_{TTT}^{RRF} + N_{TTT}^{RFR} + N_{TTT}^{RFF} + N_{TTT}^{FRR} + N_{TTT}^{FRF} + N_{TTT}^{FFR} + N_{TTT}^{FFF} \\ &= r_1 r_2 f_3 N_{LLL}^{RRF} + r_1 f_2 r_3 N_{LLL}^{RFR} + r_1 \bar{f}_2 f_3 N_{LLL}^{RFF} + f_1 r_2 r_3 N_{LLL}^{FRR} \\ &\quad + f_1 r_2 \bar{f}_3 N_{LLL}^{FRF} + f_1 \bar{f}_2 r_3 N_{LLL}^{FFR} + f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 N_{LLL}^{FFF} \end{aligned} \quad (4.2)$$

avec, une fois la matrice  $8 \times 8$  inversée :

$$\begin{pmatrix} N_{LLL}^{RRR} \\ N_{LLL}^{RRF} \\ N_{LLL}^{RFR} \\ N_{LLL}^{RFF} \\ N_{LLL}^{FRR} \\ N_{LLL}^{FRF} \\ N_{LLL}^{FFR} \\ N_{LLL}^{FFF} \end{pmatrix} = \alpha A \begin{pmatrix} N_{TTT} \\ N_{TTA} \\ N_{TAT} \\ N_{TAA} \\ N_{ATT} \\ N_{ATA} \\ N_{AAT} \\ N_{AAA} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

où

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)(r_3 - f_3)} \quad (4.4)$$

et

$$A = \begin{pmatrix} \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & -\bar{f}_1 \bar{f}_2 f_3 & -\bar{f}_1 f_2 \bar{f}_3 & \bar{f}_1 f_2 f_3 & -f_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & f_1 \bar{f}_2 f_3 & f_1 f_2 \bar{f}_3 & -f_1 f_2 f_3 \\ -\bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & -\bar{f}_1 \bar{f}_2 r_3 & f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & -f_1 \bar{f}_2 r_3 & -f_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{f}_2 r_3 \\ -\bar{f}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & \bar{f}_1 \bar{r}_2 f_3 & \bar{f}_1 r_2 \bar{f}_3 & -\bar{f}_1 r_2 f_3 & f_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & -f_1 \bar{r}_2 f_3 & -f_1 r_2 \bar{f}_3 & f_1 r_2 f_3 \\ \bar{f}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & -\bar{f}_1 \bar{r}_2 r_3 & -\bar{f}_1 r_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 r_2 r_3 & -f_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & f_1 \bar{r}_2 r_3 & f_1 r_2 \bar{r}_3 & -f_1 r_2 r_3 \\ -\bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 f_3 & \bar{r}_1 f_2 \bar{f}_3 & -\bar{r}_1 f_2 f_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & -r_1 \bar{f}_2 f_3 & -r_1 f_2 \bar{f}_3 & r_1 f_2 f_3 \\ \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & -\bar{r}_1 \bar{f}_2 r_3 & -\bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 r_3 & -r_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & r_1 \bar{f}_2 r_3 & r_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & -r_1 \bar{f}_2 r_3 \\ \bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & -\bar{r}_1 \bar{r}_2 f_3 & -\bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & \bar{r}_1 \bar{r}_2 f_3 & -r_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & r_1 \bar{r}_2 f_3 & r_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & -r_1 \bar{r}_2 f_3 \\ -\bar{r}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{r}_2 r_3 & \bar{r}_1 r_2 \bar{r}_3 & -\bar{r}_1 r_2 r_3 & r_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & -r_1 \bar{r}_2 r_3 & -r_1 r_2 \bar{r}_3 & r_1 r_2 r_3 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

La contribution aux canaux dileptoniques peut être retrouvée de la même manière, en sommant  $N_{TTA}^{\text{fakes}}$ ,  $N_{TAT}^{\text{fakes}}$  et  $N_{ATT}^{\text{fakes}}$ . Il est à noter qu'un événement dont le premier lepton est resserré ne contribue en rien à  $N_{ATT}^{\text{fakes}}$  (et de même pour les leptons suivants). De plus, la contribution d'un événement  $ALL$  à  $N_{ATT}^{\text{fakes}}$  est strictement la même que celle d'un événement  $LL$  à  $N_{TT}^{\text{fakes}}$  une fois les changements de numérotation des leptons pris en compte. En pratique, les contributions des événements  $LLL$  aux

fakes dans les canaux dileptoniques utilisent donc la méthode de la matrice dileptonique (permettant un calcul légèrement plus rapide et, surtout, une maintenance du code informatique plus aisée).

Il est à noter que pour la contribution aux canaux dileptoniques des événements  $LLL$ , les variables pertinentes sont redéfinies. Par exemple, « la pseudo-rapacité du second lepton de plus haute impulsion transverse » (variable utilisée pour la validation de la modélisation des bruits de fond) d'un événement  $e^-\mu^+e^+$  contribuant à  $N_{ATT}^{\text{fakes}}$  sera la pseudo-rapacité du positon (second des deux leptons ressérés). Par ailleurs, dans un tel cas de figure, les configurations  $TAT$  et  $TTA$  donnent des paires de leptons de charges électriques opposées et ne contribuent donc pas à l'estimation finale du nombre de fakes.

#### 4.1.4.2 Choix du déclencheur

Les efficacités  $r$  et  $f$  associées aux électrons sont dorénavant elles aussi spécifiques d'un déclencheur donné. Cela permet d'harmoniser le traitement des électrons et des muons.

Pour les muons,  $r$  et  $f$  sont maintenant paramétrées (constantes par morceaux) en fonction de l'impulsion transverse et de la valeur absolue de la pseudo-rapacité du muon et de la distance (en termes de  $\Delta R$ ) entre le muon et le jet le plus proche. Les deux premiers paramètres renseignent sur les caractéristiques du muon ; le dernier fait le lien avec la source principale de fakes chez les muons : un véritable muon, mais non primaire, issu d'un jet. Pour les électrons,  $r$  et  $f$  sont maintenant paramétrées (constantes par morceaux) en fonction de la distance (en termes de  $\Delta R$ ) entre l'électron et le jet le plus proche, de l'impulsion transverse du jet de plus haute impulsion transverse et de la valeur absolue de la pseudo-rapacité de la grappe de cellules calorimétriques définissant l'électron. De plus, pour les électrons, une différence est faite entre la présence ou l'absence de jets étiquetés  $b$  dans l'événement. Le paramétrage en terme de  $\Delta R$  vient comme pour les muons de la possibilité d'avoir un véritable électron, mais non primaire. Celui en terme de pseudo-rapacité renseigne sur les caractéristiques de l'électron. Les deux derniers renseignent sur l'activité hadronique lors de l'événement, faisant le lien avec une autre source possible de fakes : des jets reconstruits à tort comme des électrons.

Par ailleurs, outre ceux liés aux quatre déclencheurs utilisés dans l'analyse, deux autres lots d'efficacités ont été dérivés : un pour les muons, un pour les électrons. Il s'agit d'efficacités associées à des déclencheurs de faible impulsion transverse (les seuils sont les mêmes que pour les déclencheurs isolés) mais *sans critère d'isolation* : `EF_e24vh_medium1` et `EF_mu24_tight`<sup>(5)</sup>.

Il est donc maintenant possible d'associer à un lepton de faible impulsion transverse n'activant pas le déclencheur isolé des efficacités correspondant davantage à sa situation. L'association d'un jeu d'efficacités à un lepton (muon ou électron) se fait désormais de la façon suivante : le lepton de plus grande impulsion transverse (parmi ceux associés au déclencheur isolé) d'un événement où seul le déclencheur isolé est activé est associé aux efficacités correspondantes ; tous les autres leptons, toutes catégories d'événements confondues, sont associés aux efficacités d'un déclencheur non-isolé, le choix de celui-ci dépendant de l'impulsion transverse du lepton (si elle est au-delà du seuil du déclencheur de haute impulsion transverse, les efficacités associées à celui-ci sont utilisées, celle du déclencheur non-isolé de faible impulsion transverse sinon).

#### 4.1.4.3 Misid

Plusieurs changements sont apportés à la méthode décrite en 3.4.1.

Le taux de méprise de charge directement issu des données (pour une impulsion transverse des électrons maintenant inférieure à 140 GeV) est maintenant ajusté sur trois intervalles (au lieu d'une moyenne sur leur concaténation) :  $[0 \text{ GeV} ; 50 \text{ GeV}]$ ,  $[50 \text{ GeV} ; 80 \text{ GeV}]$  et  $[80 \text{ GeV} ; 140 \text{ GeV}]$ .

La méthode du maximum de vraisemblance est donc utilisée avec une dépendance bidimensionnelle de  $\epsilon$  (en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse).

Par ailleurs, deux découpages du facteur correctif  $\alpha$  (défini au 3.4.1) en fonction de l'impulsion ont été testés, donnant des résultats très similaires au niveau de l'estimation finale du nombre d'événements

<sup>(5)</sup> Afin de limiter le nombre d'événements acceptés par ces déclencheurs et éviter toute saturation, seuls 10% des événements répondant à leurs critères sont finalement enregistrés. Ces déclencheurs ne sont donc pas utilisés dans l'analyse.

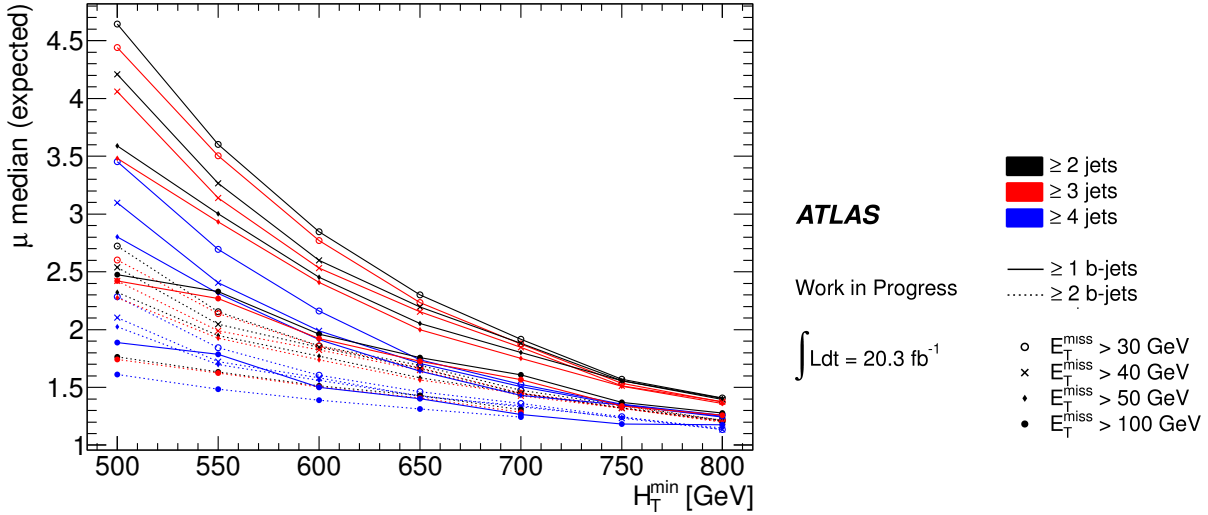


FIG. 4.2: Optimisation de la sélection dans le canal  $e^\pm\mu^\pm$  pour le point de masse  $m_{KK} = 1$  TeV. La force du signal la plus faible exclue médiane attendue est représentée en fonction de  $H_T$  pour différentes valeurs de  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $N_j$  et  $N_b$ . La valeur minimale est de 1,13.

misid. Le découpage original a été conservé.

#### 4.1.4.4 Recouvrement fakes/misid

La méthode d'estimation du recouvrement fakes/misid a été raffinée et passe désormais par la méthode de la matrice. On étend celle-ci au calcul de  $N_{TT}^{RR}$  et aux contributions correspondantes des événements trileptoniques aux canaux dileptoniques. Après la pondération correspondante, on obtient ainsi non plus une estimation du nombre de fakes, mais du nombre d'événements contenant uniquement des vrais leptons. Ce sont ces événements pondérés qui servent ensuite de point de départ à l'estimation des misid.

### 4.1.5 Catégorisation

#### 4.1.5.1 Optimisation pour le signal 2UED/RPP

Une optimisation a été effectuée concernant le signal à quatre quarks top issu du modèle 2UED/RPP, selon le principe exposé en 3.7.

Le critère d'optimisation considéré est la force du signal la plus faible exclue médiane attendue, notée ici  $\mu_{\text{att}}^{\text{méd}}$ . La valeur optimale sera donc la plus faible. Elle est recherchée en faisant varier les valeurs des limites inférieures lors des sélections sur  $H_T$  (de 500 GeV à 800 GeV par pas de 50 GeV),  $E_T^{\text{miss}}$  (30, 40, 50 et 100 GeV),  $N_j$  (de 2 à 4 inclus) et  $N_b$  (de 1 à 3 inclus) une fois la présélection effectuée.

Par ailleurs, afin de garantir une statistique suffisante une fois toutes ces coupures effectuées, seules les sélections pour lesquelles l'incertitude relative (essentiellement statistique) sur le nombre d'événements de bruit de fond est inférieure à 20% sont prises en compte. Le choix de cette valeur (20%) résulte d'un compromis entre la sensibilité attendue et un comportement suffisamment lisse des courbes en fonction des sélections (des brisures de pente importantes indiquent un comportement erratique de l'estimation des fakes lié à la trop faible statistique).

Le balayage des valeurs des variables discriminantes est limité pour éviter une sélection exigeante au point de conduire à des régions situées dans des queues de distribution. En effet, la bonne modélisation de ces régions n'est pas assurée.

Cette optimisation a été effectuée indépendamment pour chaque canal et pour chaque point de masse. Un exemple est donné figure 4.2 pour le canal  $e^\pm\mu^\pm$  avec  $m_{KK} = 1$  TeV. L'évolution de  $\mu_{\text{att}}^{\text{méd}}$

TAB. 4.2: Sélections fournissant les valeurs minimales de  $\mu_{\text{att}}^{\text{méd}}$ . Les valeurs listées pour  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ ,  $N_j$  et  $N_b$  sont les minima requis pour que l'événement passe la sélection.

Canal	$m_{\text{KK}}$ (GeV)	$H_T$ (GeV)	$E_T^{\text{miss}}$ (GeV)	$N_j$	$N_b$	Bruit de fond attendu	Signal attendu	$\mu_{\text{att}}^{\text{méd}}$
$e^\pm e^\pm$	600	750	30	3	1	$5,7 \pm 1,1$	$155 \pm 6$	0,04
	800	750	30	3	1	$5,7 \pm 1,1$	$17,4 \pm 0,6$	0,4
	1000	750	40	2	1	$5,6 \pm 1,1$	$2,05 \pm 0,07$	3,2
	1200	750	40	2	1	$5,6 \pm 1,1$	$(219 \pm 8) \times 10^{-3}$	31
$e^\pm \mu^\pm$	600	800	30	4	2	$2,3 \pm 0,4$	$358 \pm 9$	0,013
	800	800	30	4	2	$2,3 \pm 0,4$	$35,9 \pm 0,8$	0,13
	1000	800	40	4	2	$2,2 \pm 0,4$	$4,05 \pm 0,10$	1,1
	1200	800	100	4	1	$3,0 \pm 0,5$	$0,529 \pm 0,012$	9,9
$\mu^\pm \mu^\pm$	600	800	50	4	1	$1,54 \pm 0,21$	$240 \pm 8$	0,016
	800	800	50	4	1	$1,54 \pm 0,21$	$25,7 \pm 0,7$	0,15
	1000	800	50	4	1	$1,54 \pm 0,21$	$3,05 \pm 0,09$	1,3
	1200	800	50	4	1	$1,54 \pm 0,21$	$0,348 \pm 0,010$	11
$eee$	600	600	30	4	1	$1,07 \pm 0,16$	$33,8 \pm 2,6$	0,11
	800	750	40	3	1	$0,85 \pm 0,15$	$4,85 \pm 0,31$	0,7
	1000	750	50	3	1	$0,79 \pm 0,15$	$0,492 \pm 0,035$	7
	1200	750	50	3	1	$0,79 \pm 0,15$	$(63 \pm 4) \times 10^{-3}$	$6 \times 10^1$
$ee\mu$	600	800	30	4	1	$1,01 \pm 0,20$	$126 \pm 5$	0,029
	800	800	50	4	1	$0,88 \pm 0,14$	$14,3 \pm 0,5$	0,25
	1000	800	40	4	1	$0,92 \pm 0,14$	$1,90 \pm 0,07$	1,9
	1200	800	40	4	1	$0,92 \pm 0,14$	$(237 \pm 8) \times 10^{-3}$	15
$e\mu\mu$	600	800	40	4	1	$0,95 \pm 0,16$	$149 \pm 6$	0,024
	800	800	30	4	1	$1,03 \pm 0,16$	$18,7 \pm 0,6$	0,2
	1000	800	50	4	1	$0,85 \pm 0,16$	$2,37 \pm 0,08$	1,5
	1200	800	30	4	1	$1,03 \pm 0,16$	$(303 \pm 9) \times 10^{-3}$	12
$\mu\mu\mu$	600	800	40	4	1	$1,00 \pm 0,14$	$54,0 \pm 3,5$	0,07
	800	800	40	4	1	$1,00 \pm 0,14$	$7,2 \pm 0,4$	0,5
	1000	800	30	4	1	$1,05 \pm 0,14$	$1,00 \pm 0,05$	4
	1200	800	50	4	1	$0,97 \pm 0,14$	$(140 \pm 7) \times 10^{-3}$	26

y est indiquée en fonction des quatre variables sur lesquelles porte l'optimisation. La valeur la plus basse est 1,13 pour au moins quatre jets dont au moins deux étiquetés  $b$ , au moins 40 GeV d'énergie transverse manquante et une valeur de  $H_T$  d'au moins 800 GeV. La table 4.2 résume l'ensemble des valeurs minimales de  $\mu_{\text{att}}^{\text{méd}}$  et les points pour lesquels elles sont atteintes pour l'ensemble des canaux et des points de masse.

La limite attendue sur  $m_{\text{KK}}$  dans cette configuration est de 1,05 TeV.

Il ressort clairement des valeurs de la table qu'une sélection plus exigeante offrirait sans doute une sensibilité accrue : les valeurs « optimales » des sélections sur  $H_T$  et  $N_j$  correspondent dans la majorité des cas au maximum testé. Mais le problème de la modélisation des queues de distributions se poserait alors.

#### 4.1.5.2 Problématiques et solution

À la difficulté liée à la modélisation des queues de distribution s'en ajoute une autre : la seule optimisation pour le 2UED/RPP définit une sélection par canal et par point de masse, donc un total

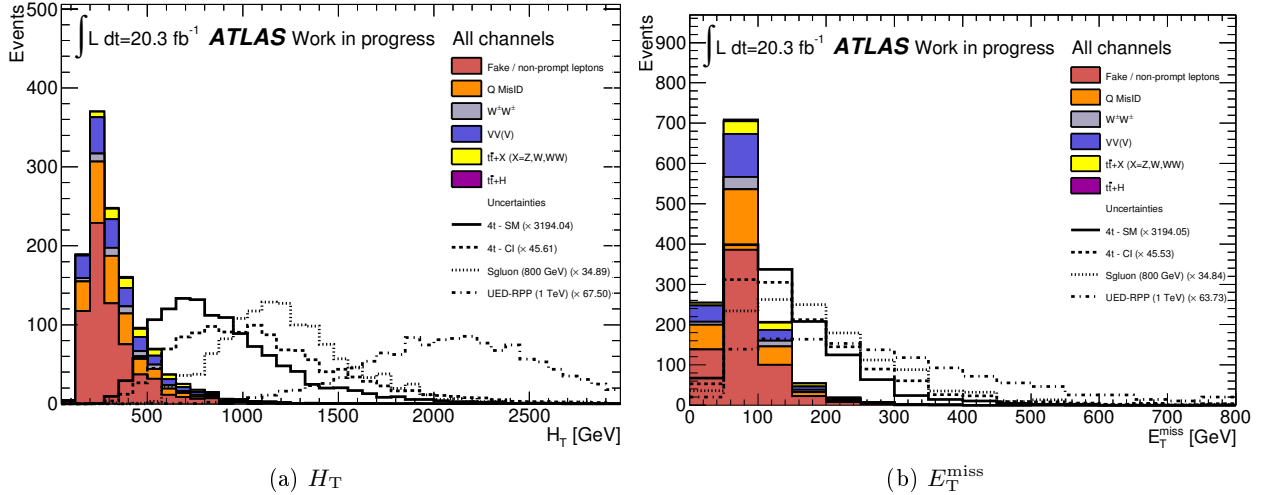


FIG. 4.3: Distribution après présélection des variables cinématiques  $H_T$  (à gauche) et  $E_T^{\text{miss}}$  (à droite) pour différents modèles de production de quatre quarks top et pour les bruits de fond considérés. L'ensemble des canaux leptoniques est combiné. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

de 28 sélections (dont finalement 12 différentes les unes des autres).

Les autres signaux à quatre quarks top étudiés présentent des cinématiques suffisamment différentes les unes des autres (comme montré sur la figure 4.3) pour nécessiter leurs propres sélections. Si des sélections différentes pour des signaux aussi différents que les paires de quarks top de même charge et les VLQ sont justifiées, la multiplication des sélections pour des signaux similaires pose problème. Une solution a donc été proposée pour définir des sélections identiques pour les différents signaux à quatre quarks top : la catégorisation [53].

Il s'agit de définir simultanément plusieurs régions de signal. L'idée générale est que chacune sera imparfaite quel que soit le signal envisagé, mais que leur combinaison permettra de compenser ces faiblesses et ce pour tous les signaux.

La première séparation a lieu entre régions de grand  $H_T$  et régions de  $H_T$  modéré. L'essentiel du signal 2UED/RPP pour tous les points de masse (ainsi que l'essentiel du signal lié au sgluon pour les points de masse les plus élevés) se retrouve dans les régions à grand  $H_T$ . Le bruit de fond est très limité dans ces régions du fait de la sélection sévère en  $H_T$ . Les pertes infligées aux autres signaux à cause de cette sélection sont compensées par les régions à  $H_T$  modéré. De la même façon, on sépare le cas où seuls deux jets étiquetés  $b$  sont présents du cas où il y en a au moins trois. Finalement, dans le cas à grand  $H_T$  et seulement deux jets étiquetés  $b$ , la distinction est aussi faite entre une énergie transverse manquante comprise entre 40 et 100 GeV et supérieure à 100 GeV.

La décomposition en différentes région pourrait poser problème vis-à-vis de la faible statistique disponible. Les incertitudes statistiques, déjà dominantes, prendraient une ampleur suffisante pour réduire drastiquement la sensibilité. Les différents canaux (dileptoniques et trileptoniques) sont donc combinés dans chacune de ces régions.

Les valeurs précises des séparations entre les différentes régions ont été optimisées en se basant sur un signal de cinématique intermédiaire, celui dû au sgluon. Elles sont indiquées dans le tableau 4.3. Il a été vérifié ensuite pour chacun des signaux qu'il n'y avait pas de dégradation significative de la sensibilité attendue (dans le cas du modèle 2UED/RPP, par rapport à l'optimisation par canal et par point de masse précédente). Du fait de la combinaison des canaux mentionnée ci-avant, la sensibilité à la plupart des modèles est au contraire accrue. Le cas du 2UED/RPP est discuté dans la section 4.3.

Ce processus a été étendu aux signaux VLQ en ajoutant de nouvelles régions. Celles-ci sont elles aussi indiquées dans le tableau 4.3. Ce sont ces régions généralisées qui seront utilisées par la suite dans certaines vérifications (extrapolation des fakes et régions de contrôle avec leptons de mêmes charges électriques).

TAB. 4.3: Définition des régions de signal pour la catégorisation. SR4*ti* correspond à une région utilisée pour la sensibilité aux signaux à quatre quarks top de l’analyse, SRVLQ*i* à la généralisation incorporant d’autres signaux. Toutes les régions ont en commun la présélection ainsi que les critères  $N_j \geq 2$ ,  $H_T > 400$  GeV et  $E_T^{\text{miss}} > 40$  GeV.

		SR4 <i>ti</i>	SRVLQ <i>i</i>	
$H_T < 700$ GeV	$N_b = 1$	—	0	
	$N_b = 2$	0	1	
	$N_b \geq 3$	1	2	
$H_T > 700$ GeV	$N_b = 1$	$E_T^{\text{miss}} < 100$ GeV	—	3
		$E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV	—	4
	$N_b = 2$	$E_T^{\text{miss}} < 100$ GeV	2	5
		$E_T^{\text{miss}} > 100$ GeV	3	6
	$N_b \geq 3$	4	7	

#### 4.1.6 Incertitudes systématiques

Plusieurs changements ont eu lieu dans la prise en compte des incertitudes systématiques. Les tables détaillées des incertitudes systématiques pour le signal et les bruits de fond sont données en annexe F. Cette section s’attache à décrire les principaux changements par rapport à l’analyse du lot de données partiel.

##### 4.1.6.1 Simulations Monte Carlo

L’incertitude sur la totalité de la luminosité intégrée s’élève maintenant à 2,8%.

De plus, l’incertitude résultant du choix de la PDF (*Parton Density Function*, fonction de densité partonique) est maintenant prise en compte. Trois jeux de PDF différentes sont utilisés. L’enveloppe des variations obtenues en changeant de PDF entre et au sein de ces jeux définit l’incertitude associée au choix de la PDF.

##### 4.1.6.2 Signal : ISR et FSR

Plusieurs radiations de particules peuvent avoir lieu en amont et en aval de l’interaction principale. On parle d’ISR (*Initial State Radiation*, Radiations dans l’État Initial, en amont de l’interaction principale) et FSR (*Final State Radiation*, Radiations dans l’État Final, en aval de l’interaction principale). Certains échantillons simulés, issus de Pythia6, sont associés à des échantillons dénommés LessPS (*Less Parton Showers*, gerbes contenant moins de radiations, ou « partons ») et MorePS (gerbes contenant plus de radiations, ou « partons »). Le remplacement de l’échantillon nominal par l’un de ceux-ci dans une analyse permet d’estimer l’incertitude systématique associée à ces radiations.

L’ajustement aux données de Pythia8 n’est pas encore aussi fin que celui de Pythia6. Seule une valeur centrale correspondant au mieux aux données est pour l’instant disponible. On cherche ici à reproduire dans Pythia8 des variations similaires à celles observées avec Pythia6 et à utiliser ces jeux de paramètres variés lors de la génération d’événements issus du modèle 2UED/RPP. Ceci permet d’étudier les effets sur ce signal des variations dans le développement des gerbes.

Les figures 4.4 et 4.5 montrent respectivement les distributions de la largeur des jets et du nombre de jets ayant une impulsion transverse de plus de 20 GeV dans le cas des réglages nominal, LessPS et MorePS de Pythia6 et pour différents réglages de Pythia8 pour un échantillon  $t\bar{t}$  (pouvant être hadronisé par Pythia6, contrairement aux échantillons du signal à quatre quarks top issu du modèle 2UED/RPP). Les réglages présentés pour Pythia8 font partie de ceux retenus pour l’évaluation de l’incertitude ISR/FSR pour le signal. Les différences entre l’échantillon nominal et les échantillons variés sont concordantes, même si certaines caractéristiques des variations LessPS et MorePS de Pythia6 par rapport au nominal sont mieux reproduites par l’une ou l’autre des variations expérimentées sur



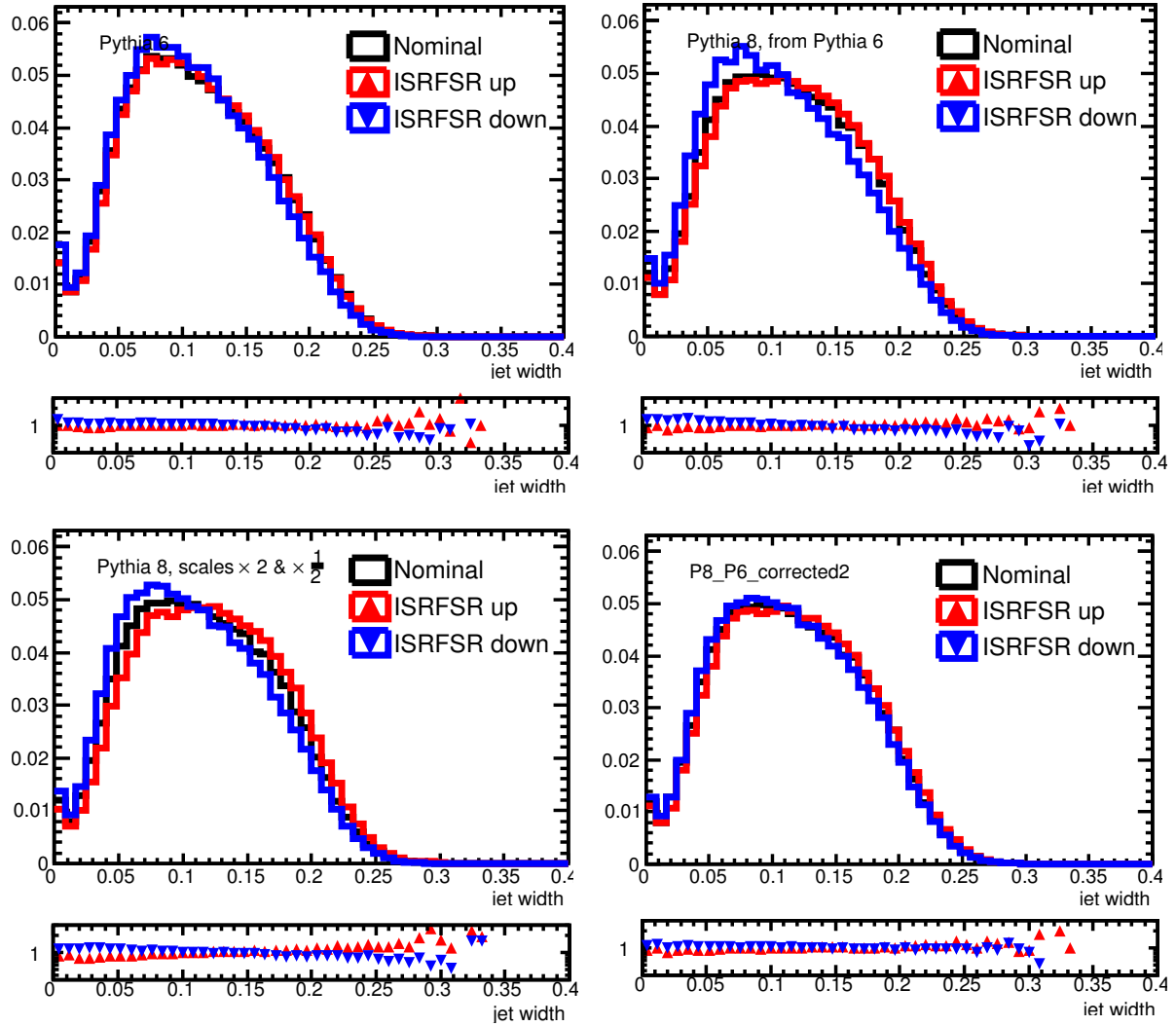


FIG. 4.4: Distributions de la largeur des jets dans des événements  $t\bar{t}$  dans les cas des variations MorePS et LessPS de Pythia6 (en haut à gauche) et dans les cas de variations de Pythia8 (en haut à droite : variations similaires dans Pythia8 de paramètres apparentés à ceux de Pythia6 utilisés pour les variations LessPS et MorePS ; en bas à gauche : modification des échelles de renormalisation et de factorisation ; en bas à droite : modification moindre des échelles de renormalisation et de factorisation, liée aux paramètres apparentés entre Pythia6 et Pythia8). Les points indiquent les rapports des distributions variées aux distributions nominales.

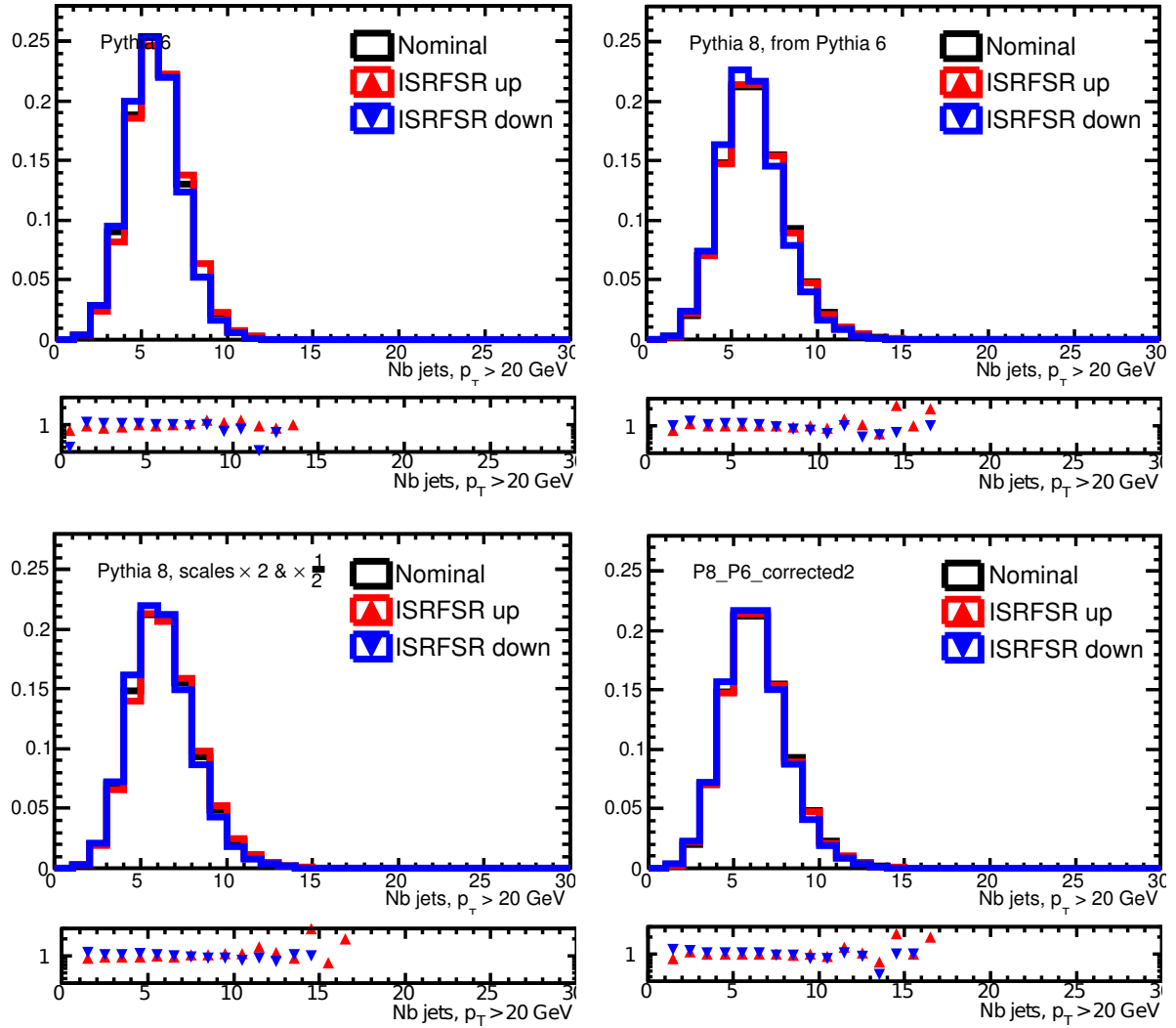


FIG. 4.5: Distributions du nombre de jets d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans des événements  $t\bar{t}$  dans les cas des variations MorePS et LessPS de Pythia6 (en haut à gauche) et dans les cas de variations de Pythia8 (en haut à droite : variations similaires dans Pythia8 de paramètres apparentés à ceux de Pythia6 utilisés pour les variations LessPS et MorePS; en bas à gauche : modification des échelles de renormalisation et de factorisation; en bas à droite : modification moindre des échelles de renormalisation et de factorisation, liée aux paramètres apparentés entre Pythia6 et Pythia8). Les points indiquent les rapports des distributions variées aux distributions nominales.

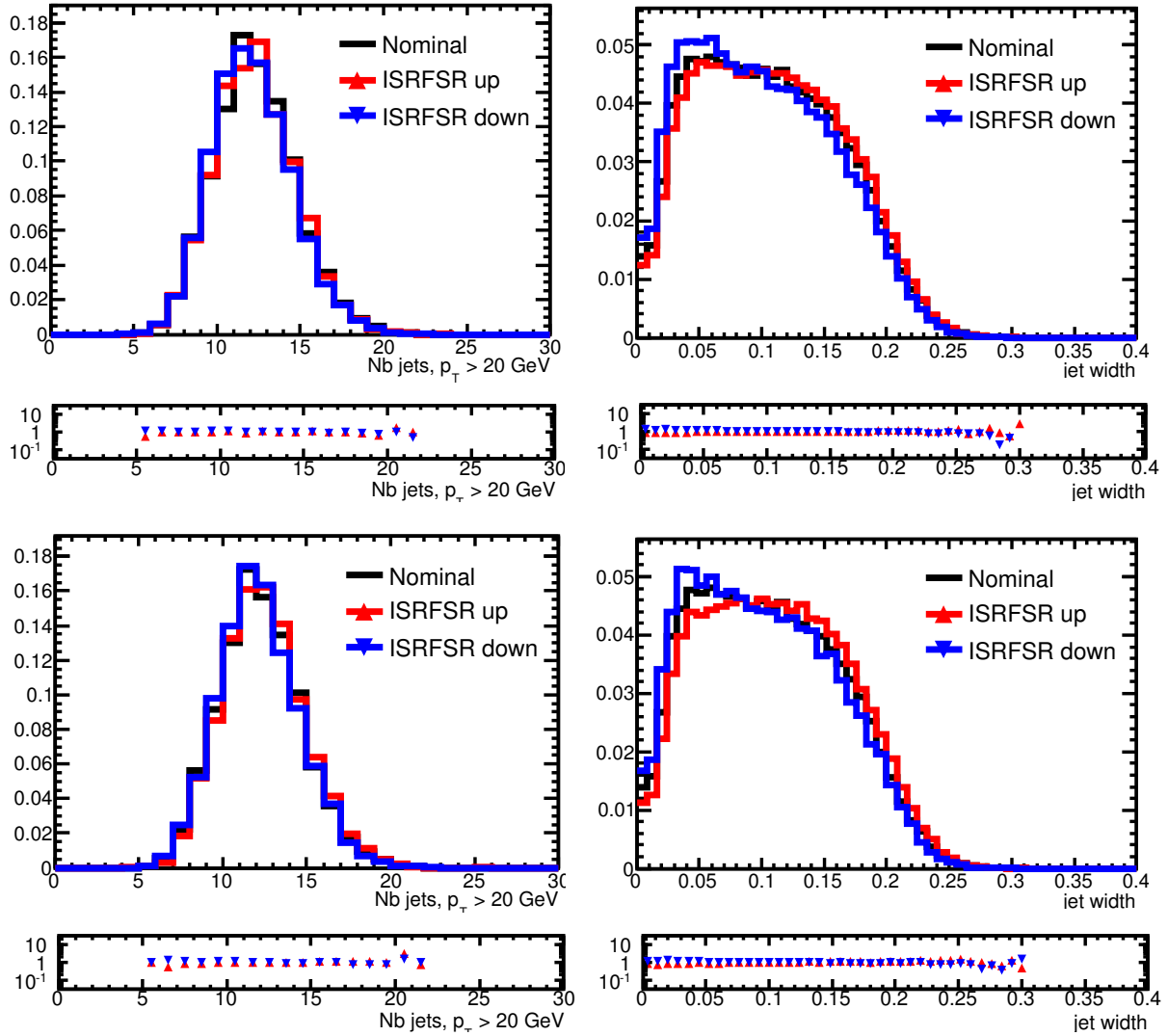


FIG. 4.6: Distributions de la largeur des jets (à droite) et du nombre de jets d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV par événement (à gauche) dans des événements  $t\bar{t}t\bar{t}$  issus du modèle 2UED/RPP. Le développement des gerbes est fait dans Pythia8. Les distributions du haut correspondent à des variations similaires dans Pythia8 de paramètres apparentés à ceux de Pythia6 utilisés pour les variations LessPS et MorePS. Les distributions du bas correspondent à des variations des échelles de renormalisation et de factorisation. Les points indiquent les rapports des distributions variées aux distributions nominales.

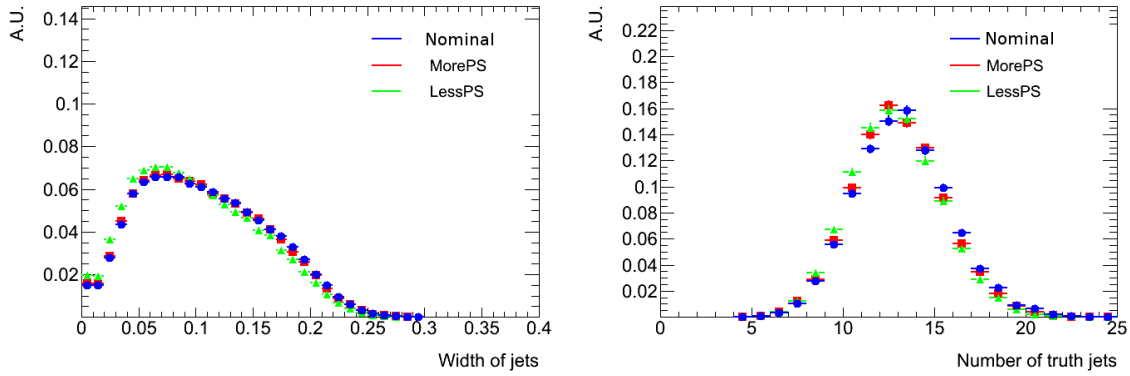


FIG. 4.7: Distributions de la largeur des jets (à gauche) et du nombre de jets par événement (sans sélection sur leur impulsion transverse; à droite) dans des événements  $t\bar{t}t\bar{t}$  issu du modèle mettant en scène le sgluon. Le développement des gerbes est fait dans Pythia6 avec les paramètres nominaux et ceux issus des variations LessPS et MorePS. Ces distributions sont issues de l'étude du modèle impliquant le sgluon [53].

Pythia8. Toutefois, les comportements nominaux de Pythia6 et 8 montrent des différences allant au-delà de celles engendrées par ces variations.

La figure 4.6 montre les distributions précédentes pour deux des réglages de Pythia8 considérés ci-avant dans le cas du signal issu du modèle 2UED/RPP. Afin de permettre une comparaison, la figure 4.7 provient de l'étude du signal à quatre quarks top *via* deux sgluons, où le développement des gerbes est réalisé par Pythia6 et où les variations correspondent aux jeux de paramètres LessPS et MorePS. Encore une fois, il apparaît que les différences entre paramètres variés et nominaux de Pythia8 suivent un comportement similaire aux différences entre paramètres variés et nominaux de Pythia6.

Les effets des variations des paramètres de Pythia8 considérés au paragraphe précédent sur l'acceptance du signal ont été évalués au niveau de la vérité Monte Carlo. La variation du nombre d'événements de signal attendus est au plus de l'ordre de 10%. Cette valeur correspond aux incertitudes systématiques calculées pour le modèle avec le sgluon et pour le signal à deux quarks top de mêmes charges électriques.

L'ajout d'une incertitude systématique sur le nombre d'événements de signal attendus de  $\pm 10\%$  ne modifie pas les limites sur  $m_{KK}$ . Une incertitude systématique de  $\pm 20\%$  ne modifie ces limites que d'environ 10 GeV. Du fait de la faible influence de ces variations et au vu de leur caractère grossier (encore une fois, l'ajustement de Pythia8 aux données n'est pas encore suffisant pour qu'il soit possible de définir des variations LessPS et MorePS ayant un sens pour les événements  $t\bar{t}$ ), il a été décidé de ne pas prendre en compte cette incertitude.

#### 4.1.6.3 Incertitudes systématiques liées aux fakes

Il existe plusieurs sources d'incertitudes sur les efficacités  $r$  et  $f$ . Celles-ci sont estimées puis propagées à l'estimation du nombre de fakes. Ces sources sont listées ci-dessous.

**Définition des régions servant à extraire  $r$  et  $f$**  Les régions alternatives suivantes ont été utilisées pour extraire les efficacités variées :  $E_T^{\text{miss}} < 20$  GeV pour la mesure de  $f$  pour les électrons ;  $m_T(W) < 20$  GeV et  $m_T(W) + E_T^{\text{miss}} < 60$  GeV pour la mesure de  $f$  pour les muons ;  $E_T^{\text{miss}} > 175$  GeV pour la mesure de  $r$  pour les électrons et  $m_T(W) > 110$  GeV pour la mesure de  $r$  pour les muons.

**Simulation utilisée dans les régions de mesure de  $f$**  La normalisation du nombre d'événements prédit par la simulation et soustrait en vue de la mesure de  $f$  est variée de  $\pm 10\%$ . Les efficacités sont à nouveau extraites après ces variations.

TAB. 4.4: Résultats de l'estimation de l'incertitude sur le nombre de fakes dans différentes combinaisons des régions de signal.

Nature de la combinaison	Régions combinées (SRVLQ $i$ )	Incertitude sur l'estimation des fakes (%)
$H_T < 700$ GeV	0, 1 et 2	$\pm 53$
$H_T > 700$ GeV	3, 4, 5, 6 et 7	$\pm 65$
1 jet étiqueté $b$	0, 3 et 4	$\pm 52$
2 jets étiquetés $b$	1, 5 et 6	$\pm 69$
Au moins 2 jets étiquetés $b$	1, 2, 5, 6 et 7	+68/ - 67
Au moins 3 jets étiquetés $b$	2 et 7	$\pm 57$

**Effet de la statistique disponible pour l'extraction de  $r$  et  $f$**  Pour estimer cet effet, les échantillons servant aux extractions des efficacités sont divisés chacun aléatoirement en quatre parties égales. Quatre exemplaires de chaque efficacités sont alors extraits, un de chaque partie. La moyenne quadratique des écarts à la moyenne des quatre estimations du nombre de fakes ainsi obtenues rend compte des incertitudes liées à la taille finie de l'échantillon. Cette moyenne est divisée par deux (racine de quatre) pour tenir compte de la différence de taille entre l'échantillon nominal et les sous-échantillons utilisés pour l'estimation de l'incertitude.

Après évaluation de ces différentes composantes dans les régions de signal utilisées par l'ensemble des groupes participant à l'analyse (l'évaluation est résumée dans la table 4.4), une incertitude fixe conservative de 70% a été assignée à l'estimation des fakes.

#### 4.1.6.4 Incertitudes systématiques liées aux méprises de charge

Le taux de méprise de charge peut être calculé indépendamment pour les positons et les électrons. L'incertitude sur le taux de méprise de charge prend désormais également en compte la présence de régions où ces deux taux ne sont pas compatibles. La moitié de leur écart est ajoutée en quadrature aux autres composantes de l'incertitude dans ces régions.

Une autre source d'incertitude, traitée séparément, provient du critère de non-recouvrement fakes/misid. L'incertitude sur l'estimation des fakes (et donc du nombre d'événements n'en contenant aucun) est propagée à l'estimation des misid.

#### 4.1.6.5 Résumé des principales incertitudes systématiques sur les bruits de fond

La table ?? donne les principales incertitudes systématiques sur les bruits de fond dans les régions de signal. Cette table est adaptée de la référence [51]; les incertitudes  $y$  sont calculées à l'aide de pseudo-expériences.

#### 4.1.7 Incertitude statistique sur les fakes

La méthode de la matrice telle que présentée en 3.4.2 présente des défauts lorsqu'elle opère sur une statistique limitée. Une solution basée sur une maximisation de vraisemblance a déjà été proposée [55]. Toutefois, cette solution ne permet d'obtenir que très difficilement des distributions des caractéristiques des événements fakes (par exemples,  $H_T$  ou le nombre de jets). Par ailleurs, les estimations nominales de nombres de fakes dans les régions de signal aux statistiques les plus faibles ont pu être confirmées comme montré en 4.4.3. Les valeurs nominales (et les variations dues aux incertitudes systématiques) restent donc l'apanage de la méthode de la matrice.

Pendant l'estimation des incertitudes statistiques par cette méthode reste problématique. Il a donc été proposé que celles-ci soient estimées grâce à l'utilisation d'une méthode basée sur un maximum de vraisemblance, décrite ci-après.

TAB. 4.5: Table résumant les principales incertitudes systématiques sur les bruits de fond dans les régions de signal.

Source	SRr4t0	SR4t1	SR4t2	SR4t3	SR4t4
Section efficace	$\pm 13,6$	$\pm 15,1$	$\pm 16,8$	$\pm 25,2$	$\pm 23,8$
Fakes	$\pm 18$	$\pm 25$	$\pm 16$	$\pm 1,5$	$\pm 3,8$
Misid	+9,3 -9,1	+5,4 -5,1	+8,7 -8,1	+9,0 -8,5	+11,0 -10,1
Échelle d'énergie des jets	+1,2 -1,8	+1,4 -1,7	+3,8 -1,5	+8,5 -4,8	+7,3 -2,9
Étiquetage $b$	$\pm 2,6$	+5,7 -5,5	+3,8 -3,7	+5,1 -5,0	+8,3 -8,2
Efficacité d'identification des leptons	$\pm 1,6$	$\pm 1,6$	+2,2 -2,1	+2,8 -2,2	$\pm 2,5$
Résolution en énergie des jets	$\pm 0,2$	$\pm 3,1$	$\pm 0,9$	$\pm 0,8$	$\pm 3,4$
Luminosité	$\pm 1,1$	$\pm 1,3$	$\pm 1,5$	$\pm 2,1$	$\pm 1,9$

### Exemple simplifié : cas d'un unique lepton par événement

Les paramètres mesurés sont  $r$ , le taux de vrais leptons lâches passant la sélection resserrée,  $f$ , le taux de « faux » leptons lâches passant la sélection resserrée,  $\sigma_r$  et  $\sigma_f$ , leurs incertitudes respectives,  $N_T$ , le nombre total d'événements avec un lepton resserré dans les événements sélectionnés et  $N_A$ , le nombre total d'événements avec un lepton lâche non-resserré dans les événements sélectionnés.

Les paramètres inconnus sont  $\hat{r}$  et  $\hat{f}$ , les valeurs attendues de  $r$  et  $f$  dans la limite d'un nombre infini d'événements de données et  $\widehat{N}_A^R$ ,  $\widehat{N}_A^F$ ,  $\widehat{N}_T^R$  et  $\widehat{N}_T^F$ , définis également dans la limite d'un nombre infini d'événements de données.

Ici, ni  $r$ , ni  $f$ , ni  $\hat{r}$ , ni  $\hat{f}$  ne sont paramétrés en fonction des caractéristiques du lepton ou de l'événement. Il s'agit de valeurs globales. On a donc les relations :

$$\hat{r} = \frac{\widehat{N}_T^R}{\widehat{N}_T^R + \widehat{N}_A^R} \quad (4.6)$$

$$\hat{f} = \frac{\widehat{N}_T^F}{\widehat{N}_T^F + \widehat{N}_A^F}. \quad (4.7)$$

La vraisemblance  $L$  est alors :

$$\begin{aligned} L &= \mathcal{G}(r|\hat{r}, \sigma_r) \times \mathcal{G}(f|\hat{f}, \sigma_f) \times \mathcal{P}(N_T|\widehat{N}_T^R + \widehat{N}_T^F) \times \mathcal{P}\left(N_A|\widehat{N}_A^R + \widehat{N}_A^F\right) \\ &= \mathcal{G}(r|\hat{r}, \sigma_r) \times \mathcal{G}(f|\hat{f}, \sigma_f) \times \mathcal{P}(N_T|\widehat{N}_T^R + \widehat{N}_T^F) \times \mathcal{P}\left(N_A|\widehat{N}_T^R \left(\frac{1}{\hat{r}} - 1\right) + \widehat{N}_T^F \left(\frac{1}{\hat{f}} - 1\right)\right), \end{aligned} \quad (4.8)$$

où  $\mathcal{G}(x|\mu, \sigma)$  est la valeur en  $x$  de la Gaussienne de moyenne  $\mu$  et d'écart-type  $\sigma$  et  $\mathcal{P}(n|m)$  est la valeur en  $n$  de la distribution de Poisson de paramètre  $m$ .

La recherche du maximum de vraisemblance en fonction des paramètres inconnus donne la valeur de  $\widehat{N}_T^F$ , estimation du nombre d'événements entrant dans la catégorie « fakes ».

### Cas général et application à l'analyse

Dans le cas des événements dileptoniques, on trie les événements selon leur contenu en vrais leptons et en fakes ( $RR$ ,  $RF$  ou  $FF$ ) et selon leur contenu en leptons resserrés ou non ( $TT$ ,  $TA$  ou  $AA$ ). Les leptons ne sont plus ordonnés. Par ailleurs, on néglige la contribution en événements  $FF$  ( $N_{LL}^{FF}$  est faible devant la somme  $N_{LL}^{RR} + N_{LL}^{RF}$ ). La nouvelle vraisemblance s'écrit alors :

$$L = \mathcal{G}(r|\hat{r}, \sigma_r) \times \mathcal{G}(f|\hat{f}, \sigma_f) \times \mathcal{P}(N_{TT}|\widehat{N_{TT}^{RR}} + \widehat{N_{TT}^{RF}}) \times \mathcal{P}(N_{TA}|\widehat{N_{TA}^{RR}} + \widehat{N_{TA}^{RF}}) \times \mathcal{P}(N_{AA}|\widehat{N_{AA}^{RR}} + \widehat{N_{AA}^{RF}}) \quad (4.9)$$

où

$$\widehat{N_{TA}^{RR}} = \widehat{N_{TT}^{RR}} \times 2 \times \frac{1 - \hat{r}}{\hat{r}} \quad (4.10)$$

$$\widehat{N_{TA}^{RF}} = \widehat{N_{TT}^{RF}} \times \left( \frac{1 - \hat{f}}{\hat{f}} + \frac{1 - \hat{r}}{\hat{r}} \right) \quad (4.11)$$

$$\widehat{N_{AA}^{RR}} = \widehat{N_{TT}^{RR}} \times \frac{1 - \hat{r}}{\hat{r}} \times \frac{1 - \hat{r}}{\hat{r}} \quad (4.12)$$

$$\widehat{N_{AA}^{RF}} = \widehat{N_{TT}^{RF}} \times \frac{1 - \hat{f}}{\hat{f}} \times \frac{1 - \hat{r}}{\hat{r}}. \quad (4.13)$$

Dans chacune des catégories définies précédemment,  $r$  et  $f$  sont moyennés sur l'ensemble des leptons présents dans les événements appartenant à cette catégorie. Pour une valeur de  $\widehat{N_{TT}^{RF}}$  donnée, il est alors possible de maximiser la vraisemblance par rapport aux autres inconnues ( $\hat{r}$ ,  $\hat{f}$  et  $\widehat{N_{TT}^{RR}}$ ). On note  $P_{2\ell}(\widehat{N_{TT}^{RF}})$  ce maximum. Un balayage est ensuite effectué : pour des valeurs régulièrement espacées de  $\widehat{N_{TT}^{RF}}$  comprises entre 0 et un maximum dépendant de la région de signal concernée,  $P_{2\ell}(\widehat{N_{TT}^{RF}})$  est calculée et conservée. Il a été vérifié que  $P_{2\ell}$  décroît et tombe à zéro (dans les limites de la précision utilisée pour le calcul) avant les maxima choisis ; elle est considérée nulle au-delà.

Le cas trileptonique est traité de façon similaire et on note alors  $P_{3\ell}(\widehat{N_{TTT}^{RRF}})$  la distribution des maxima de vraisemblance trileptonique.  $P_{2\ell}$  et  $P_{3\ell}$  sont alors convoluées pour obtenir  $P(N^{\text{fakes}}) = \int_0^\infty P_{2\ell}(x) P_{3\ell}(N^{\text{fakes}} - x) dx$ , la distribution des maxima de vraisemblance en fonction du nombre d'événements fakes (dileptoniques et trileptoniques confondus). La valeur de  $f$  est ensuite ajustée pour que le maximum de cette dernière distribution coïncide avec la valeur du nombre d'événements fakes obtenus par la méthode de la matrice.

L'écart-type de cette distribution par rapport à son maximum (ou par rapport à zéro si le maximum est proche de zéro) est prise <sup>(6)</sup> comme incertitude statistique sur l'estimation des fakes.

## 4.2 Validation des bruits de fond

Cette section a pour objet la validation de l'ensemble des bruits de fond ; cependant, il en est un sur lequel elle insistera particulièrement : les fakes.

En effet, la validation de la modélisation des bruits de fond souffre d'une faiblesse concernant les fakes : plusieurs processus physiques différents sont à l'origine des événements rentrant dans cette catégorie et rien ne prouve que les processus générant les fakes dans les régions de contrôle (donc les processus dont la modélisation est validée) sont les mêmes que les processus générant les fakes dans les régions de signal.

Pour circonvenir cette difficulté, au cours de la validation de l'ensemble des prédictions, une procédure faisant appel à une estimation Monte Carlo (moins précise) des fakes et des misid a été utilisée <sup>(7)</sup>. Dans un premier temps, l'estimation purement Monte Carlo de l'ensemble des bruits de fond est validée. Cette première étape de la validation des fakes et misid est également une validation de l'estimation

<sup>(6)</sup> Afin d'être conservatif, dans le cas où l'incertitude statistique donnée par la méthode de la matrice est plus importante, cette dernière est retenue en lieu et place de celle évaluée *via* la densité de probabilité.

<sup>(7)</sup> Dans les échantillons Monte Carlo, les fakes et misid sont estimés en appariant les leptons reconstruits en bout de chaîne par les logiciels d'analyse aux leptons primaires par la demande d'une proximité spatiale suffisante ( $\Delta R < 0,2$ ). Un lepton reconstruit apparié à un lepton simulé de même charge électrique est un lepton « vrai ». Un lepton reconstruit apparié à un lepton simulé de charge électrique opposée est un misid. Un lepton reconstruit non-apparié est un fake.





TAB. 4.6: Événements fakes et misid attendus dans la région de type signal décrite dans le texte d’après les simulations Monte Carlo. Dans les échantillons également capables de produire de véritables paires de leptons de même charge électrique ou trois leptons, seuls les événements fakes et misid sont retenus.  $VV$  désigne  $W^+W^-$ ,  $WZ$  ou  $ZZ$ .

Échantillon	Canal		
	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$
$Z$ + jets	$0,45 \pm 21,02 \pm 0,10$	$0,00 \pm 21,02$	$0,15 \pm 22,98 \pm 0,04$
$W$ + jets	$0,58 \pm 10,51 \pm 0,17$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,45$
$W/Z + \gamma$	$0,37 \pm 0,73 \pm 0,08$	$0,04 \pm 0,69 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,76$
$t, \bar{t}$ (misid)	$4,73 \pm 1,24 \pm 0,42$	$4,93 \pm 1,33 \pm 0,49$	$0,00 \pm 0,63$
$t, \bar{t}$ (fakes)	$2,01 \pm 0,96 \pm 0,20$	$2,68 \pm 1,05 \pm 0,27$	$0,30 \pm 0,66 \pm 0,03$
$t\bar{t} + W/Z/W^+W^-/H$	$0,16 \pm 0,02 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,03 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,02 \pm 0,01$
$VV$ (mis-id)	$0,01 \pm 0,74 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,74 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,74$
$VV$ (fakes)	$0,54 \pm 0,81 \pm 0,14$	$0,43 \pm 0,74 \pm 0,08$	$0,09 \pm 0,74 \pm 0,02$
$WH/ZH$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$
Tribosons	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$

Échantillon	Canal			
	$eee$	$ee\mu$	$e\mu\mu$	$\mu\mu\mu$
$Z$ + jets	$0,00 \pm 21,02$	$0,00 \pm 21,02$	$0,00 \pm 21,02$	$0,00 \pm 22,98$
$W$ + jets	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,45$
$W/Z + \gamma$	$0,00 \pm 0,76$	$0,00 \pm 0,76$	$0,00 \pm 0,76$	$0,00 \pm 0,76$
$t, \bar{t}$	$0,00 \pm 0,63$	$0,44 \pm 0,68 \pm 0,04$	$0,14 \pm 0,61 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,63$
$t\bar{t} + X$	$0,01 \pm 0,01 \pm 0,00$	$0,03 \pm 0,02 \pm 0,00$	$0,03 \pm 0,02 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,01$
$VV$	$0,06 \pm 0,74 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,74 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,74 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,74 \pm 0,03$
$WH/ZH$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$
Tribosons	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$

TAB. 4.7: Nombres d'événements fakes et misid attendus dans la région de contrôle bas  $H_T + 1b$ . Ces nombres sont estimés par simulation Monte Carlo ; les échantillons correspondant sont indiqués. Dans les échantillons susceptibles de produire des événements avec deux véritables leptons de même charge électrique ou trois véritables leptons, ceux-ci ne sont pas comptabilisés.  $VV$  désigne  $W^+W^-$ ,  $WZ$  ou  $ZZ$ .

Échantillon	Canal			
	$e^\pm e^\pm$	$e^\pm \mu^\pm$	$\mu^\pm \mu^\pm$	
$Z + \text{jets}$	$53,28 \pm 22,01 \pm 4,67$	$2,34 \pm 21,00 \pm 0,33$	$0,61 \pm 22,98 \pm 0,10$	
$W + \text{jets}$	$7,03 \pm 10,56 \pm 0,93$	$5,47 \pm 10,54 \pm 0,80$	$0,00 \pm 10,45$	
$W/Z + \gamma$	$14,63 \pm 1,86 \pm 3,24$	$15,37 \pm 2,61 \pm 3,85$	$0,00 \pm 0,76$	
$t, t\bar{t}$ (misid)	$131,68 \pm 6,58 \pm 11,96$	$173,06 \pm 7,64 \pm 15,63$	$0,00 \pm 0,63$	
$t, t\bar{t}$ (fakes)	$38,36 \pm 3,39 \pm 3,44$	$62,22 \pm 4,20 \pm 5,51$	$12,22 \pm 2,09 \pm 1,05$	
$t\bar{t} + X$	$0,46 \pm 0,06 \pm 0,06$	$0,53 \pm 0,05 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,02 \pm 0,01$	
$VV$ (misid)	$0,40 \pm 0,73 \pm 0,08$	$0,58 \pm 0,74 \pm 0,13$	$0,00 \pm 0,74$	
$VV$ (fakes)	$1,20 \pm 0,76 \pm 0,26$	$4,57 \pm 0,85 \pm 0,82$	$1,93 \pm 0,78 \pm 0,41$	
$WH/ZH$	$0,06 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,08$	$0,08 \pm 0,08$	
Tribosons	$0,01 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$	

Échantillon	Canal			
	$eee$	$ee\mu$	$e\mu\mu$	$\mu\mu\mu$
$Z + \text{jets}$	$22,5 \pm 21,3 \pm 2,8$	$0,45 \pm 21,02 \pm 0,13$	$38,1 \pm 21,5 \pm 6,0$	$0,87 \pm 22,98 \pm 0,15$
$W + \text{jets}$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,45$
$W/Z + \gamma$	$13,2 \pm 1,4 \pm 3,9$	$0,00 \pm 0,76$	$22,7 \pm 1,8 \pm 6,8$	$0,00 \pm 0,76$
$t, t\bar{t}$	$1,58 \pm 0,87 \pm 0,16$	$4,22 \pm 1,25 \pm 0,42$	$3,48 \pm 1,06 \pm 0,33$	$0,59 \pm 0,73 \pm 0,06$
$t\bar{t} + X$	$0,02 \pm 0,01 \pm 0,00$	$0,03 \pm 0,02 \pm 0,00$	$0,02 \pm 0,01 \pm 0,00$	$0,02 \pm 0,01 \pm 0,00$
$VV$	$6,98 \pm 0,96 \pm 1,45$	$7,12 \pm 0,97 \pm 1,55$	$11,18 \pm 1,11 \pm 2,31$	$8,57 \pm 1,01 \pm 1,82$
$WH/ZH$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$
Tribosons	$0,02 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$

**Bas  $H_T + 1b$**  utilisée pour le contrôle de la composante  $t\bar{t}(+Z/W)$  des fakes (les misid et les dibosons vecteurs irréductibles sont également largement présents), définie par la présélection,  $100 < H_T < 400$  GeV et la demande d'au moins un jet étiqueté  $b$  ;

**Pic du  $Z$**  utilisée dans le canal  $e^\pm e^\pm$  seulement, pour le contrôle des fakes issus des processus  $Z + \text{jets}$ , codominants dans ce canal dans la région de bas  $H_T + 1b$ , définie en inversant le véto sur la masse invariante du  $Z$  dans la présélection ;

**Bas  $H_T + 0b$**  utilisée dans le canal  $\mu^\pm \mu^\pm$  et les canaux trileptoniques pour le contrôle des  $WZ$ , fakes et misid comme irréductibles, codominants dans la région de bas  $H_T + 1b$ , définie par la présélection,  $100 < H_T < 400$  GeV et un véto sur les jets étiquetés  $b$  ;

La décomposition de l'estimation Monte Carlo des fakes et misid en leurs différentes sources dans les régions de contrôle bas  $H_T + 1b$  et bas  $H_T + 0b$  apparait dans les tables 4.7 et 4.8 respectivement. La dominance des sources indiquées ci-avant y apparait clairement, validant la construction des régions de contrôle choisies.

À titre d'exemple, la figure 4.9 montre les distributions des variables discriminantes dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $\mu^\pm \mu^\pm$ . Les autres distributions sont en annexe G. L'accord entre prédictions et données est satisfaisant. La prédiction du nombre d'événements de bruit de fond attendus est donc validée.

TAB. 4.8: Nombres d'événements fakes et misid attendus dans la région de contrôle bas  $H_T + 0b$ . Ces nombres sont estimés par simulation Monte Carlo ; les échantillons correspondant sont indiqués. Dans les échantillons susceptibles de produire des événements avec deux véritables leptons de même charge électrique ou trois véritables leptons, ceux-ci ne sont pas comptabilisés.  $VV$  désigne  $W^+W^-$ ,  $WZ$  ou  $ZZ$ .

Échantillon	Canal	
	$\mu^\pm\mu^\pm$	$eee$
$Z + \text{jets}$	$12,52 \pm 23,15 \pm 2,31$	$1,05 \pm 21,02 \pm 0,22$
$W + \text{jets}$	$4,45 \pm 10,47 \pm 0,70$	$0,00 \pm 10,50$
$W/Z + \gamma$	$0,33 \pm 0,78 \pm 0,10$	$0,84 \pm 0,81 \pm 0,25$
$t, t\bar{t}$ (misid)	$0,00 \pm 0,63$	—
$t, t\bar{t}$ (fakes)	$6,50 \pm 1,37 \pm 0,52$	$2,38 \pm 0,97 \pm 0,24$
$t\bar{t} + X$	$0,03 \pm 0,01 \pm 0,00$	$0,02 \pm 0,01 \pm 0,00$
$VV$ (misid)	$0,00 \pm 0,74$	—
$VV$ (fakes)	$25,14 \pm 1,27 \pm 5,92$	$0,35 \pm 0,75 \pm 0,07$
$WH/ZH$	$1,00 \pm 0,09$	$0,00 \pm 0,08$
Tribosons	$0,06 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,00$

Échantillon	Canal		
	$ee\mu$	$e\mu\mu$	$\mu\mu\mu$
$Z + \text{jets}$	$0,25 \pm 21,02 \pm 0,05$	$0,76 \pm 21,01 \pm 0,12$	$0,03 \pm 22,98 \pm 0,01$
$W + \text{jets}$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,50$	$0,00 \pm 10,45$
$W/Z + \gamma$	$0,00 \pm 0,76$	$1,80 \pm 0,90 \pm 0,54$	$0,00 \pm 0,76$
$t, t\bar{t}$	$6,27 \pm 1,46 \pm 0,63$	$3,34 \pm 1,13 \pm 0,33$	$0,40 \pm 0,65 \pm 0,04$
$t\bar{t} + X$	$0,06 \pm 0,02 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,03 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01 \pm 0,00$
$VV$	$0,38 \pm 0,74 \pm 0,07$	$0,72 \pm 0,73 \pm 0,12$	$0,62 \pm 0,75 \pm 0,13$
$WH/ZH$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$	$0,00 \pm 0,08$
Tribosons	$0,00 \pm 0,00$	$0,00 \pm 0,00$	$0,01 \pm 0,00$

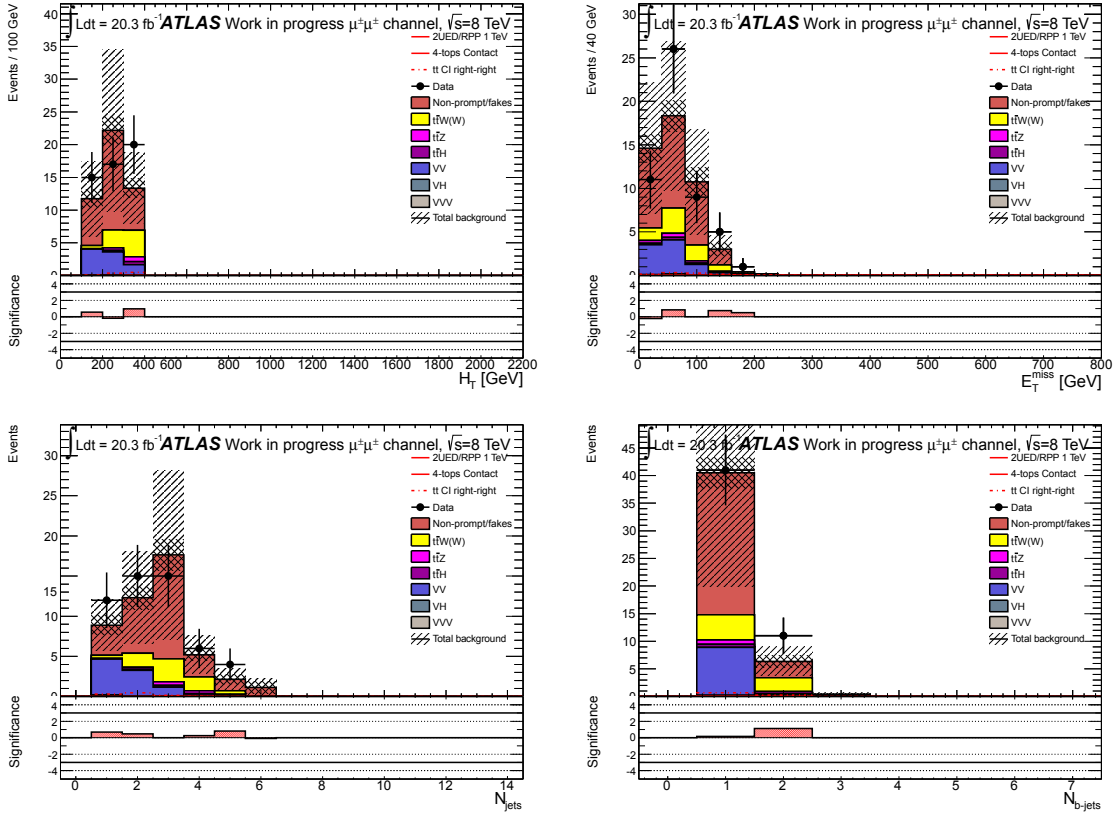


FIG. 4.9: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $\mu^\pm\mu^\pm$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

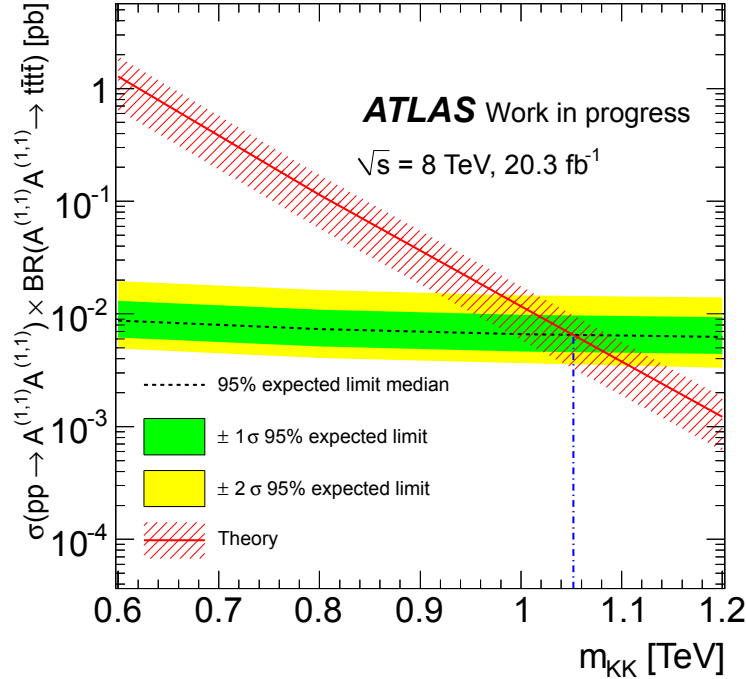


FIG. 4.10: Limites attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{\text{KK}}$  dans le cas symétrique. La limite obtenue sur  $m_{\text{KK}}$  est indiquée par la ligne bleue. Il s’agit de l’équivalent de la figure 3.9 après les raffinements apportés à l’analyse et pour la totalité de la prise de données à 8 TeV d’ATLAS.

## 4.3 Résultats

### 4.3.1 Sensibilité attendue

La sensibilité attendue grâce à la catégorisation est qualifiée tout comme en 3.8 par la plus haute valeur de  $m_{\text{KK}}$  exclue dans l’hypothèse de bruit de fond seul. Cette exclusion attendue est indiquée figure 4.10. La limite attendue sur  $m_{\text{KK}}$  est de 1,05 TeV. Cette limite démontre une sensibilité équivalente de la catégorisation par rapport à l’optimisation précédemment effectuée, sans nécessiter de sélection trop extrême. Cette comparaison valide l’utilisation de la catégorisation pour le signal à quatre quarks top issu du modèle 2UED/RPP.

L’exclusion attendue peut aussi être représentée dans le plan  $(m_{\text{KK}}; \xi)$ . Le cas symétrique  $\xi = 1$  est déjà exclu par les observations cosmologiques (voir la section 1.5.5). Il permet par contre de dériver des contraintes dans le plan  $(m_{\text{KK}}; \xi)$ . En effet, la cinématique d’un étage, en particulier l’étage (1; 1), ne dépend en bonne approximation que de la masse associée à cet étage. L’exclusion ne porte pas physiquement sur  $m_{\text{KK}}$ , mais sur la masse de l’étage; celle-ci pouvant s’écrire pour l’étage (1;1)  $m_{(1;1)} = m_{\text{KK}} \times \sqrt{1 + \xi^2}$ <sup>(8)</sup>. On a donc

$$m_{\text{KK}}^{\text{exc.}, \xi} = \sqrt{\frac{2}{1 + \xi^2}} m_{\text{KK}}^{\text{exc.}, \xi=1} \quad (4.14)$$

où  $m_{\text{KK}}^{\text{exc.}, \xi=1}$  et  $m_{\text{KK}}^{\text{exc.}, \xi}$  sont respectivement les valeurs de  $m_{\text{KK}}$  exclues dans les cas symétrique et général. La représentation de cette exclusion dans le plan  $(m_{\text{KK}}; \xi)$  est montrée figure 4.11. Celle-ci montre également les contraintes issues de la cosmologie indiquées lors de la présentation du modèle 2UED/RPP à la section 1.5.5. La différence entre les deux teintes de vert provient de la possibilité d’ajustement fin de  $m_{\text{loc}}$ . Ce paramètre libre du modèle 2UED/RPP contribue aux masses des bosons

<sup>(8)</sup>Dans le cas  $\xi = 1$  fixé, cette quantité est bien proportionnelle à  $m_{\text{KK}}$ , permettant d’utiliser  $m_{\text{KK}}$  comme indicateur de l’exclusion.

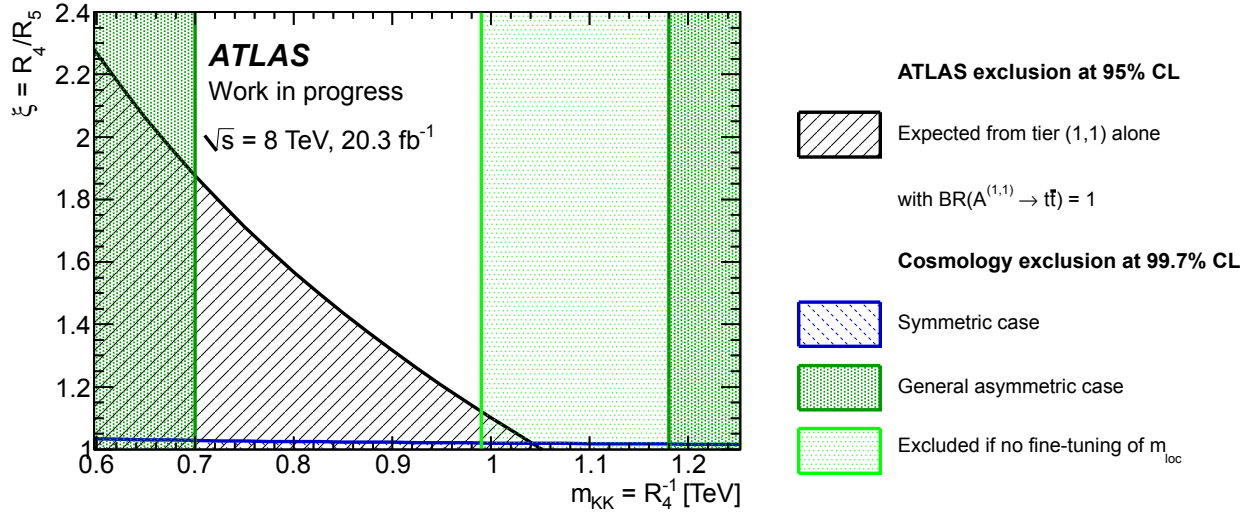


FIG. 4.11: Limites attendues dans la plan  $(m_{KK}; \xi)$ . Les contraintes issues de la cosmologie sont également indiquées (voir texte).

BEH des étages supérieurs. Il a donc une influence sur les possibilités de co-annihilation du candidat Matière Noire  $A^{(1;0)}$  via une résonance  $H^{(2;0)}$ . Certaines plages très restreintes de valeurs de  $m_{loc}$  donnent lieu à une baisse substantielle de l’abondance relicue du candidat Matière Noire prédite par le modèle, rendant possibles de plus grandes valeurs de  $m_{KK}$ .

L’analyse de la totalité des données est aussi l’occasion d’utiliser les contraintes découlant des étages  $(2;0)$  et  $(0;2)$ , où la section efficace de production du signal à quatre quarks top ne nécessite pas d’hypothèse sur les rapports d’embranchement. L’extrapolation de l’étage  $(1;1)$  à ces étages supérieurs se fait ici aussi grâce au fait que la cinématique d’un étage ne dépend en bonne approximation que de la masse associée à celui-ci. Exclure une section efficace de production pour l’étage  $(1;1)$  associée à une valeur donnée de  $m_{KK}$  revient à exclure cette section efficace de production pour l’étage  $(2;0)$  seul pour  $\frac{m_{KK}}{\sqrt{2}}$  et pour l’étage  $(0;2)$  seul pour  $\frac{m_{KK}}{\xi \times \sqrt{2}}$ .

La sensibilité sur  $m_{KK}$  obtenue dans le cas symétrique grâce aux étages  $(2;0)$  et  $(0;2)$  est indiquée figure 4.12. La limite attendue dans ce cas sur  $m_{KK}$  provenant uniquement des étages  $(2;0)$  et  $(0;2)$  (donc en supposant  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ ) est  $m_{KK} > 0,56$  TeV.

Dans le cas asymétrique ( $\xi > 1$ ), la contribution de l’étage  $(0;2)$  diminue alors que  $\xi$  augmente. Dans le cas très asymétrique, la limite attendue sur  $m_{KK}$ , pour laquelle seul l’étage  $(2;0)$  contribue, est de 0,52 TeV. (Cette limite a été dérivée de la même façon que celle dans le cas symétrique, comme montré sur la figure 4.13. Seules les sections efficaces théoriques diffèrent.) Les limites provenant de ces étages ne sont pas compétitives avec celles issues de la cosmologie et n’apparaissent donc pas sur la figure 4.10.

### 4.3.2 Événements observés et interprétation

Les nombres d’événements attendus et observés dans chaque catégorie sont détaillés dans la table 4.9. Cette table fournit également la valeur de  $1 - CL_b$  dans chacune de ces régions (donnant la probabilité d’observer au plus la valeur réellement observée de  $q_\mu$  dans cette région sous l’hypothèse de bruit de fond seul).

La table 4.9 donne une valeur de  $1 - CL_b$  par région de signal. Combiner celles-ci n’est par contre pas immédiat. Lors de la prise en compte de plusieurs régions de signal, l’importance relative de chacune d’elles dépend du signal considéré. Le calcul d’une valeur de  $1 - CL_b$  avec l’ensemble des régions SR4*t* nécessite donc un signal comme point de repère. La table 4.10 donne les valeurs observées de  $1 - CL_b$  pour chacune des valeurs de  $m_{KK}$  simulées, ainsi que les significations correspondantes en nombre de

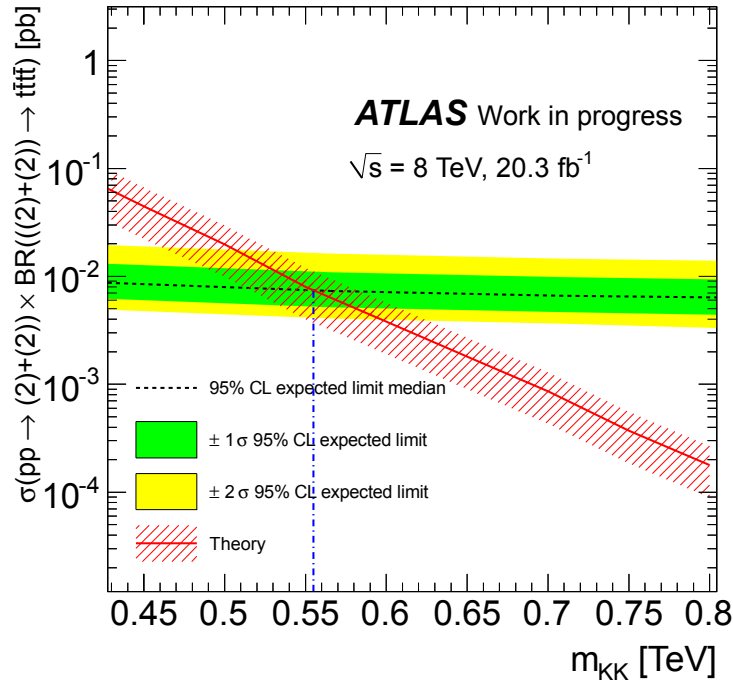


FIG. 4.12: Limites attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas symétrique avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ . La ligne « theory » correspond donc à la production par les étages (2;0) et (0;2) seuls. La limite obtenue sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne bleue.

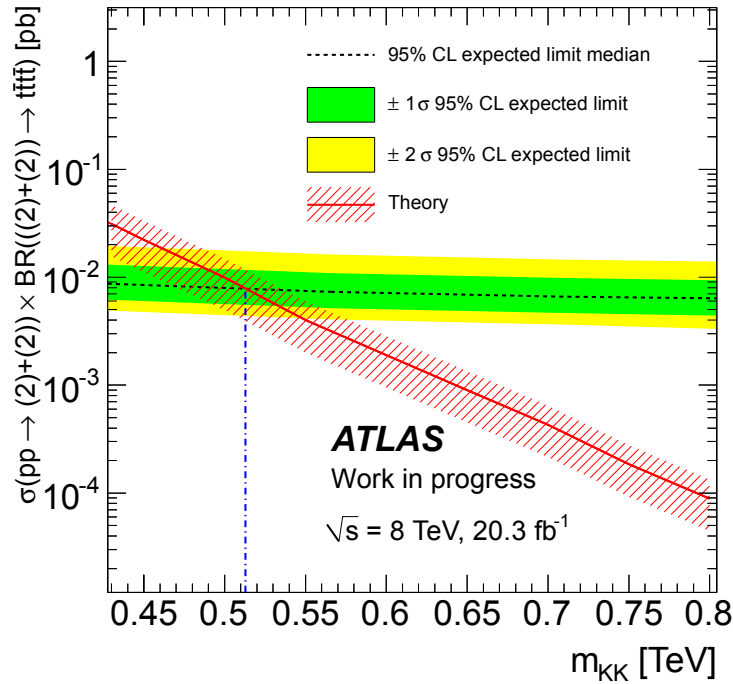


FIG. 4.13: Limites attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas très asymétrique avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ . La ligne « theory » correspond donc à la production par l'étage (2;0) seul. La limite obtenue sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne bleue.

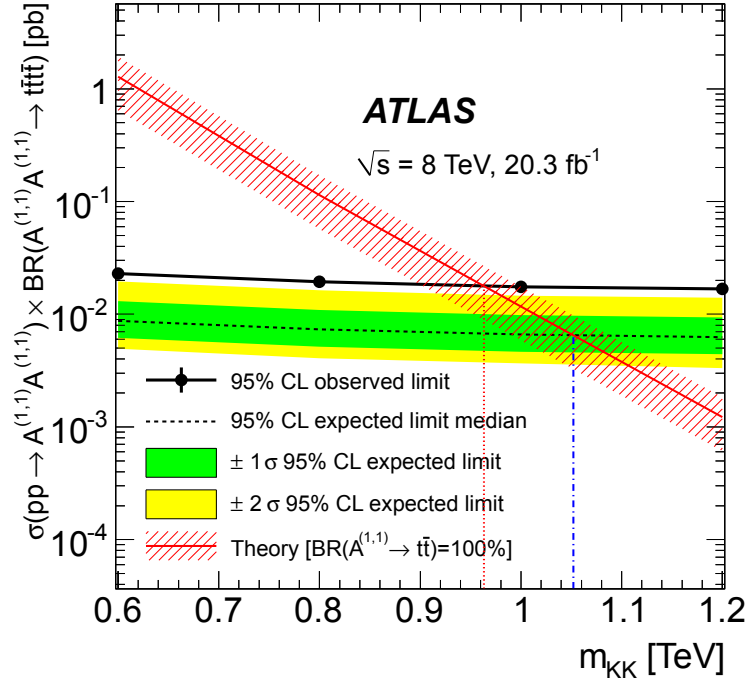
TAB. 4.9: Nombres d'événements attendus et observés dans les régions de signal pertinentes pour le modèle 2UED/RPP. La première incertitude est statistique, la seconde combine (en quadrature) les différentes sources systématiques.

Échantillons	Région de signal				
	SR4t0	SR4t1	SR4t2	SR4t3	SR4t4
Fakes	$8,6 \pm 2,3 \pm 6,0$	$1,17 \pm 0,82 \pm 0,82$	$1,03 \pm 0,97 \pm 0,72$	$< 1,02$	$0,04 \pm 0,83 \pm 0,02$
Misid	$15,1 \pm 0,6^{+3,8}_{-3,7}$	$0,74 \pm 0,11^{+0,20}_{-0,19}$	$1,17 \pm 0,16^{+0,43}_{-0,40}$	$1,09 \pm 0,14^{+0,38}_{-0,36}$	$0,30 \pm 0,09^{+0,11}_{-0,10}$
$WZ/ZZ$	$0,88 \pm 0,19 \pm 0,28$	$0,07 \pm 0,12 \pm 0,06$	$0,30 \pm 0,14^{+0,11}_{-0,10}$	$0,02 \pm 0,12^{+0,03}_{-0,01}$	$0,005 \pm 0,117^{+0,002}_{-0,003}$
$W^\pm W^\pm$	$0,07 \pm 0,02^{+0,02}_{-0,03}$	$< 0,007$	$0,03 \pm 0,01 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,01^{+0,02}_{-0,01}$	$< 0,007$
$t\bar{t} + W/Z$	$12,6 \pm 0,3 \pm 5,5$	$1,24 \pm 0,09 \pm 0,56$	$1,87 \pm 0,09^{+0,83}_{-0,82}$	$2,46 \pm 0,11^{+1,11}_{-1,10}$	$0,57 \pm 0,05 \pm 0,26$
$t\bar{t}W^+W^-$	$0,20 \pm 0,01^{+0,08}_{-0,05}$	$0,019 \pm 0,002^{+0,008}_{-0,006}$	$0,039 \pm 0,004^{+0,015}_{-0,011}$	$0,09 \pm 0,01^{+0,04}_{-0,03}$	$0,020 \pm 0,003^{+0,008}_{-0,006}$
$WH/ZH$	$0,02 \pm 0,03^{+0,02}_{-0,03}$	$< 0,080$	$< 0,080$	$< 0,080$	$< 0,080$
$t\bar{t}H$	$1,79 \pm 0,09 \pm 0,23$	$0,26 \pm 0,03 \pm 0,05$	$0,31 \pm 0,04 \pm 0,04$	$0,44 \pm 0,04^{+0,07}_{-0,06}$	$0,08 \pm 0,02^{+0,02}_{-0,01}$
$t + H/WZ$	$0,49 \pm 0,02 \pm 0,07$	$0,04 \pm 0,01 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01^{+0,01}_{-0,02}$	$0,022 \pm 0,004^{+0,005}_{-0,004}$
Tribosons	$< 0,002$	$< 0,002$	$< 0,002$	$< 0,002$	$< 0,002$
$t\bar{t}t\bar{t}$	$0,042 \pm 0,002 \pm 0,003$	$0,038 \pm 0,002 \pm 0,005$	$0,026 \pm 0,002 \pm 0,002$	$0,058 \pm 0,003^{+0,004}_{-0,005}$	$0,105 \pm 0,003^{+0,011}_{-0,009}$
Total	$39,8 \pm 2,4 \pm 9,7$	$3,57 \pm 0,85 \pm 1,07$	$4,86 \pm 1,00^{+1,25}_{-1,22}$	$4,25 \pm 1,05^{+1,21}_{-1,18}$	$1,12 \pm 0,85^{+0,30}_{-0,29}$
Observés	54	6	6	12	6
$1 - CL_b$	0,12	0,24	0,46	0,029	0,036
Signal, $m_{KK} = 0,6$ TeV	$7,7 \pm 1,3^{+1,3}_{-2,0}$	$5,87 \pm 1,11^{+1,45}_{-1,44}$	$80,8 \pm 4,3^{+7,9}_{-9,3}$	$321 \pm 9^{+23}_{-25}$	$588 \pm 11^{+48}_{-49}$
Signal, $m_{KK} = 0,8$ TeV	$0,08 \pm 0,04^{+0,05}_{-0,01}$	$0,12 \pm 0,05^{+0,04}_{+0,02}$	$6,95 \pm 0,38^{+0,72}_{-0,95}$	$8,7 \pm 0,9^{+3,3}_{-3,5}$	$60,9 \pm 1,1 \pm 5,4$
Signal, $m_{KK} = 1,0$ TeV	$0,009 \pm 0,005^{+0,005}_{-0,003}$	$0,0005 \pm 0,0005 \pm 0,0005$	$0,77 \pm 0,05 \pm 0,09$	$5,02 \pm 0,12^{+0,44}_{-0,47}$	$6,72 \pm 0,13^{+0,64}_{-0,65}$
Signal, $m_{KK} = 1,2$ TeV	—	—	$0,074 \pm 0,005 \pm 0,001$	$0,65 \pm 0,01 \pm 0,07$	$0,69 \pm 0,01 \pm 0,07$



TAB. 4.10: Valeurs observées de  $1 - CL_b$  pour chacune des valeurs de  $m_{KK}$  simulées et significations correspondantes en nombre de déviations standard.

	$m_{KK}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
$1 - CL_b$	$8,62 \times 10^{-3}$	$6,43 \times 10^{-3}$	$6,40 \times 10^{-3}$	$7,66 \times 10^{-3}$
Signification ( $\sigma$ )	2,38	2,49	2,50	2,42


 FIG. 4.14: Limites observée et attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas symétrique sous l'hypothèse d'un rapport d'embranchement  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 1$ . La limite attendue sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne bleue, celle observée par la ligne rouge.

déviations standard.

Les limites observées correspondantes sont données figures 4.14 (pour le cas symétrique, avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 1$ ), 4.15 (pour le cas symétrique, avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ ), 4.16 (pour le cas asymétrique, avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ ) et 4.17 (pour le cas général, avec  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 1$ ). Dans le cas symétrique, la limite provenant de l'étage (1;1) est de 0,96 TeV et celle provenant des étages (2;0) et (0;2) seuls ( $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ ) est de 0,49 TeV. Dans le cas très asymétrique, la limite issue de l'étage (2;0) seul est de 0,45 TeV.

#### 4.4 Éléments de vérification

Du fait de l'excès observé, plusieurs vérifications ont été mises en œuvre afin de vérifier qu'aucun des événements retenus, particulièrement dans les catégories où l'excès est le plus important, ne présente de caractéristiques pathologiques. L'estimation des nombres d'événements attendus a également été vérifiée.

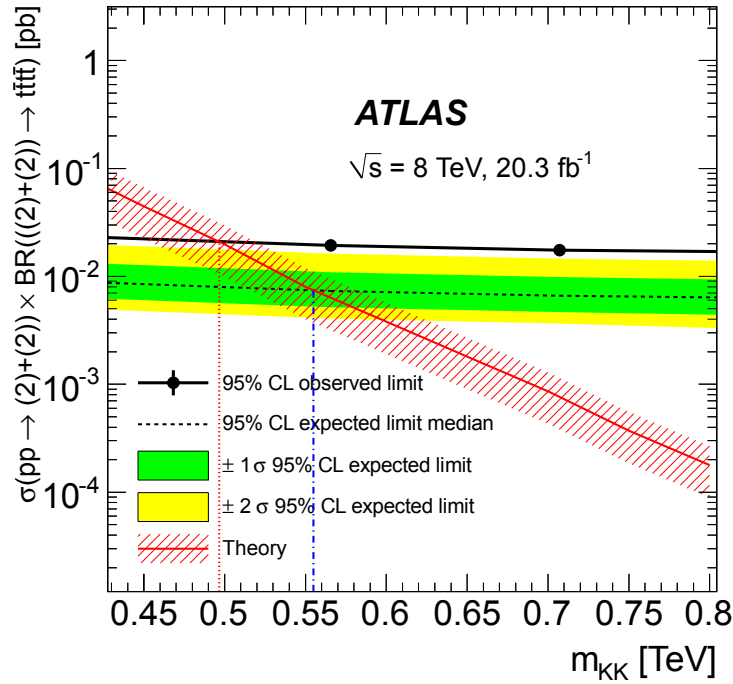


FIG. 4.15: Limites observée et attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas symétrique sous l’hypothèse d’un rapport d’embranchement  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ . La limite attendue sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne bleue, celle observée par la ligne rouge.

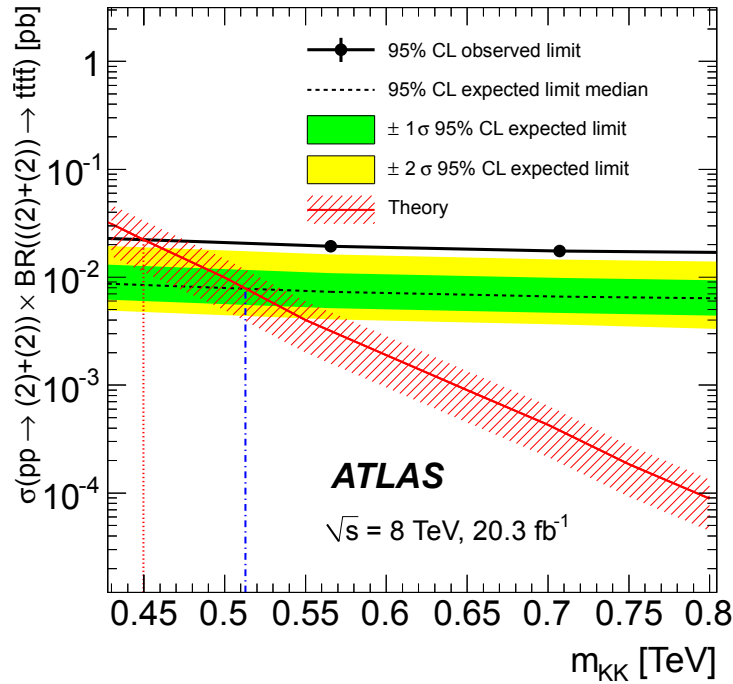


FIG. 4.16: Limites observée et attendues sur la section efficace du signal en fonction de  $m_{KK}$  dans le cas asymétrique sous l’hypothèse d’un rapport d’embranchement  $BR(A^{(1;1)} \mapsto t\bar{t}) = 0$ . La limite attendue sur  $m_{KK}$  est indiquée par la ligne bleue, celle observée par la ligne rouge.

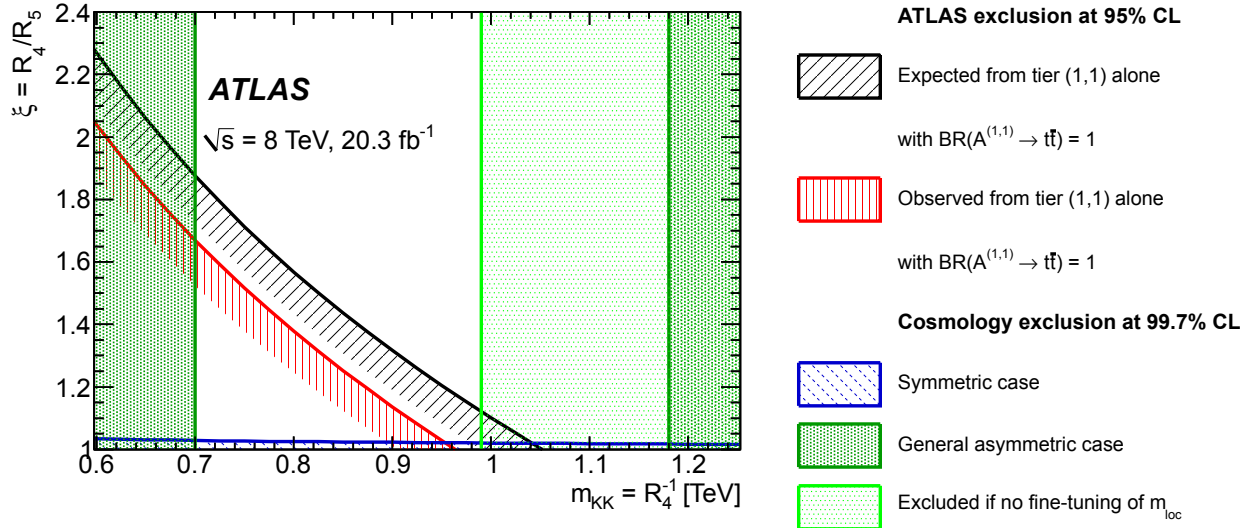


FIG. 4.17: Limites observée et attendues dans le plan  $(m_{KK}; \xi)$ . Les contraintes issues de la cosmologie sont également indiquées.

#### 4.4.1 Propriétés des événements sélectionnés

Il a été vérifié que la distribution des événements observés en fonction de la période de prise de données n'indiquait aucune incohérence. En particulier, les excès observés sont bien répartis dans les différentes périodes.

La répartition des événements dileptoniques suivant leur charge ( $++$  ou  $--$ ) a également été l'objet de vérifications. Une certaine asymétrie apparaît dans la sélection finale. Les régions SR4t2 et SR4t4 ne contiennent que des paires  $++$  (respectivement 4 et 5) alors que la région SRVLQ3 contient quatre paires  $--$  et aucune paire  $++$ . Du fait que la charge « dominante » diffère d'une région à une autre et que d'autres régions ne présentent pas de tels écarts (6 paires  $++$  contre 4  $--$  dans SR4t3, 5 contre 4 dans SRVLQ4), cette asymétrie est interprétée comme une simple fluctuation statistique. Qui plus est, la sélection lâche correspondant à ces régions ne présente pas d'asymétrie notable.

Il a été vérifié que les leptons utilisés étaient correctement isolés et ce aussi bien en termes de minisolation (utilisée pour tous les leptons lors de l'analyse de la totalité des données, voir sections 4.1.2 et 3.2.2) qu'en termes de cônes (utilisés pour les électrons lors de l'analyse du lot partiel, voir section 3.2.2). Les distributions des quotients définissant ces critères d'isolation ne dévient pas significativement des distributions attendues. Les distributions des écarts (en termes de  $\Delta R$ ) entre leptons et jets les plus proches ne montrent pas non plus de comportement suspect.

La cinématique des objets sélectionnés a également donné lieu à vérification. Les distributions des pseudo-rapidités et des impulsions transverses des leptons des événements des régions présentant un excès ne montrent pas d'anomalies; de même pour la pseudo-rapidité et la coordonnée  $\phi$  des jets.

Finalement, l'étiquetage «  $b$  » des jets a aussi été mis hors de cause. La distribution des valeurs de sortie de l'algorithme d'étiquetage pour les jets étiquetés  $b$  des régions présentant un excès a une forme compatible avec celle attendue.

#### 4.4.2 Simulations Monte Carlo

Les échantillons  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}Z$  constituent les bruits de fond irréductibles dominants de l'analyse. La vérification du nombre d'événements attendus prédit par ces échantillons est donc importante. Elle est par ailleurs difficile à réaliser à l'aide de régions de contrôle du fait de la très grande similitude entre les caractéristiques de ces événements et celles du signal recherché. Pour effectuer cette vérification, les nombres d'événements attendus prédits par ces échantillons sont comparés à ceux prédits par deux échantillons alternatifs (l'un où les désintégrations des quarks top et des bosons vecteurs sont

prises en charges par MADGRAPH plutôt que par Pythia, l'autre utilisant le logiciel Alpgen au lieu de MADGRAPH). Les trois estimations sont compatibles.

Par ailleurs, si les échantillons utilisés prévoient la présence éventuelle d'un ou plusieurs partons en plus des deux quarks top et du boson vecteur au niveau de l'interaction principale (par exemple, les deux quarks additionnels de la figure 3.2c), ceux-ci ne peuvent pas être des quarks  $b$ . La présence de quarks  $b$  est donc limitée à leur apparition dans les développements des gerbes, gérés par Pythia. Une étude au niveau de la vérité Monte Carlo a été menée. Un échantillon  $t\bar{t} + W/Z + b\bar{b}$  a été simulé par MADGRAPH et hadronisé par Pythia. Un mime approximatif de la reconstruction (comprenant les critères de non-recouvrement et les efficacités d'étiquetage des jet, mais pas les efficacités de reconstruction des objets) donne une prédiction de contribution dans l'ensemble des régions SR4t2, SR4t3 et SR4t4 d'environ 0,34 événements, bien trop faible pour expliquer l'excès. Le même mime appliqué à un échantillon  $t\bar{t}\bar{t}$  (Modèle Standard) prédit une contribution de 0,71 événements environ contre 0,19 une fois toutes les étapes de reconstruction et d'analyse prises en compte, comme indiqué table 4.9. Si le rapport entre ces deux quantités est constant, la contribution de l'échantillon  $t\bar{t} + W/Z + b\bar{b}$  s'élève à seulement environ 0,09 événements.

### 4.4.3 Estimation des fakes

Au cours de la validation des estimations des bruits de fond, l'estimation des bruits de fond instrumentaux (fakes et misid) a également été réalisée par des simulations Monte Carlo seules. Cette estimation donnait un accord raisonnable dans les régions de contrôle où elle avait été comparée aux données. Dans les régions de signal, il a été vérifié région par région que ces estimations étaient compatibles avec les estimations issues des données.

Cependant, tout comme l'estimation par la méthode de la matrice, cette estimation Monte Carlo souffre de la faible taille de certains échantillons impliqués. Afin de s'assurer que l'estimation dans les régions de signal de plus faible statistique (les régions à haut  $H_T$ ) fasse sens, j'ai mis en œuvre une vérification par extrapolation.

Le principe de cette méthode est d'établir une distribution en  $H_T$  de l'estimation (issue des données) du nombre de fakes et d'ajuster cette distribution sur un intervalle en  $H_T$  pourvu d'une statistique suffisante (à bas  $H_T$ ). L'extrapolation aux autres valeurs de  $H_T$  permet une prédiction du nombre de fakes.

L'intervalle choisi pour l'ajustement est  $200 < H_T < 700$  GeV. La présélection est appliquée aux événements s'y trouvant, ainsi que la demande d'au moins deux jets dont au moins un étiqueté  $b$  et d'une énergie transverse manquante d'au moins 40 GeV. Cela correspond à la somme des régions de signal à bas  $H_T$  à laquelle s'ajoute un prolongement à plus bas  $H_T$  destiné à accroître la statistique disponible. Ce prolongement est limité du fait d'une part des changements importants de la forme de la distribution des fakes à trop bas  $H_T$  et d'autre part des coupures cinématiques dans la définition des objets, imposant dans tous les cas une valeur minimale de  $H_T$  de 100 GeV. La fonction ajustée est une exponentielle. Elle a été choisie de préférence à une loi de puissance car ajustant mieux les données sur l'intervalle  $200 < H_T < 700$  GeV.

La figure 4.18 montre les résultats de différents ajustements, réalisés sur des échantillons pour lesquels la sélection sur le nombre de jets étiquetés  $b$  diffère.

Sur la figure 4.18a, cette sélection est maintenue à « au moins un jet étiqueté  $b$  ». L'extrapolation à haut  $H_T$  correspond donc à la somme de l'ensemble des régions de signal « SRVLQ » à haut  $H_T$  (SRVLQ3 à SRVLQ7). L'extrapolation,  $8,0_{-3,3}^{+5,2}$  événements, est conforme à l'estimation directe par la méthode de la matrice ( $8,4 \pm 2,6$  événements). Les incertitudes sont ici limitées aux effets statistiques. Celles portant sur l'extrapolation découlent des incertitudes sur les paramètres de l'ajustement. Les incertitudes sur chaque paramètre sont supposées indépendantes et propagées à l'estimation avant d'être sommées en quadrature.

La figure 4.18b correspond à la demande d'*exactement* un jet étiqueté  $b$ . L'extrapolation à haut  $H_T$  correspond donc à la somme des régions SRVLQ3 à SRVLQ5. L'extrapolation,  $6,6_{-3,0}^{+4,9}$  événements, est conforme à l'estimation directe par la méthode de la matrice ( $7,3 \pm 2,3$  événements).

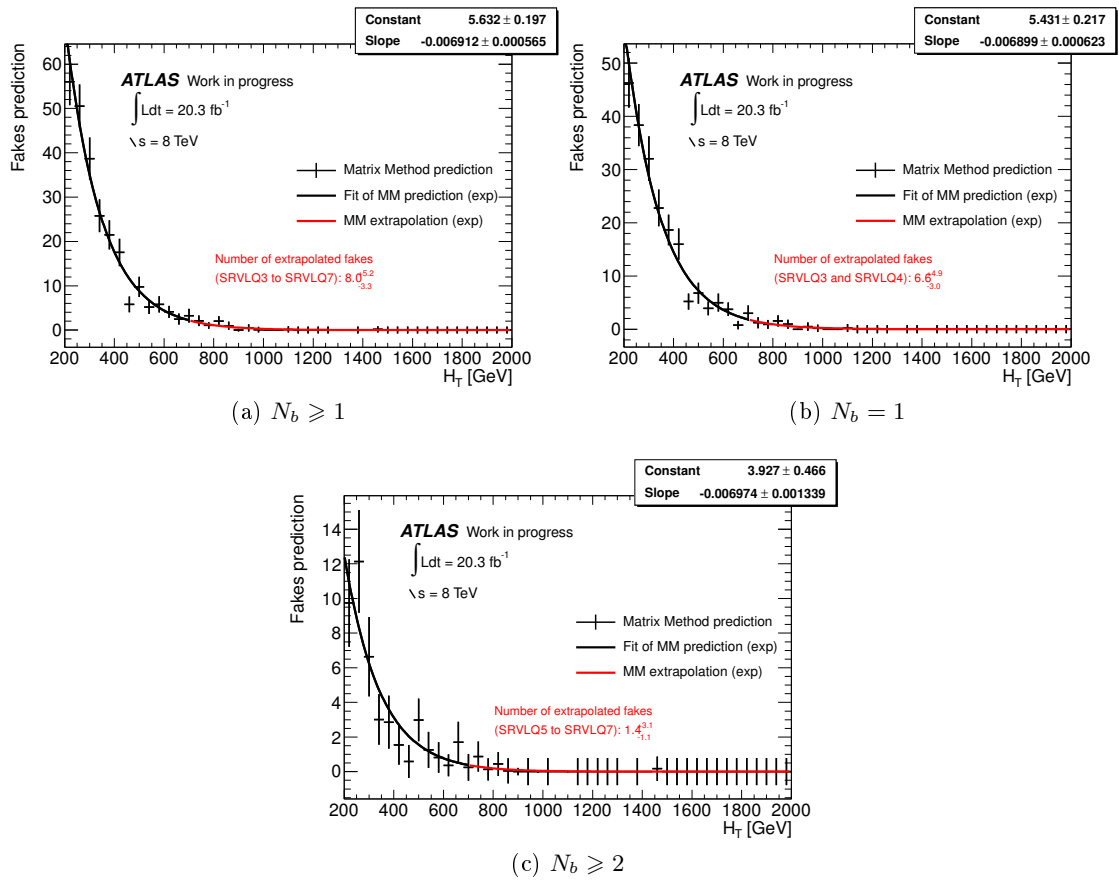


FIG. 4.18: Extrapolation de l'estimation du nombre de fakes des régions à bas  $H_T$  aux régions à haut  $H_T$ . Une énergie transverse manquante d'au moins 40 GeV est requise, ainsi qu'au moins deux jets. Les requêtes sur le nombre de jets étiquetés  $b$  varient entre les graphiques. (a) : au moins un jet étiqueté  $b$ ; (b) : exactement un jet étiqueté  $b$ ; (c) : au moins deux jets étiquetés  $b$ .

La différence entre ces deux extrapolations permet une estimation du nombre de fakes dans les trois régions SR4t à haut  $H_T$  :  $1,4_{-1,4}^{+1,7}$  événement, en concordance avec les  $1,1 \pm 1,3$  prédits directement par la méthode de la matrice. L'extrapolation dans ces régions peut également se faire directement en requérant au moins deux jets étiquetés  $b$  (figure 4.18c). La plus faible statistique entraîne de plus grandes incertitudes ( $1,4_{-1,1}^{+3,1}$  événements).

Un autre test de l'estimation des fakes a été réalisé au moyen d'échantillons Monte Carlo. Les taux  $r$  et  $f$  ont été réévalués dans des échantillons respectivement contenant un unique vrai lepton et multijets. Ces taux ont été appliqués à un échantillon d'événements  $t\bar{t}$ . L'estimation ainsi obtenue du nombre de fakes dans l'échantillon a été comparée avec les nombres fournis par la vérité Monte Carlo. Aucune incohérence significative n'a été relevée.

Finalement, il a été vérifié que l'absence de prise en compte du recouvrement fakes/misid et l'augmentation subséquente du nombre d'événements attendus ne suffisaient pas à combler significativement l'excès observé.

#### 4.4.4 Événements à deux leptons de charges opposées

Un autre élément de vérification vient de la comparaison données/prédiction pour des sélections identiques aux huit régions de signal « SRVLQ » excepté pour les demandes portant sur les charges des leptons. Il s'agit cette fois de demander deux leptons de charges opposées, et deux leptons seulement.

L'essentiel des bruits de fond est alors constitué de désintégrations leptoniques de paires  $t\bar{t}$ . Or l'échantillon Monte Carlo  $t\bar{t}$  disponible au moment de l'étude est connu pour mal modéliser les distributions en impulsion transverse des deux quarks top. Une procédure avait été développée pour corriger ce problème dans les échantillons correspondant à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 7 TeV, mais, au moment de l'étude, elle n'avait pas encore été mise à jour pour une énergie de 8 TeV. Un autre échantillon simulé d'événements  $t\bar{t}$  est disponible (issu de MC@NLO au lieu de Powheg/Pythia).

Pour chacune des trois méthodes d'estimation du bruit de fond  $t\bar{t}$  (échantillon Monte Carlo Powheg/Pythia non corrigé, échantillon Monte Carlo Powheg/Pythia corrigé ou échantillon Monte Carlo MC@NLO), l'accord entre nombres d'événements prédits et observés dans les huit régions nouvellement définies (contenant des paires de leptons de charges électriques opposées) est correcte. Les faiblesses des différentes prédictions ne se situent pas au niveau des mêmes régions.

Puisque les difficultés de modélisation des événements  $t\bar{t}$  n'interviennent pas<sup>(9)</sup> dans l'analyse des événements contenant deux leptons de charges identiques, l'accord entre les différentes estimations et les données est acceptable et ne montre aucun biais de l'analyse.

### 4.5 Cinématique de l'excès

Les distributions des variables discriminantes des bruits de fond attendus, des événements observés et de deux échantillons simulés du signal issu du modèle 2UED/RPP (pour une masse  $m_{KK}$  de 0,8 et 1 TeV) sont comparées dans les régions où l'excès est marqué : SR4t3 (figure 4.19) et SR4t4 (figure 4.20). Les figures correspondantes pour les autres régions de signal ainsi que pour la seule présélection sont en annexe H.

Il apparaît sur ces distributions que la cinématique de l'excès ne correspond pas à celle du signal issu du modèle 2UED/RPP. Principalement, celui-ci prédit des événements comprenant surtout une haute multiplicité de jets et de grandes valeurs de  $H_T$ . Cela laisse supposer que ce signal n'est pas la source de l'excès observé (et soutient l'interprétation en terme de limites sur les paramètres de ce modèle).

<sup>(9)</sup>Certains événements contenant des leptons fakes ou des problèmes de méprise de charge sont des événements  $t\bar{t}$ , mais leur estimation se fait par les méthodes basées sur les données et non par la simulation Monte Carlo.

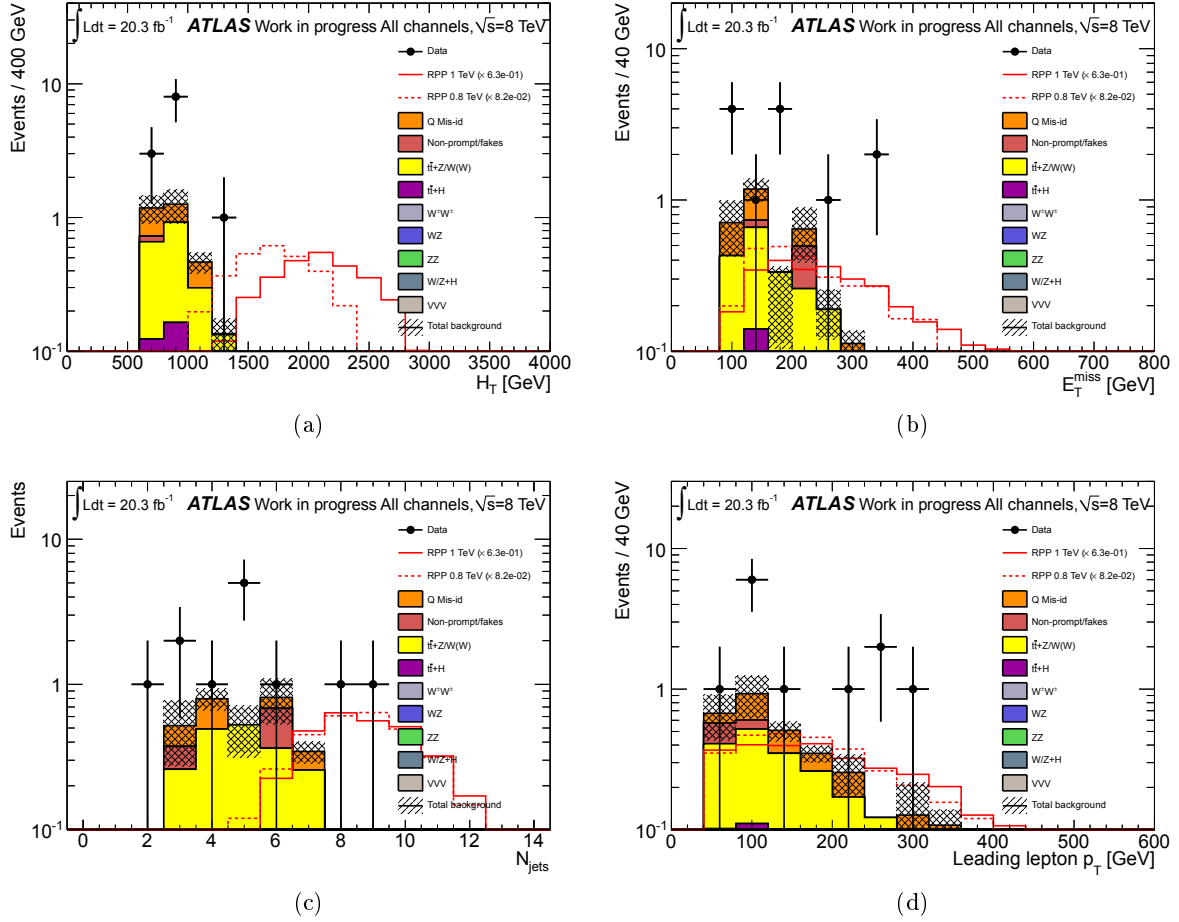


FIG. 4.19: Distributions de plusieurs variables dans la région SR4t3. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse. Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{\text{KK}}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).

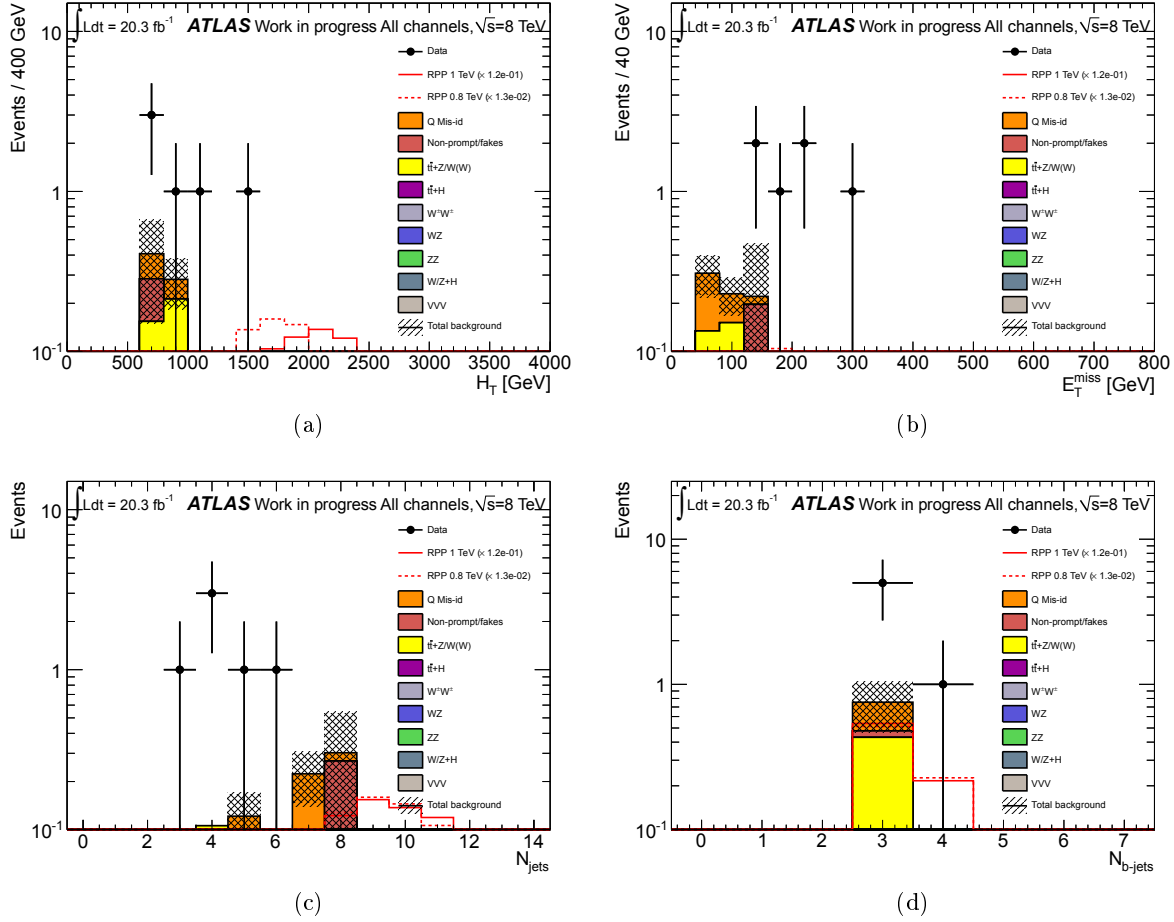


FIG. 4.20: Distributions de variables discriminantes dans la région SR4t4. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) le nombre de jets étiquetés  $b$ . Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{KK}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).



## Conclusion et perspectives

L'analyse présentée dans ce chapitre correspond à l'amélioration de celle du chapitre 3. Plusieurs raffinements ont été présentés, tant au niveau des objets utilisés que de la stratégie suivie.

Ces raffinements ont permis d'observer dans deux des régions de signal un excès notable mais insuffisant pour être considéré comme une découverte. Les vérifications entreprises par la suite soutiennent l'existence de cet excès.

Des limites ont été finalement placées sur les paramètres  $m_{KK}$  et  $\xi$  du modèle dans un cas plus général que précédemment. Dans le cas particulier servant de point de repère au chapitre 3, cela correspond à une limite inférieure sur  $m_{KK}$  de 0,96 TeV.

Par ailleurs, l'exclusion due aux données cosmologiques rapportée au chapitre 1.4.2.2 se basait sur un niveau de confiance d'environ 98% (trois déviations standard) incluant une prise en compte d'incertitudes portant sur le modèle théorique. Elle correspondait à des valeurs autorisées pour la densité relicue de matière noire  $\Omega_{\text{cdm}}h^2$  dans la plage [0,077 3; 0,147 3]. Un traitement identique appliqué aux derniers résultats de Planck [56] donne une plage de [0,083 9; 0,155 7]. Une plus grande valeur autorisée de  $\Omega_{\text{cdm}}h^2$  correspondant à une plus grande valeur autorisée de  $m_{KK}$ , l'intervalle autorisée par les observation cosmologiques pour les valeurs de  $m_{KK}$  devrait se trouver légèrement décalé vers les grandes valeurs.

Le redémarrage du LHC offre l'opportunité d'une double amélioration concernant l'étude du modèle 2UED/RPP, notamment aux travers des événements à deux leptons de même charge électrique ou au moins trois leptons. D'une part le modèle implique des particules de fortes masses; l'accroissement de l'énergie disponible (passant de 8 à 13 TeV dans le référentiel du centre de masse) favorisera la production de tels événements. À titre d'exemple, la section efficace de production du signal issu de l'étage (1;1) pour une valeur de  $m_{KK}$  de 1 TeV calculée par MADGRAPH passe de 11,7 fb à 336 fb; pour une valeur de  $m_{KK}$  de 1,2 TeV, la même section efficace passe de 1,2 fb à 74,5 fb. (Dans le même temps, la section efficace des échantillons  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}Z$  simulés passe de 352 fb à 1092 fb et celle des échantillons  $t\bar{t}$  de 114 pb à 338 pb; soit des accroissements bien plus faibles.) D'autre part, le LHC, et ATLAS, doit accumuler bien plus de luminosité intégrée à cette énergie qu'au cours de sa précédente période de fonctionnement; le faible nombre d'événements entrant en jeu ayant été une source d'incertitudes majeure lors de cette analyse, cette luminosité accrue serait à elle seule la source d'une amélioration importante des résultats de l'analyse.

# Conclusion

L'annonce en 2012 de la découverte d'un boson scalaire compatible avec le boson BEH a confirmé tout un pan du Modèle Standard. Cependant, celui-ci conserve toujours suffisamment de lacunes pour laisser entendre qu'il existe une autre physique, une Nouvelle Physique, au-delà. Plusieurs modèles sont candidats à ce rôle, chacun d'eux pouvant apparaître à travers de multiples signatures. L'objet des recherches effectuées au cours de cette thèse est une signature particulière, les événements à quatre quarks top, d'un de ces modèles, le 2UED/RPP.

La première partie de cette thèse décrit le contexte expérimental et théorique de ce travail. Il a été présenté au cours de cette partie le travail effectué sur l'amélioration d'un des aspects du détecteur ATLAS, le système d'étalonnage par LASER du calorimètre à tuiles scintillantes. Le contexte théorique comportait la définition des paramètres  $m_{KK}$  et  $\xi$  du modèle 2UED/RPP.

La seconde partie de cette thèse présente le travail d'analyse effectué, en deux étapes, sur les données récoltées lors des collisions proton-proton de 2012, réalisées avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision de 8 TeV. La première étape, une analyse rapide d'une partie seulement des données n'a montré aucun excès significatif. Une limite inférieure sur  $m_{KK}$  a donc été placée dans le cas symétrique ( $\xi = 1$ ) dans l'hypothèse d'un rapport d'embranchement du photon lourd  $A^{(1;1)}$  en paire  $t\bar{t}$  de 100%. Cette limite se situe à 0,90 TeV pour une limite attendue médiane de 0,92 TeV.

Lors de l'analyse de la totalité des données, raffinée par rapport à la mouture précédente, un excès de données par rapport aux prédictions est apparu. Cet excès est trop faible pour être significatif (variant en fonction du point de masse pris comme référence, valant 2,5 déviations standards pour  $m_{KK} = 1$  TeV), mais suffisant pour être intrigant. Les vérifications subséquentes n'ont pas mis en évidence de défaut dans l'analyse. La limite inférieure sur  $m_{KK}$  dans le cas symétrique dans l'hypothèse d'un rapport d'embranchement du photon lourd  $A^{(1;1)}$  en paire  $t\bar{t}$  de 100% a été placée grâce à ces données à 0,96 TeV. Dans l'hypothèse où le rapport d'embranchement précédent tombe à zéro, la limite issue des données est due aux photons lourds des étages supérieurs (2;0) et (0;2) et chute à 0,49 TeV. Une autre analyse d'ATLAS (utilisant un état final avec un unique lepton et plusieurs jets) a depuis placé d'autres contraintes sur ce modèle [57] : 1,12 TeV observés (1,10 TeV attendus) dans le cas symétrique pour l'étage (1; 1), 0,61 TeV observés (0,60 TeV attendus) dans le cas symétrique pour les étages (2; 0) et (0; 2) et 0,57 TeV observés (0,55 TeV attendus) dans le cas très asymétrique pour l'étage (2; 0).

Quant à savoir si l'excès observé est une simple fluctuation statistique ou l'un des premiers signes de cette Nouvelle Physique tant attendue, le redémarrage du LHC à une énergie dans le référentiel du centre de masse de la collision de 13 TeV et les prises de données correspondantes courant 2015 répondront peut-être à la question.



# Annexes



## Annexe A

# Régions de contrôle supplémentaires pour l'analyse du lot de données partiel

### A.1 Région $H_T$

TAB. A.1: Nombres d'événements attendus et observés par canal dans la région de contrôle  $H_T$ . La première incertitude est statistique, la seconde systématique. Dans le cas des événements de bruit de fond simulés, la seule incertitude systématique prise en compte est celle sur la section efficace.

Échantillon	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Misid	$13,29 \pm 0,52 \pm 3,54$	$9,27 \pm 0,37 \pm 2,47$	—
Fakes	$24,27 \pm 3,33 \pm 7,28$	$34,0 \pm 3,9 \pm 10,2$	$11,69 \pm 6,86 \pm 3,51$
$WZ/ZZ$ + jets	$2,60 \pm 0,56 \pm 0,88$	$7,09 \pm 0,97 \pm 2,41$	$2,40 \pm 0,59 \pm 0,82$
$W^\pm W^\pm$ + 2jets	$0,09 \pm 0,06 \pm 0,05$	$0,70 \pm 0,20 \pm 0,35$	$0,38 \pm 0,14 \pm 0,19$
$t\bar{t}W$ (+jet(s))	$0,60 \pm 0,06 \pm 0,18$	$2,52 \pm 0,12 \pm 0,76$	$1,61 \pm 0,10 \pm 0,48$
$t\bar{t}Z$ (+jet(s))	$0,38 \pm 0,04 \pm 0,11$	$0,96 \pm 0,06 \pm 0,29$	$0,54 \pm 0,05 \pm 0,16$
$t\bar{t}W^+W^-$	$0,007 \pm 0,001$	$0,034 \pm 0,003$	$0,021 \pm 0,003$
Total	$41 \pm 5 \pm 8$	$55 \pm 6 \pm 11$	$17 \pm 9 \pm 4$
Observés	35	39	10
Contamination RPP 0,6 TeV	$4,00 \pm 0,87$	$11,6 \pm 1,3$	$8,0 \pm 1,1$
Contamination RPP 0,8 TeV	$0,28 \pm 0,06$	$0,78 \pm 0,11$	$0,65 \pm 0,10$
Contamination RPP 1 TeV	$0,0067 \pm 0,0035$	$0,077 \pm 0,012$	$0,056 \pm 0,011$
Contamination RPP 1,2 TeV	$0,0017 \pm 0,0007$	$0,00460 \pm 0,00097$	$0,0059 \pm 0,0012$

Il est à noter que le point de masse  $m_{KK} = 0,6$  TeV est déjà exclu par les observations cosmologiques. La contamination de la région de contrôle par un tel signal n'est donc pas un obstacle.

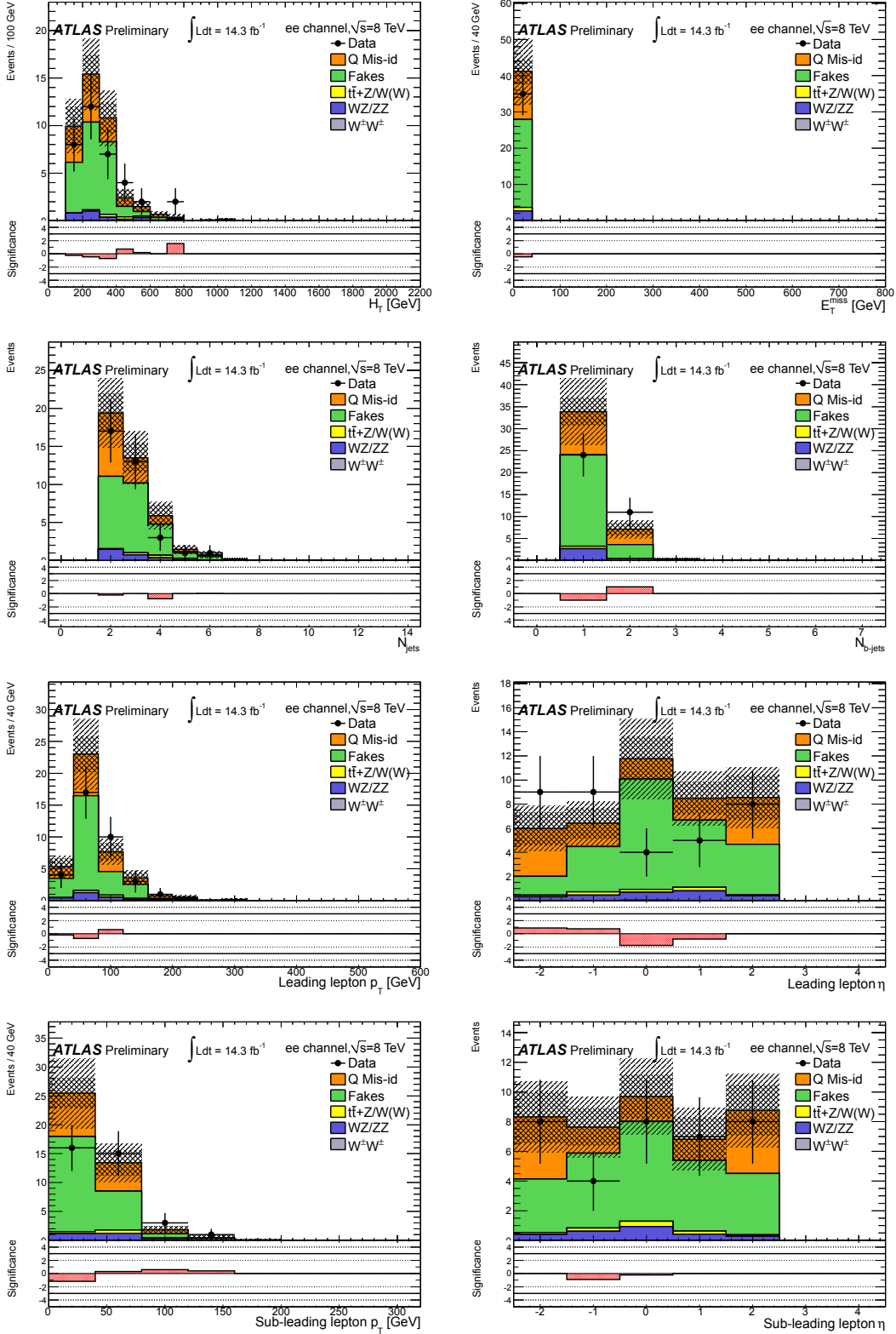


FIG. A.1: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $H_T$  dans le canal  $ee$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.

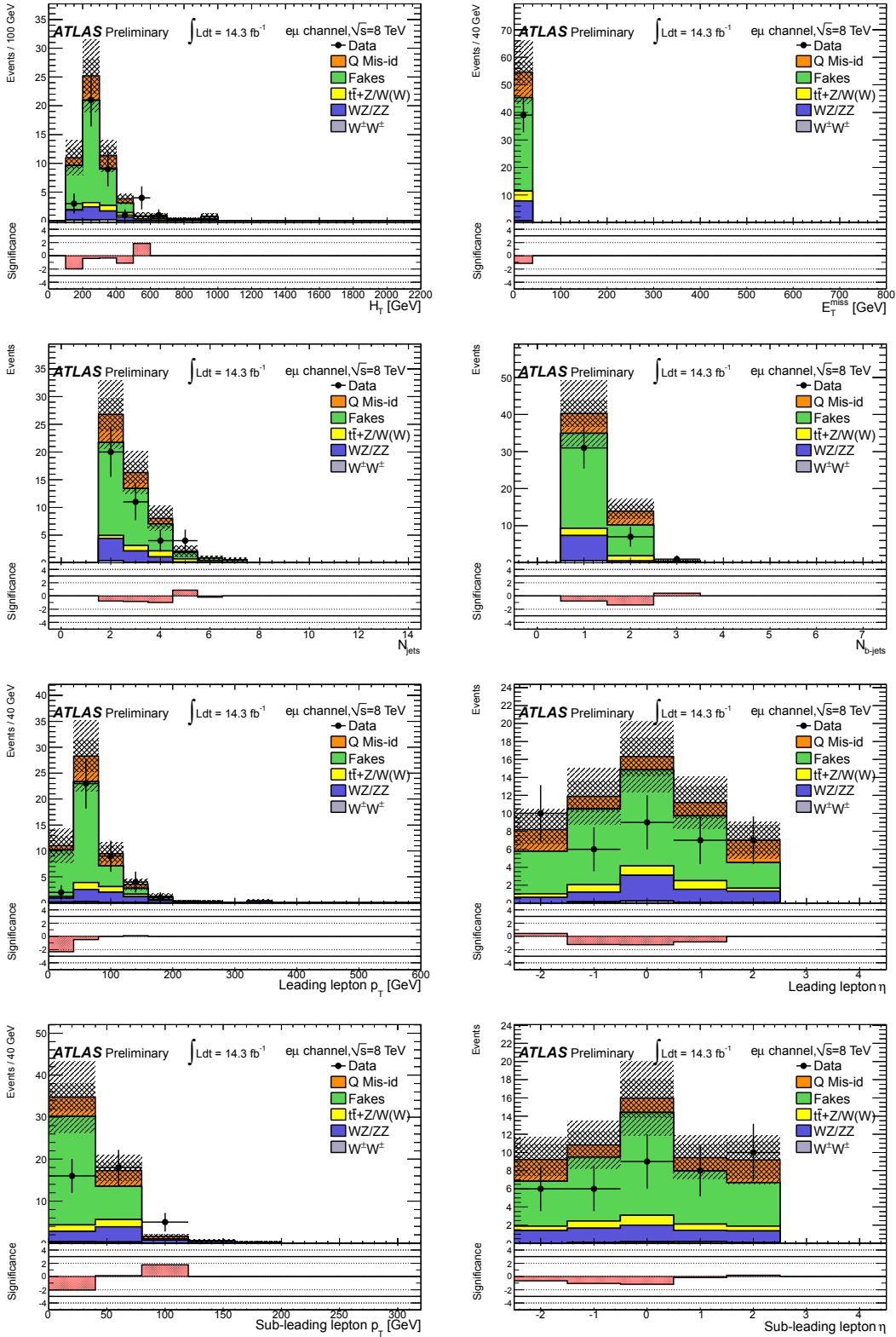


FIG. A.2: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $H_T$  dans le canal  $e\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.



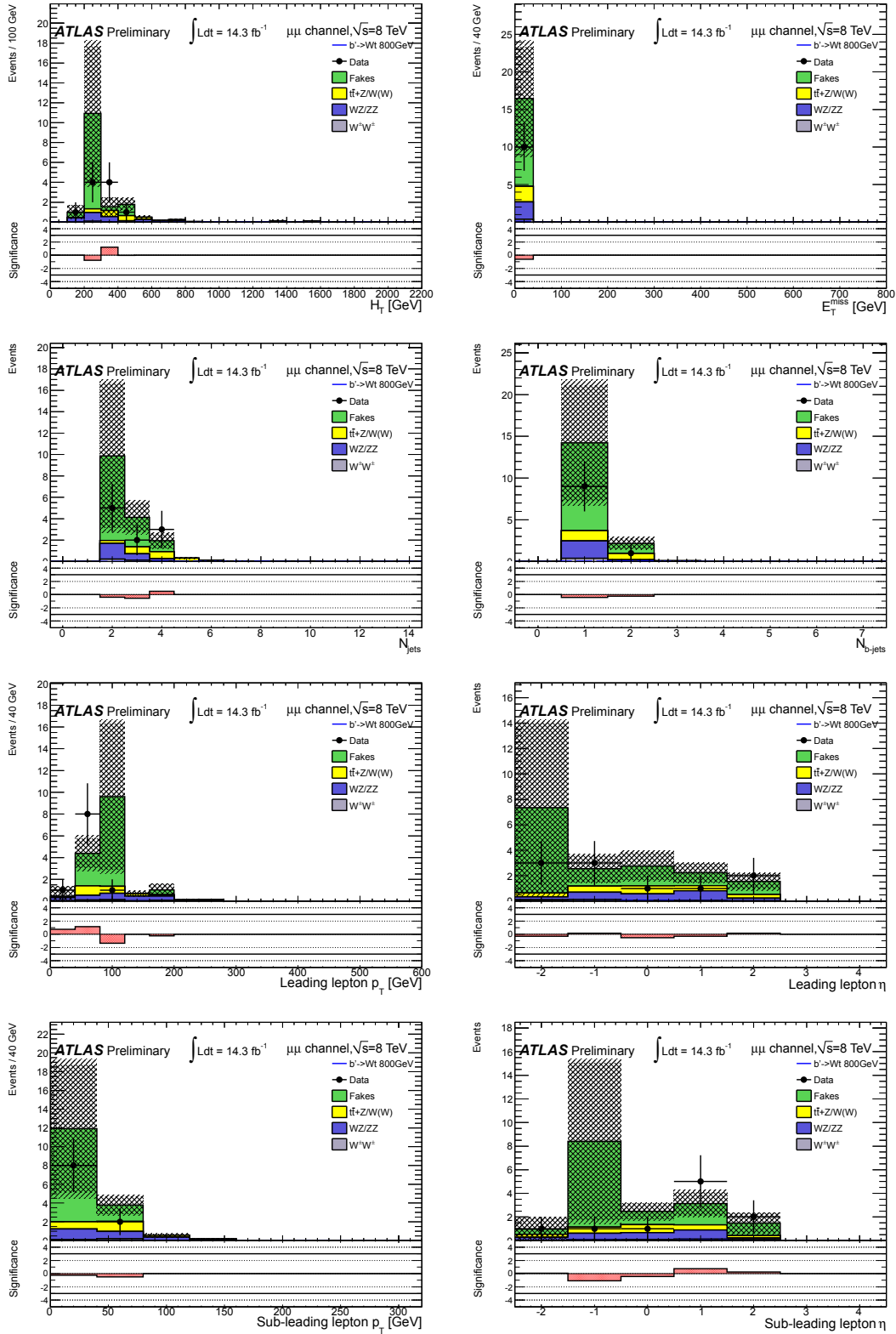


FIG. A.3: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $H_T$  dans le canal  $\mu\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.

## A.2 Région de contrôle $0b$

TAB. A.2: Nombres d'événements attendus et observés par canal dans la région de contrôle  $0b$ . La première incertitude est statistique, la seconde systématique. Dans le cas des événements de bruit de fond simulés, la seule incertitude systématique prise en compte est celle sur la section efficace.

Échantillon	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
Misid	$99,07 \pm 1,55 \pm 26,29$	$11,95 \pm 0,44 \pm 3,23$	—
Fakes	$80,2 \pm 8,0 \pm 24,1$	$80,7 \pm 6,1 \pm 24,2$	$21,34 \pm 3,97 \pm 6,40$
$WZ/ZZ + \text{jets}$	$40,46 \pm 2,05 \pm 13,76$	$89,93 \pm 3,03 \pm 30,47$	$36,70 \pm 1,97 \pm 12,48$
$W^\pm W^\pm + 2\text{jets}$	$6,03 \pm 0,54 \pm 3,02$	$21,95 \pm 1,04 \pm 10,98$	$12,03 \pm 0,76 \pm 6,02$
$t\bar{t}W (+\text{jet(s)})$	$0,89 \pm 0,08 \pm 0,27$	$2,85 \pm 0,14 \pm 0,86$	$2,01 \pm 0,12 \pm 0,60$
$t\bar{t}Z (+\text{jet(s)})$	$0,29 \pm 0,04 \pm 0,09$	$0,99 \pm 0,07 \pm 0,30$	$0,50 \pm 0,06 \pm 0,15$
$t\bar{t}W^+W^-$	$0,021 \pm 0,003$	$0,053 \pm 0,004$	$0,039 \pm 0,004$
Total	$227 \pm 12 \pm 38$	$208 \pm 11 \pm 41$	$73 \pm 8 \pm 15$
Observés	281	205	80
Contamination RPP 0,6 TeV	$1,0 \pm 0,4$	$6,2 \pm 1,6$	$3,2 \pm 0,8$
Contamination RPP 0,8 TeV	$0,050 \pm 0,023$	$0,433 \pm 0,089$	$0,34 \pm 0,08$
Contamination RPP 1 TeV	$0,009 \pm 0,004$	$0,083 \pm 0,015$	$0,043 \pm 0,009$
Contamination RPP 1,2 TeV	$0,002 \pm 0,000$	$0,009 \pm 0,001$	$0,009 \pm 0,001$

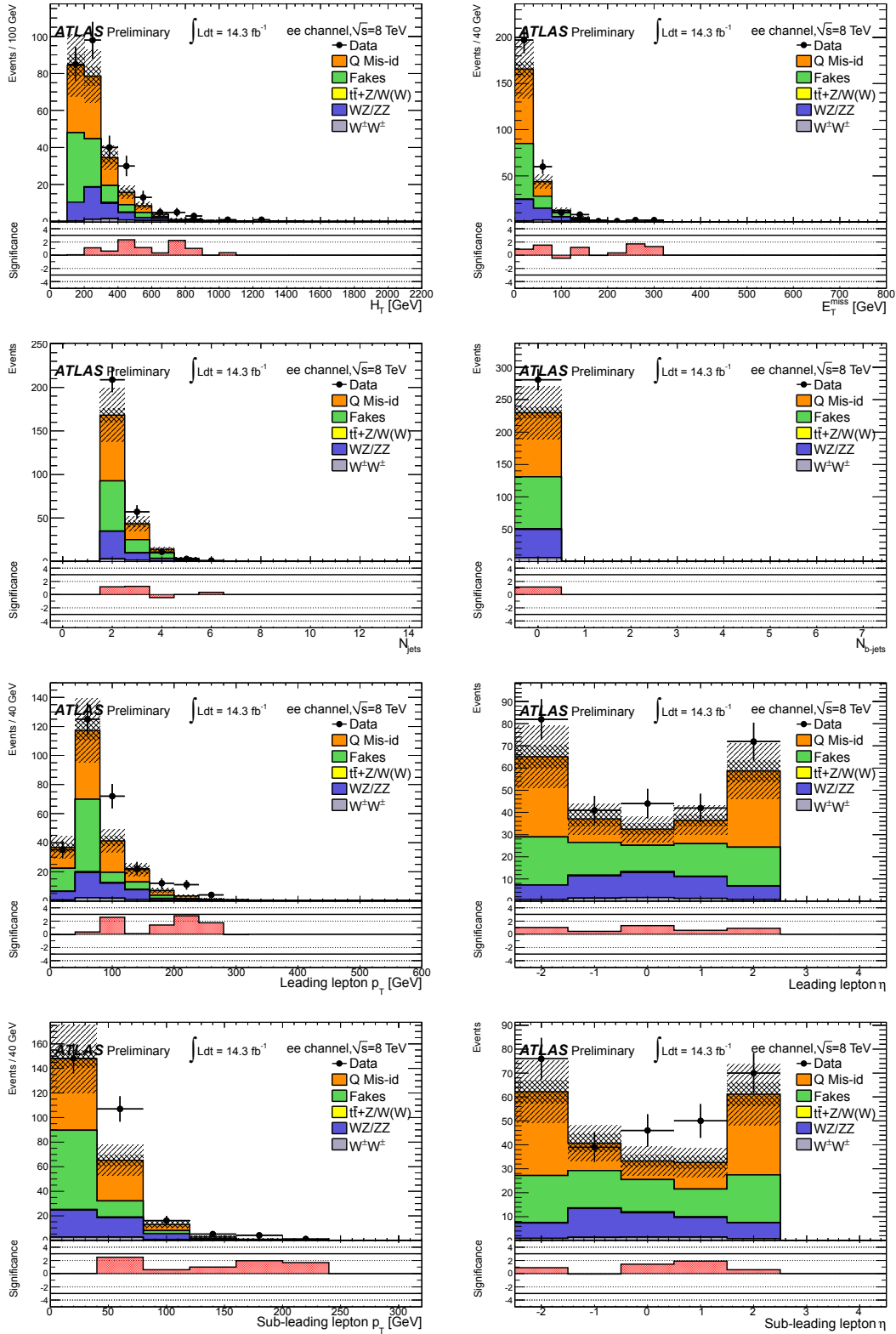


FIG. A.4: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $0b$  dans le canal  $ee$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.

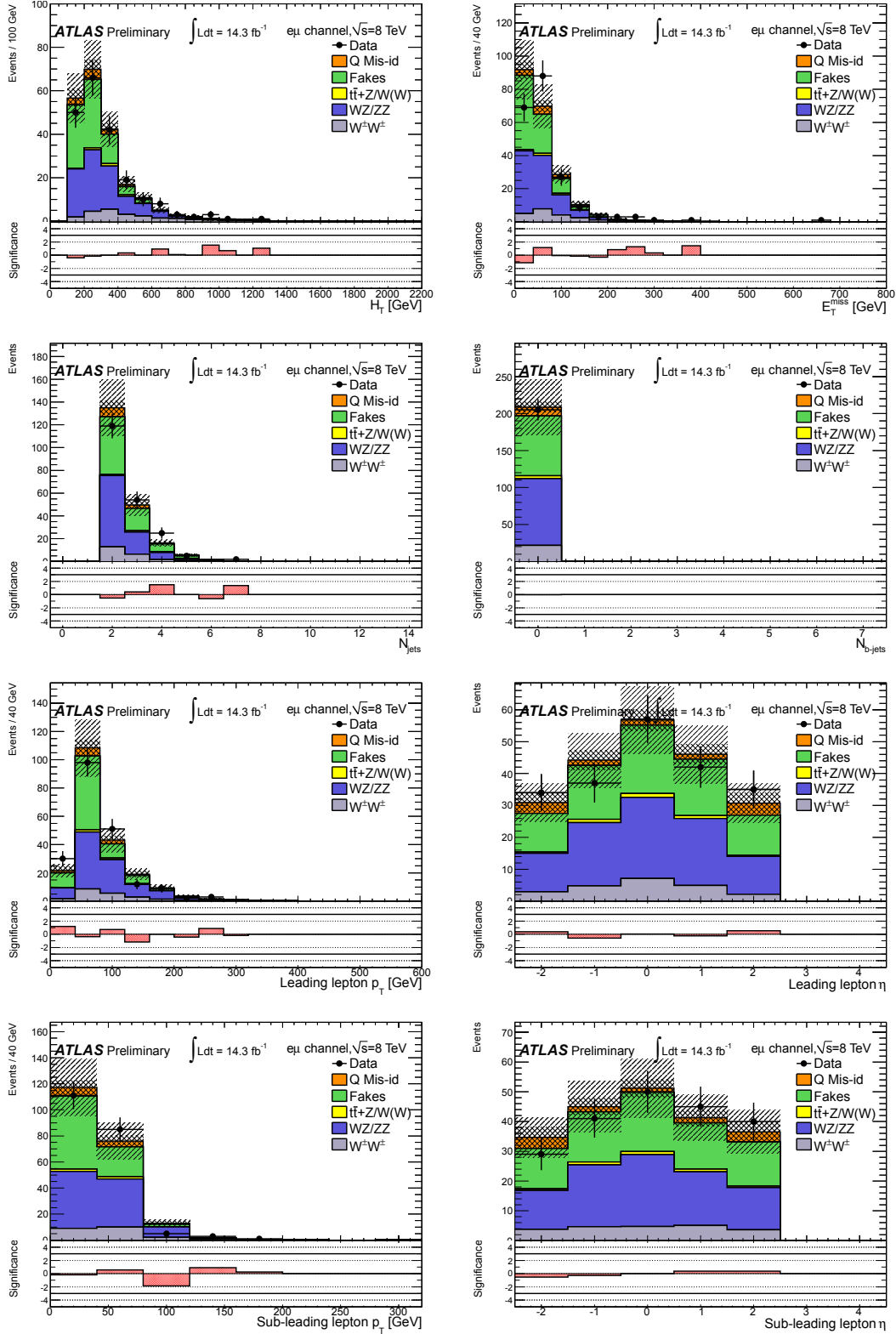


FIG. A.5: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $0b$  dans le canal  $e\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.

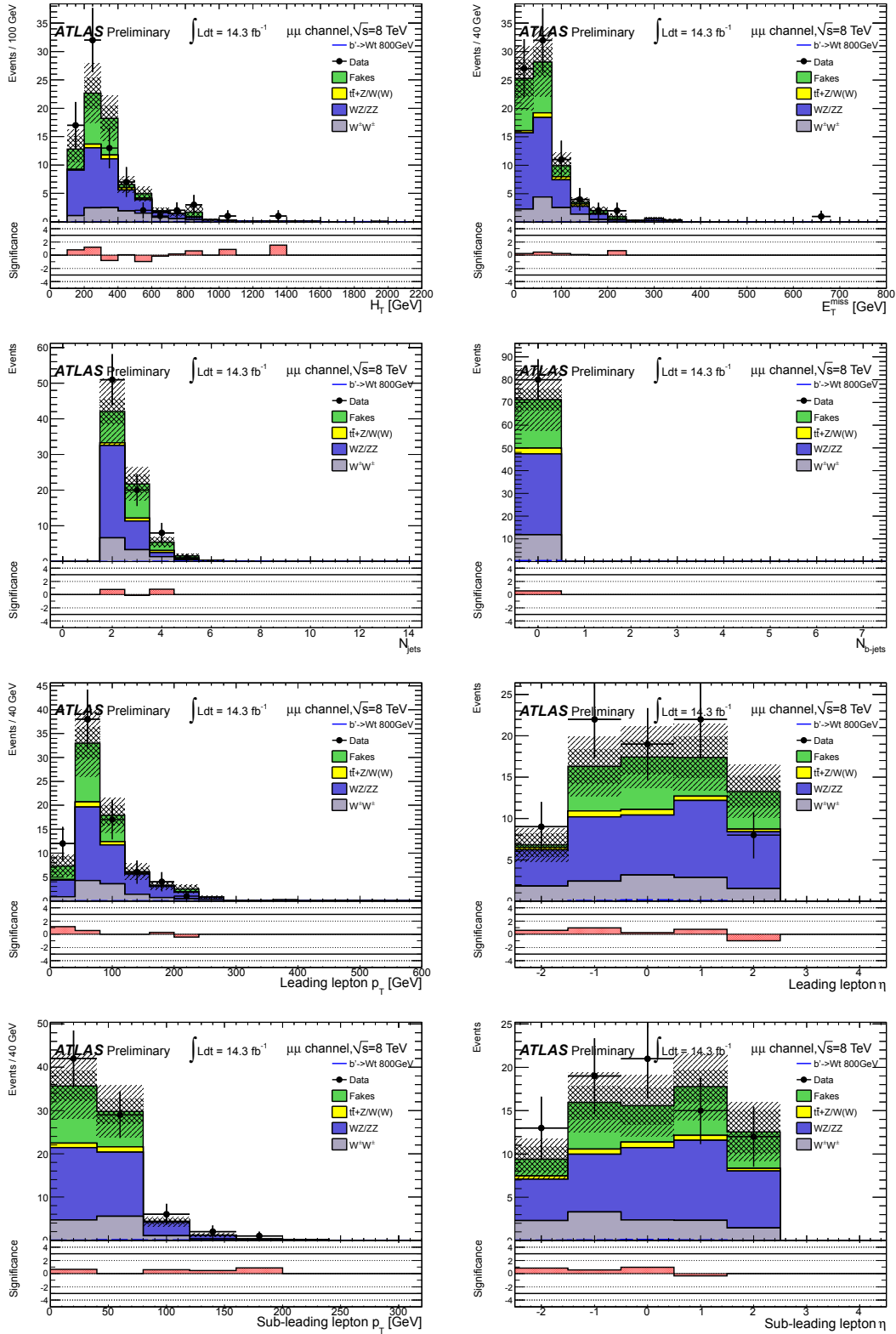


FIG. A.6: Distribution de différentes variables dans la région de contrôle  $0b$  dans le canal  $\mu\mu$ . De gauche à droite puis de haut en bas :  $H_T$ ,  $E_T^{\text{miss}}$ , le nombre de jets de l'événement  $N_j$ , le nombre de jets étiquetés  $b$  de l'événement  $N_b$ , l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse, la pseudo-rapidité du lepton de plus haute impulsion transverse, l'impulsion transverse du second lepton de plus haute impulsion transverse et la pseudo-rapidité du second lepton de plus haute impulsion transverse. Les histogrammes du bas de chaque figure correspondent à la signification de la différence entre nombres d'événements attendus et observés [48]. Les versions finales de ces figures sont issues de la référence [32], interne à ATLAS.

## Annexe B

# Variables discriminantes dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$ pour l'analyse du lot de données partiel

### B.1 Canal $ee$

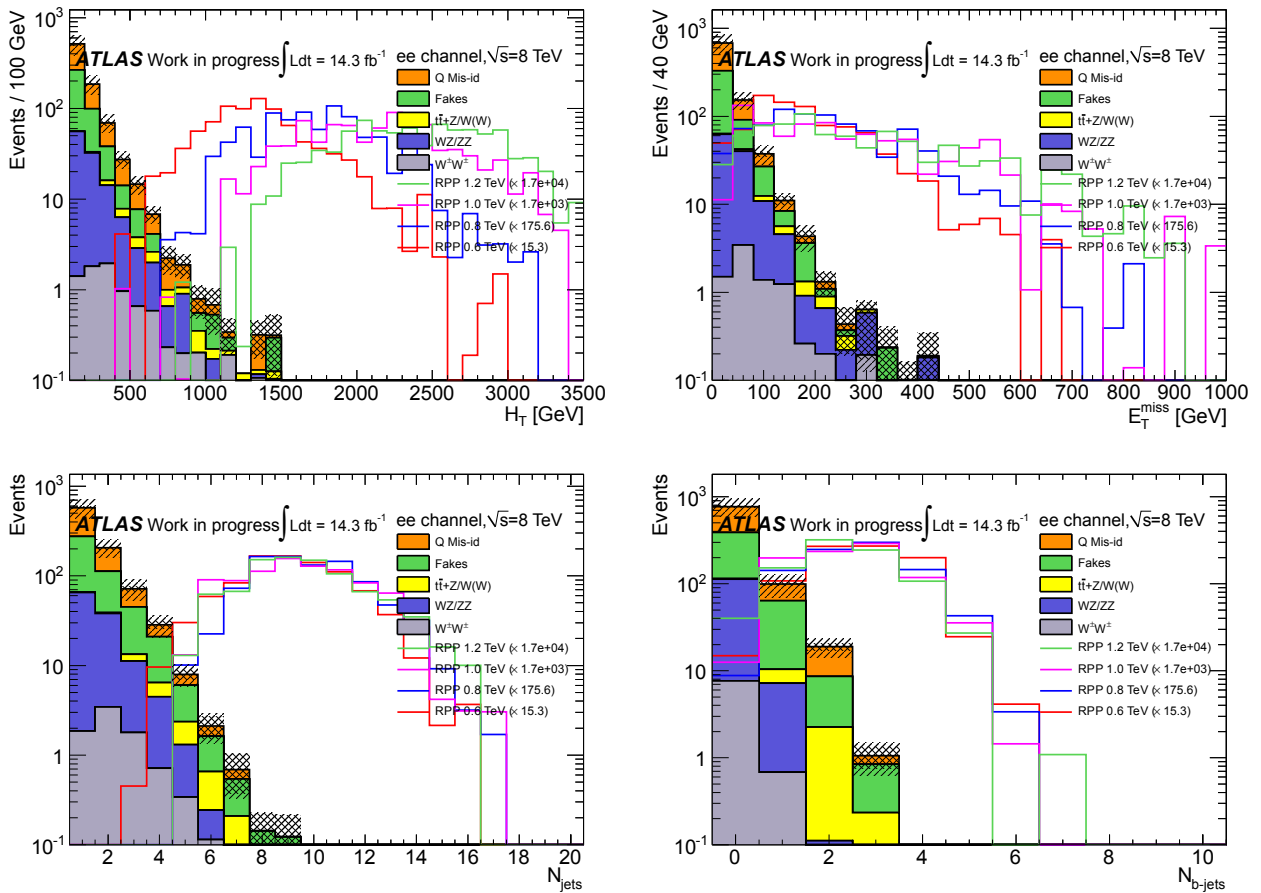


FIG. B.1: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $ee$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement.

## B.2 Canal $\mu\mu$

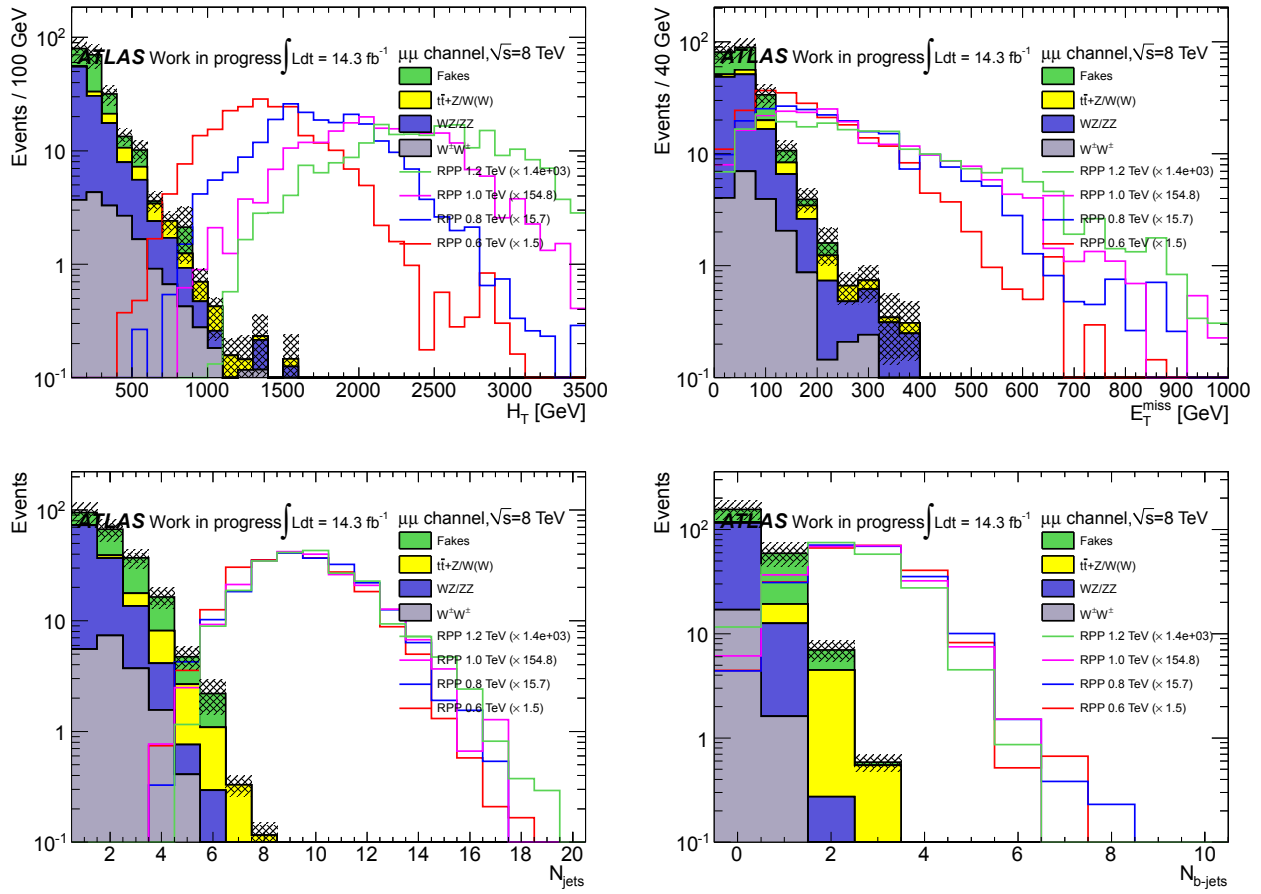


FIG. B.2: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $\mu\mu$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement.

## Annexe C

# Distribution des variables discriminantes pour les prédictions et les données pour l'analyse du lot de données partiel

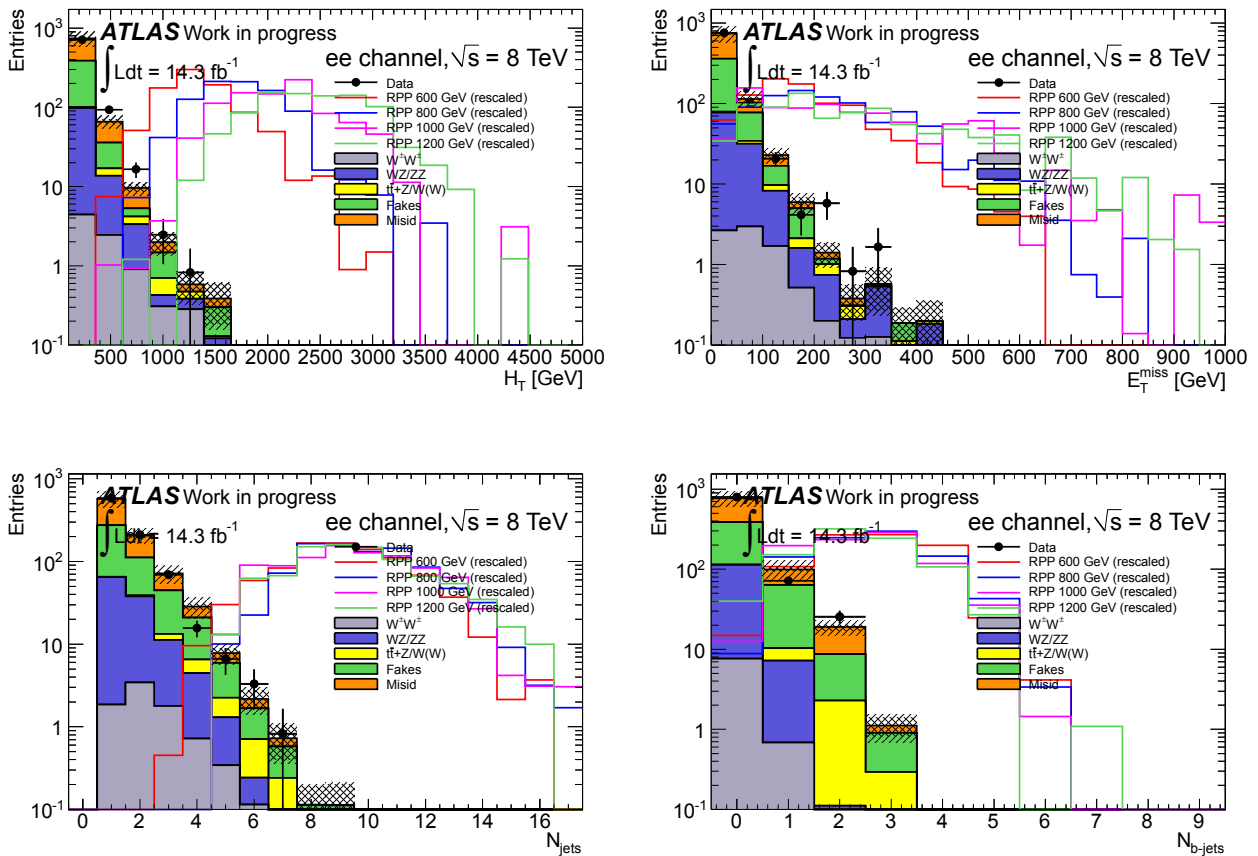


FIG. C.1: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $ee$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement. Les données sont incluses.



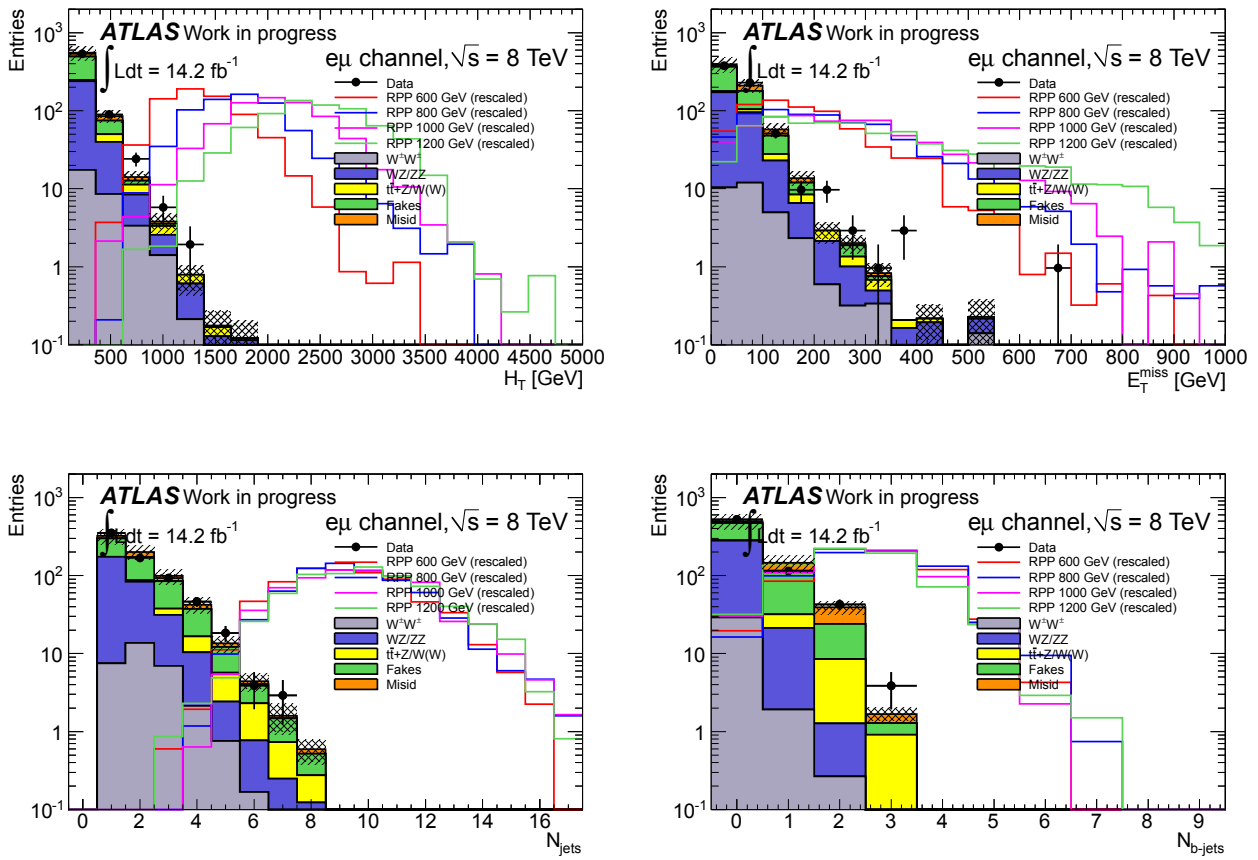


FIG. C.2: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $e\mu$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement. Les données sont incluses.

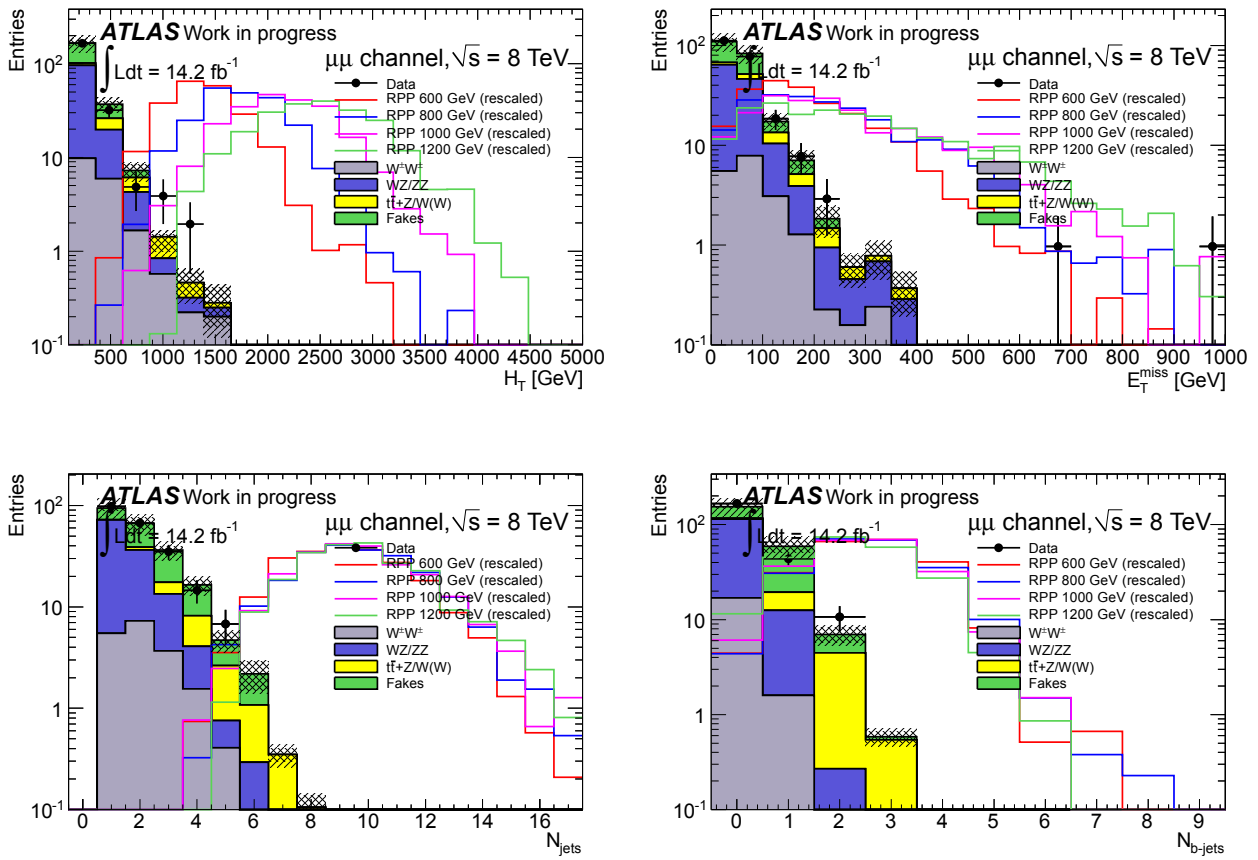


FIG. C.3: Distribution des variables discriminantes dans le canal  $\mu\mu$  dans la région définie par la présélection et la demande d'un jet dans l'événement. Les données sont incluses.



## Annexe D

# Incertitudes systématiques dans les canaux $ee$ et $\mu\mu$ pour l'analyse du lot de données partiel

Les abréviations sont explicitées pour la plupart dans la description de la table 3.8. « EER » et « EES » sont les incertitudes liées respectivement à la résolution en énergie et aux échelles d'énergies liées aux électrons. « MuERID », « MuERMS » et « MuES » remplissent les mêmes rôles pour les muons (l'incertitudes liée à la résolution a cette fois deux composantes, l'une liée au détecteur interne, « ID », et l'autre liée au spectromètre à muons, « MS »). « JEFFSF » correspond à l'efficacité de reconstruction des jets.

### D.1 Canal $ee$

TAB. D.1: Incertitudes systématiques relatives sur le signal après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $ee$ .

Incertitude	Échantillon			
	$m_{KK} = 0,6 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 0,8 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,0 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,2 \text{ TeV}$
BTagSFb	+6,9/ - 8,5	+0,0/ - 1,5	+0,0/ - 4,4	+5,6/ - 13,6
BTagSFc	+9,6/ - 10,2	+15,9/ - 14,5	+16,8/ - 18,1	+19,6/ - 21,2
BTagSF1	+0,1/ - 0,1	+0,4/ - 0,4	+0,5/ - 0,5	+0,5/ - 0,5
EER	+0,0/ - 0,3	+0,0/ - 0,8	+0,0/ - 2,5	+0,3/ - 1,1
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFFSF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JERSF	+2,2/ - 2,2	+0,3/ - 0,3	+2,0/ - 2,0	+2,4/ - 2,4
JES	+1,0/ - 1,2	+1,5/ - 1,2	+0,6/ - 1	+2,5/ - 1,3
JVFSF	+10,3/ - 8,7	+11,3/ - 9,4	+13,0/ - 10,4	+13,0/ - 10,3
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
MuERMS	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
SSWid	+4,8/ - 4,7	+4,8/ - 4,7	+4,8/ - 4,7	+4,8/ - 4,7
SSWrec	+1,4/ - 1,3	+1,4/ - 1,3	+1,4/ - 1,3	+1,4/ - 1,3
SSWtrg	+1,8/ - 1,8	+1,0/ - 1,0	+0,2/ - 0,2	+0,5/ - 0,6
Total	+17,0/ - 17,0	+20,3/ - 18,5	+23,1/ - 23,1	+25,6/ - 28,2

TAB. D.2: Incertitudes systématiques relatives sur les bruits de fond après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $ee$ .

Incertitude	Échantillon						
	$t\bar{t}W(+\text{jet}(s))$	$t\bar{t}Z(+\text{jet}(s))$	$W^\pm W^\pm + 2 \text{ jets}$	$t\bar{t}W^+W^-$	$WZ/ZZ$	Fakes	Misid
BTagSFb	+19,1/ - 17,4	+15,6/ - 14,3	+0,0/ + 0,0	+16,9/ - 16,1	+0,0/ + 0,0	—	—
BTagSFc	+2,1/ - 2,2	+1,1/ - 0,5	+0,0/ + 0,0	+0,6/ - 0,8	+0,0/ + 0,0	—	—
BTagSF1	+0,9/ - 0,8	+0,3/ - 0,3	+0,0/ + 0,0	+0,3/ - 0,3	+0,0/ + 0,0	—	—
EER	+0,0/ - 1,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+1,2/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
Fake	—	—	—	—	—	+30,0/ - 30,0	—
JEFFSF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
JERSF	+2,6/ - 2,6	+5,2/ - 5,2	+0,0/ + 0,0	+2,7/ - 2,7	+0,0/ + 0,0	—	—
JES	+12,9/ - 12,0	+9,0/ - 26,1	+0,0/ + 0,0	+10,0/ - 9,4	+12,2/ + 0,0	—	—
JVFSF	+1,8/ - 2,2	+2,2/ - 2,3	+0,0/ + 0,0	+2,2/ - 2,3	+0,0/ + 0,0	—	—
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	—	—
MisID	—	—	—	—	—	—	+32,1/ - 32,0
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
MuERMS	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWid	+4,8/ - 4,7	+4,8/ - 4,7	+0,0/ + 0,0	+4,8/ - 4,7	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWrec	+1,3/ - 1,3	+1,4/ - 1,4	+0,0/ + 0,0	+1,3/ - 1,3	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWtrg	+0,5/ - 0,5	+0,2/ - 0,2	+0,0/ + 0,0	+0,2/ - 0,2	+0,0/ + 0,0	—	—
XS1	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—
XS2	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—
XS3	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—
XS4	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—
XS5	—	—	—	—	+34,3/ - 34,3	—	—
Total	+38,5/ - 37,4	+36,0/ - 43,1	+25,3/ - 25,3	+43,4/ - 32,7	+36,6/ - 34,5	+30,0/ - 30,0	+32,1/ - 32,0

## D.2 Canal $e\mu$

TAB. D.3: Incertitudes systématiques relatives sur le signal après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $e\mu$ .

Incertitude	Échantillon			
	$m_{KK} = 0,6$ TeV	$m_{KK} = 0,8$ TeV	$m_{KK} = 1,0$ TeV	$m_{KK} = 1,2$ TeV
BTagSFb	+0,0/ - 1,9	+0,0/ - 2,3	+6,0/ - 10,2	+9,3/ - 15,4
BTagSFc	+6,8/ - 6,5	+13,4/ - 12,9	+17,4/ - 15,6	+15,9/ - 14,1
BTagSF1	+0,4/ - 0,4	+0,3/ - 0,3	+0,4/ - 0,4	+0,2/ - 0,2
EER	+0,5/ - 0,0	+0,0/ - 0,5	+0,2/ - 0,1	+0,0/ - 0,3
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFFSF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JERSF	+0,7/ - 0,7	+1,1/ - 1,1	+0,2/ - 0,2	+0,8/ - 0,8
JES	+0,0/ - 0,0	+0,4/ - 0,3	+0,0/ - 0,5	+0,9/ - 0,4
JVFSF	+10,6/ - 8,9	+11,3/ - 9,6	+12,5/ - 10,3	+14,3/ - 11,7
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,2/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
MuERMS	+0,0/ - 0,0	+0,2/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
SSWid	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3
SSWrec	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0
SSWtrg	+1,1/ - 1,1	+1,4/ - 1,4	+1,2/ - 1,2	+1,0/ - 1,1
Total	+14,0/ - 12,9	+18,8/ - 17,4	+23,1/ - 21,7	+24,0/ - 24,7

TAB. D.4: Incertitudes systématiques relatives sur les bruits de fond après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $e\mu$ .

Incertitude	Échantillon						
	$t\bar{t}W(+\text{jet}(s))$	$t\bar{t}Z(+\text{jet}(s))$	$W^\pm W^\pm + 2 \text{ jets}$	$t\bar{t}W^+W^-$	$WZ/ZZ$	Fakes	Misid
BTagSFb	+20,9/ - 19,2	+18,3/ - 17,0	+0,0/ - 0,0	+15,8/ - 14,9	+13,5/ - 13,5	—	—
BTagSFc	+4,3/ - 4,9	+4,3/ - 3,2	+15,6/ - 15,6	+0,0/ - 0,9	+11,3/ - 13,4	—	—
BTagSF1	+1,2/ - 1,2	+1,5/ - 1,4	+22,6/ - 22,8	+0,8/ - 0,8	+0,6/ - 0,6	—	—
EER	+1,5/ - 0,0	+0,5/ - 1,2	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,5	+0,0/ - 0,0	—	—
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—
Fake	—	—	—	—	—	+30,0/ - 30,0	—
JEFFSF	+0,2/ - 0,2	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—
JERSF	+0,2/ - 0,2	+4,9/ - 4,9	+0,1/ - 0,1	+4,1/ - 4,1	+100,0/ - 100,0	—	—
JES	+7,1/ - 8,0	+17,0/ - 12,8	+0,0/ - 0,1	+4,9/ - 11,2	+0,3/ - 0,2	—	—
JVFSF	+1,8/ - 2,1	+2,5/ - 2,5	+3,0/ - 2,6	+1,8/ - 2,2	+3,3/ - 2,7	—	—
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	—	—
Misid	—	—	—	—	—	—	+30,4/ - 30,3
MuERID	+0,4/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—
MuERMS	+0,4/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—
SSWid	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	+4,4/ - 4,3	—	—
SSWrec	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+0,9/ - 0,9	—	—
SSWtrg	+1,8/ - 1,8	+1,7/ - 1,7	+2,4/ - 2,4	+0,3/ - 0,4	+2,1/ - 2,1	—	—
XS1	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—
XS2	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—
XS3	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—
XS4	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—
XS5	—	—	—	—	+34,3/ - 34,3	—	—
Total	+38,1/ - 37,4	+40,1/ - 37,9	+37,8/ - 37,9	+42,1/ - 32,8	+107,4/ - 107,6	+30,0/ - 30,0	+30,4/ - 30,3

### D.3 Canal $\mu\mu$

TAB. D.5: Incertitudes systématiques relatives sur le signal après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $\mu\mu$ .

Incertitude	Échantillon			
	$m_{KK} = 0,6 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 0,8 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,0 \text{ TeV}$	$m_{KK} = 1,2 \text{ TeV}$
BTagSFb	+2,2/ - 4,6	+0,4/ - 2,9	+6,7/ - 11,5	+10,9/ - 19,1
BTagSFc	+8,4/ - 8,8	+16,1/ - 14,1	+11,3/ - 11,9	+18,2/ - 17,4
BTagSF1	+0,4/ - 0,3	+0,5/ - 0,5	+0,5/ - 0,5	+0,3/ - 0,3
EER	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,2
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFFSF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JERSF	+1,3/ - 1,3	+0,4/ - 0,4	+0,8/ - 0,8	+0,5/ - 0,5
JES	+0,0/ - 0,5	+0,4/ - 1,0	+1,4/ - 0,4	+1,4/ - 1,0
JVFSF	+10,9/ - 8,9	+12,2/ - 9,9	+12,2/ - 9,9	+14,5/ - 11,9
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,0/ - 0,2
MuERMS	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
SSWid	+4,0/ - 4,0	+4,0/ - 4,0	+4,0/ - 4,0	+4,0/ - 4,0
SSWrec	+0,6/ - 0,6	+0,6/ - 0,6	+0,6/ - 0,6	+0,6/ - 0,6
SSWtrg	+2,3/ - 2,3	+2,2/ - 2,2	+2,1/ - 2,1	+2,3/ - 2,2
Total	+14,6/ - 14,6	+21,1/ - 18,4	+18,8/ - 20,5	+26,5/ - 29,1



TAB. D.6: Incertitudes systématiques relatives sur les bruits de fond après la sélection finale, exprimées en pourcentages, dans le canal  $\mu\mu$ .

Incertitude	Échantillon						
	$t\bar{t}W(+\text{jet}(s))$	$t\bar{t}Z(+\text{jet}(s))$	$W^\pm W^\pm + 2 \text{ jets}$	$t\bar{t}W^+W^-$	$WZ/ZZ$	Fakes	Misid
BTagSFb	+20,5/ - 19,0	+26,5/ - 23,4	+0,0/ + 0,0	+18,1/ - 16,5	+0,0/ + 0,0	—	—
BTagSFc	+0,4/ - 0,5	+5,3/ - 5,3	+0,0/ + 0,0	+1,0/ - 1,4	+0,0/ + 0,0	—	—
BTagSF1	+1,0/ - 1,0	+1,3/ - 1,4	+0,0/ + 0,0	+1,8/ - 1,8	+0,0/ + 0,0	—	—
EER	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
EES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
Fake	—	—	—	—	—	+30,0/ + 30,0	—
JEFFSF	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+1,6/ - 1,6	+0,0/ + 0,0	—	—
JERSF	+0,6/ - 0,6	+1,9/ - 1,9	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	—	—
JES	+8,6/ - 8,1	+10,9/ - 8,1	+0,0/ + 0,0	+8,2/ - 5,6	+0,0/ + 0,0	—	—
JVFSF	+1,7/ - 2,0	+3,2/ - 2,9	+0,0/ + 0,0	+1,9/ - 2,4	+0,0/ + 0,0	—	—
Luminosité	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	+3,6/ - 3,6	—	—
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
MuERMS	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWid	+4,0/ - 4,0	+4,0/ - 4,0	+0,0/ + 0,0	+4,0/ - 4,0	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWrec	+0,7/ - 0,7	+0,6/ - 0,6	+0,0/ + 0,0	+0,6/ - 0,6	+0,0/ + 0,0	—	—
SSWtrg	+2,1/ - 2,1	+1,9/ - 1,8	+0,0/ + 0,0	+2,4/ - 2,4	+0,0/ + 0,0	—	—
XS1	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—
XS2	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—
XS3	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—
XS4	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—
XS5	—	—	—	—	+34,3/ - 34,3	—	—
Total	+37,9/ - 36,9	+42,4/ - 39,8	+25,3/ - 25,3	+43,5/ - 32,2	+34,5/ - 34,5	+30,0/ - 30,0	+0,0/ - 0,0

## Annexe E

# Efficacités de sélection pour l'analyse du lot de données partiel

TAB. E.1: Efficacités (en pourcentage) de sélection sur le signal pour  $m_{\text{KK}} = 0,6$  TeV, définies comme le nombre d'événements (non-repondérés par les facteurs d'échelle) passant une coupure donnée divisé par le nombre initial d'événements de signal. Toutes les désintégrations des quatre quarks top sont autorisées dans les événements initiaux.

Sélection	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$\geq 1$ lepton	33	—	53
Déclancheur	30	—	36
Vertex primaire	30	—	36
Problème LAr	29	—	36
Cosmique	29	—	36
Recouvrement $e/\mu$	29	—	36
2 leptons	0,90	—	2,31
Même charge	0,38	1,16	0,91
Correspondance déclencheur	0,38	1,16	0,9
Veto Z	0,34	1,16	0,81
$\geq 2$ jets	0,34	1,16	0,81
$\geq 2$ jets étiquetés $b$	0,29	1,00	0,69
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	0,28	0,94	0,65
$H_{\text{T}}$	0,28	0,93	0,65

TAB. E.2: Efficacités (en pourcentage) de sélection sur le signal pour  $m_{KK} = 0,8$  TeV, définies comme le nombre d'événements (non-repondérés par les facteurs d'échelle) passant une coupure donnée divisé par le nombre initial d'événements de signal. Toutes les désintégrations des quatre quarks top sont autorisées dans les événements initiaux.

Sélection	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$\geq 1$ lepton	35	—	58
Déclancheur	32	—	40
Vertex primaire	32	—	40
Problème LAr	32	—	40
Cosmique	32	—	40
Recouvrement $e/\mu$	32	—	40
2 leptons	0,88	—	2,47
Même charge	0,38	1,13	1,01
Correspondance déclencheur	0,38	1,13	1,00
Veto Z	0,33	1,13	0,90
$\geq 2$ jets	0,33	1,13	0,90
$\geq 2$ jets étiquetés $b$	0,28	0,95	0,75
$E_T^{\text{miss}}$	0,27	0,90	0,72
$H_T$	0,27	0,90	0,72

TAB. E.3: Efficacités (en pourcentage) de sélection sur le signal pour  $m_{KK} = 1,2$  TeV, définies comme le nombre d'événements (non-repondérés par les facteurs d'échelle) passant une coupure donnée divisé par le nombre initial d'événements de signal. Toutes les désintégrations des quatre quarks top sont autorisées dans les événements initiaux.

Sélection	Canal		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$\geq 1$ lepton	38	—	63
Déclancheur	35	—	45
Vertex primaire	35	—	45
Problème LAr	35	—	44
Cosmique	35	—	44
Recouvrement $e/\mu$	35	—	44
2 leptons	0,90	—	2,64
Même charge	0,37	1,25	1,04
Correspondance déclencheur	0,37	1,24	1,01
Veto Z	0,33	1,24	0,91
$\geq 2$ jets	0,33	1,24	0,91
$\geq 2$ jets étiquetés $b$	0,26	0,96	0,70
$E_T^{\text{miss}}$	0,25	0,93	0,67
$H_T$	0,25	0,93	0,67

## Annexe F

# Incertitudes systématiques pour l'analyse du lot de données complet

TAB. F.1: Incertitudes relatives sur les bruits de fond dans la région SR4t0, exprimées en pourcentage.

Incertitude	Échantillon											
	$t\bar{t}\bar{t}$	$WZ/ZZ$	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t} + W/Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}H$	Triboson	$WH/ZH$	$t + H/WZ$	Fakes	Misid	Total
BTagb	+1,6/ - 2,5	+6,0/ - 5,8	+2,3/ - 2,3	+6,6/ - 6,4	+6,8/ - 6,6	+6,3/ - 6,1	—	+6,2/ - 6,0	+7,0/ - 6,8	—	—	+2,6/ - 2,6
BTagc	+0,5/ - 0,5	+3,7/ - 3,4	+8,7/ - 8,5	+0,4/ - 0,4	+0,7/ - 0,7	+0,7/ - 0,7	—	+2,0/ - 1,5	+1,4/ - 1,4	—	—	+0,3/ - 0,3
BTagl	+0,1/ - 0,1	+2,2/ - 2,2	+14,0/ - 12,5	+0,2/ - 0,2	+0,4/ - 0,4	+0,3/ - 0,3	—	+0,5/ - 0,5	+0,6/ - 0,6	—	—	+0,2/ - 0,2
EER	+0,4/ - 0,6	-0,1/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,1/ - 0,2	+0,4/ - 0,0	-0,5/ + 0,0	—	+0,0/ + 0,0	+0,2/ - 0,3	—	—	+0,0/ - 0,1
EES	+0,3/ + 0,0	+0,0/ - 1,2	-0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,4	+0,2/ - 0,2	+0,7/ - 1,4	—	+0,0/ - 0,1	+0,4/ - 0,1	—	—	+0,0/ - 0,2
EIDReco	+2,6/ - 2,5	+3,3/ - 3,2	+2,6/ - 2,6	+2,6/ - 2,6	+2,7/ - 2,7	+2,6/ - 2,6	—	+2,4/ - 2,4	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,1/ - 1,1
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,2/ - 0,2	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
JER	+1,4/ - 1,4	+0,9/ - 0,9	+17,9/ - 17,9	+0,0/ - 0,0	+1,5/ - 1,5	+0,9/ - 0,9	—	+82,2/ - 82,2	+1,8/ - 1,8	—	—	+0,2/ - 0,2
JES	+4,2/ - 4,8	+0,0/ - 8,2	+26,6/ + 0,0	+3,1/ - 4,4	+2,5/ + 0,0	+3,1/ - 2,5	—	+0,1/ - 75,4	+0,8/ - 3,8	—	—	+1,2/ - 1,8
JVF	+0,7/ - 0,1	-0,1/ + 0,0	-6,4/ + 0,0	+0,2/ - 0,3	+0,3/ - 0,1	+0,3/ + 0,0	—	+0,0/ + 0,0	+0,1/ - 0,5	—	—	+0,1/ - 0,1
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,1/ - 1,1
METRes	+0,9/ + 0,0	+0,7/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,4/ + 0,0	+0,0/ - 0,7	+0,2/ - 0,2	—	+0,0/ + 0,0	+0,9/ - 0,1	—	—	+0,1/ - 0,0
METSscale	+0,4/ + 0,0	+0,2/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,3/ + 0,0	+0,0/ - 0,4	+0,5/ - 0,1	—	+0,0/ - 75,5	+1,0/ + 0,0	—	—	+0,1/ - 0,0
MisID	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+24,4/ - 23,9	+8,3/ - 9,1
MuERID	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,2/ + 0,0	+0,1/ - 0,0	+0,0/ - 0,4	—	+0,0/ + 0,0	-0,3/ + 0,0	—	—	+0,1/ - 0,0
MuERMS	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,1	-0,2/ + 0,0	—	+0,0/ + 0,0	-0,5/ + 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,1/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,4	—	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,2	—	—	+0,0/ - 0,0
MuIDReco	+2,6/ - 2,5	+3,0/ - 2,9	+2,2/ - 2,2	+2,7/ - 2,6	+2,5/ - 2,5	+2,4/ - 2,4	—	+2,1/ - 2,1	+3,0/ - 3,0	—	—	+1,1/ - 1,1
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,3	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	—	+0,1/ - 0,1	+0,1/ - 0,2	—	—	+0,1/ - 0,1
PDF	+5,7/ - 5,7	+3,1/ - 3,1	+4,6/ - 4,6	+1,3/ - 1,3	+1,8/ - 1,8	+0,7/ - 0,7	—	+6,2/ - 6,2	+1,0/ - 1,0	—	—	+0,5/ - 0,5
Xsec 4topsSM	+100,0/ - 100,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ + 0,0
Xsec DibWW	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ - 0,0
Xsec Fakes	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+70,0/ - 70,0	+6,8/ - 6,8	+17,8/ - 17,8
Xsec VH	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	+0,0/ - 0,0
Xsec WZZZ	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,7/ - 0,7
Xsec tX	—	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	+0,1/ - 0,1
Xsec tH	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	—	—	+0,4/ - 0,4
Xsec ttWW	—	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—	—	—	—	+0,2/ - 0,1
Xsec ttWZ	—	—	—	+43,0/ - 43,0	—	—	—	—	—	—	—	+13,6/ - 13,6
Total	+100,4/ - 100,4	+31,5/ - 32,5	+44,9/ - 34,9	+43,9/ - 44,0	+39,0/ - 27,3	+13,1/ - 13,0	+0,0/ - 0,0	+83,5/ - 135,5	+13,6/ - 13,9	+70,0/ - 70,0	+25,4/ - 24,8	+24,5/ - 24,5

TAB. F.2: Incertitudes relatives sur les bruits de fond dans la région SR4t1, exprimées en pourcentage.

Incertitude	Échantillon											
	$t\bar{t}\bar{t}$	$WZ/ZZ$	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t} + W/Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}H$	Triboson	$WH/ZH$	$t + H/WZ$	Fakes	Misid	Total
BTagb	+8,3/ - 8,8	+8,8/ - 8,2	—	+7,9/ - 7,6	+8,9/ - 8,6	+8,7/ - 9,3	—	—	+8,0/ - 8,9	—	—	+3,8/ - 3,6
BTagc	+1,7/ - 1,8	+8,3/ - 8,2	—	+8,4/ - 8,4	+8,9/ - 9,0	+8,5/ - 9,3	—	—	+8,5/ - 8,5	—	—	+4,0/ - 3,9
BTagl	+0,1/ - 0,1	+0,3/ - 0,3	—	+3,7/ - 3,8	+2,1/ - 2,1	+2,6/ - 2,5	—	—	+4,1/ - 4,1	—	—	+1,6/ - 1,6
EER	-0,4/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,0/ - 0,1	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ - 0,1	—	—	+0,0/ - 0,0
EES	-0,8/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,0/ - 1,1	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+3,6/ - 0,1	—	—	+0,0/ - 0,4
EIDReco	+2,5/ - 2,4	+0,9/ - 0,8	—	+2,5/ - 2,5	+2,6/ - 2,5	+2,3/ - 2,3	—	—	+3,0/ - 3,0	—	—	+1,1/ - 1,1
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
JER	+0,6/ - 0,6	+80,9/ - 80,9	—	+3,5/ - 3,5	+5,6/ - 5,6	+1,3/ - 1,3	—	—	+20,9/ - 20,9	—	—	+3,1/ - 3,1
JES	+8,2/ - 7,3	+3,6/ - 12,0	—	+1,4/ - 2,1	+0,0/ - 6,2	+10,5/ - 9,4	—	—	+0,0/ - 2,7	—	—	+1,4/ - 1,7
JVF	+0,9/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	-0,0/ + 0,0	+0,9/ - 0,0	+0,2/ - 0,4	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,3/ - 1,3
METRes	+1,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,5/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	-1,6/ + 0,0	—	—	+0,5/ - 0,2	—	—	+0,0/ - 0,0
METScale	+1,5/ - 0,1	+0,0/ + 0,0	—	+1,6/ + 0,0	+0,0/ - 3,5	+0,4/ + 0,0	—	—	+2,6/ + 0,0	—	—	+0,6/ - 0,0
MisID	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+25,7/ - 24,6	+5,4/ - 5,1
MuERID	+0,4/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	-0,5/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	-0,2/ + 0,0
MuERMS	+0,6/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,5/ - 0,2	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	-0,7/ + 0,0	—	—	+0,2/ - 0,1
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
MuIDReco	+2,6/ - 2,6	+3,7/ - 3,6	—	+2,5/ - 2,5	+2,5/ - 2,5	+2,5/ - 2,5	—	—	+2,8/ - 2,7	—	—	+1,2/ - 1,2
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,7/ - 0,8	—	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	—	—	+0,1/ - 0,2	—	—	+0,1/ - 0,1
PDF	+8,3/ - 8,3	+6,7/ - 6,7	—	+2,3/ - 2,3	+2,7/ - 2,7	+2,4/ - 2,4	—	—	+2,9/ - 2,9	—	—	+1,2/ - 1,2
Xsec 4topsSM	+100,0/ - 100,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ + 0,0
Xsec Fakes	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+70,0/ - 70,0	+7,7/ - 7,7	+24,7/ - 24,7
Xsec WZZZ	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,6/ - 0,6
Xsec tX	—	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	+0,1/ - 0,1
Xsec ttH	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	—	—	+0,7/ - 0,7
Xsec ttWW	—	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—	—	—	—	+0,2/ - 0,1
Xsec ttWZ	—	—	—	+43,0/ - 43,0	—	—	—	—	—	—	—	+15,1/ - 15,1
Total	+101,3/ - 101,1	+87,7/ - 88,3	+0,0/ - 0,0	+45,2/ - 45,1	+40,8/ - 30,7	+20,8/ - 19,9	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+27,6/ - 27,3	+70,0/ - 70,0	+26,8/ - 25,8	+30,3/ - 30,3

TAB. F.3: Incertitudes relatives sur les bruits de fond dans la région SR4t2, exprimées en pourcentage.

Incertitude	Échantillon											
	$t\bar{t}\bar{t}$	$WZ/ZZ$	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t} + W/Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}H$	Triboson	$WH/ZH$	$t + H/WZ$	Fakes	Misid	Total
BTagb	+4,6/ - 5,5	+6,6/ - 6,4	+4,1/ - 4,1	+7,2/ - 7,0	+5,3/ - 5,2	+5,9/ - 5,7	—	—	+7,0/ - 6,8	—	—	+3,8/ - 3,7
BTagc	+0,7/ - 0,8	+5,0/ - 5,0	+13,5/ - 12,8	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,2	+0,0/ - 0,1	—	—	+1,1/ - 1,1	—	—	+0,5/ - 0,5
BTagl	+0,2/ - 0,2	+3,0/ - 3,1	+5,0/ - 5,0	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	—	—	+0,3/ - 0,3	—	—	+0,3/ - 0,3
EER	+0,0/ - 0,9	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,4/ - 0,2	+2,0/ + 0,0	+1,8/ + 0,0	—	—	+0,0/ - 0,3	—	—	+0,3/ - 0,1
EES	+0,0/ - 1,4	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+1,7/ - 1,0	+2,1/ + 0,0	+1,6/ + 0,0	—	—	+0,0/ - 0,4	—	—	+0,8/ - 0,4
EIDReco	+2,6/ - 2,5	+3,0/ - 2,9	+1,5/ - 1,5	+2,9/ - 2,8	+2,5/ - 2,5	+2,3/ - 2,3	—	—	+3,0/ - 2,9	—	—	+1,5/ - 1,5
EITrig	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JER	+0,7/ - 0,7	+1,1/ - 1,1	+56,0/ - 56,0	+0,3/ - 0,3	+3,7/ - 3,7	+4,3/ - 4,3	—	—	+2,0/ - 2,0	—	—	+0,9/ - 0,9
JES	+3,7/ - 0,9	+21,0/ - 6,0	-24,2/ + 0,0	+5,8/ - 1,7	+1,9/ - 2,5	+1,5/ - 3,2	—	—	+7,9/ - 4,5	—	—	+3,7/ - 1,3
JVF	+0,2/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,3/ - 0,3	+0,0/ - 0,2	+2,0/ - 1,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,2/ - 0,2
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,5/ - 1,5
METRes	+0,3/ - 1,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,7/ - 0,2	+3,5/ - 3,2	+3,0/ + 0,0	—	—	+0,9/ - 0,5	—	—	+0,5/ - 0,1
METScale	+1,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	-9,6/ + 0,0	+1,3/ + 0,0	+5,1/ - 2,9	+1,7/ - 4,6	—	—	+1,9/ - 3,2	—	—	+0,6/ - 0,4
MisID	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+36,2/ - 33,5	+8,7/ - 8,1
MuERID	+0,5/ - 1,6	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,6/ + 0,0	+0,9/ + 0,0	+1,3/ + 0,0	—	—	-2,9/ + 0,0	—	—	+0,3/ + 0,0
MuERMS	-0,9/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 1,3	+2,1/ + 0,0	+2,1/ - 0,1	—	—	-2,1/ + 0,0	—	—	+0,1/ - 0,5
MuES	-0,3/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,2/ + 0,0	+1,5/ + 0,0	+0,5/ + 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,1/ + 0,0
MuIDReco	+2,4/ - 2,4	+3,7/ - 3,6	+3,0/ - 3,0	+2,7/ - 2,7	+2,5/ - 2,5	+2,7/ - 2,7	—	—	+3,2/ - 3,1	—	—	+1,6/ - 1,5
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,3/ - 0,3	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,3	—	—	+0,1/ - 0,1	—	—	+0,1/ - 0,1
PDF	+1,6/ - 1,6	+8,8/ - 8,8	+5,7/ - 5,7	+2,8/ - 2,8	+1,4/ - 1,4	+7,8/ - 7,8	—	—	+3,7/ - 3,7	—	—	+2,2/ - 2,2
Xsec 4topsSM	+100,0/ - 100,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ + 0,0
Xsec DibWW	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,2/ - 0,2
Xsec Fakes	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+70,0/ - 70,0	+5,8/ - 5,8	+16,3/ - 16,3
Xsec WZZZ	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+1,9/ - 1,9
Xsec tX	—	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	+0,2/ - 0,2
Xsec ttH	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	—	—	+0,6/ - 0,6
Xsec ttWW	—	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—	—	—	—	+0,3/ - 0,2
Xsec ttWZ	—	—	—	+43,0/ - 43,0	—	—	—	—	—	—	—	+16,7/ - 16,7
Total	+100,3/ - 100,3	+39,1/ - 33,4	+68,6/ - 63,4	+44,4/ - 44,0	+39,6/ - 27,6	+16,3/ - 16,3	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+16,6/ - 14,9	+70,0/ - 70,0	+36,6/ - 34,0	+25,8/ - 25,3

TAB. F.4: Incertitudes relatives sur les bruits de fond dans la région SR4t3, exprimées en pourcentage.

Incertitude	Échantillon											
	$t\bar{t}\bar{t}$	$WZ/ZZ$	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t} + W/Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}H$	Triboson	$WH/ZH$	$t + H/WZ$	Fakes	Misid	Total
BTagb	+3,7/ - 4,5	+6,3/ - 6,2	+0,0/ - 0,4	+7,2/ - 7,0	+7,4/ - 7,2	+5,1/ - 4,9	—	—	+7,9/ - 7,6	—	—	+5,1/ - 5,0
BTagc	+0,7/ - 0,7	+1,5/ - 1,5	+4,2/ - 4,4	+0,7/ - 0,7	+0,0/ - 0,0	+0,2/ - 0,2	—	—	+0,5/ - 0,5	—	—	+0,5/ - 0,5
BTagl	+0,2/ - 0,2	+11,5/ - 11,6	+4,3/ - 4,4	+0,1/ - 0,1	+0,6/ - 0,6	+0,5/ - 0,5	—	—	+0,1/ - 0,1	—	—	+0,2/ - 0,2
EER	+0,1/ - 0,0	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,3/ + 0,0	+0,0/ - 0,6	+0,2/ - 0,4	—	—	+0,0/ - 0,1	—	—	+0,2/ - 0,1
EES	+0,5/ - 0,4	+0,1/ + 0,0	-0,1/ + 0,0	+1,0/ - 0,2	+0,7/ - 1,8	+0,0/ - 0,2	—	—	+1,3/ - 1,8	—	—	+0,7/ - 0,2
EIDReco	+2,5/ - 2,5	+2,5/ - 2,4	+2,3/ - 2,3	+2,7/ - 2,7	+2,7/ - 2,7	+2,5/ - 2,4	—	—	+3,0/ - 2,9	—	—	+2,0/ - 2,0
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
JER	+1,4/ - 1,4	+12,8/ - 12,8	+74,3/ - 74,3	+0,0/ - 0,0	+3,0/ - 3,0	+2,3/ - 2,3	—	—	+3,7/ - 3,7	—	—	+0,8/ - 0,8
JES	+4,6/ - 6,4	+159,7/ - 20,2	+81,3/ + 0,0	+10,4/ - 7,8	+4,4/ - 9,2	+8,4/ - 6,6	—	—	+11,0/ - 12,3	—	—	+8,4/ - 5,8
JVF	+0,3/ - 0,6	+19,5/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,4/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,4/ + 0,0	—	—	-0,6/ + 0,0	—	—	+0,4/ - 0,1
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	—	—	+2,1/ - 2,1
METRes	+0,0/ - 0,4	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	-0,5/ + 0,0	+1,3/ - 1,4	-0,1/ + 0,0	—	—	+0,2/ + 0,0	—	—	-0,3/ - 0,0
METScale	-0,6/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+17,4/ + 0,0	+0,0/ - 0,5	+0,4/ - 2,1	+0,0/ - 0,1	—	—	+1,4/ + 0,0	—	—	+0,1/ - 0,4
MisID	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+34,5/ - 32,9	+8,0/ - 8,5
MuERID	+0,4/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	-0,6/ + 0,0	-0,4/ + 0,0	+0,0/ - 0,9	—	—	+0,1/ + 0,0	—	—	-0,3/ - 0,1
MuERMS	+0,1/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,7/ - 0,0	-1,7/ + 0,0	-0,4/ + 0,0	—	—	-0,5/ + 0,0	—	—	+0,3/ - 0,0
MuES	+0,1/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	-0,0/ + 0,0	-0,6/ + 0,0	+0,0/ - 0,4	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	-0,0/ - 0,0
MuIDReco	+2,6/ - 2,6	+4,1/ - 4,0	+2,3/ - 2,3	+2,6/ - 2,6	+2,6/ - 2,6	+2,5/ - 2,4	—	—	+3,2/ - 3,1	—	—	+2,0/ - 1,9
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,4/ - 0,4	+0,1/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	—	—	+0,1/ - 0,1	—	—	+0,1/ - 0,2
PDF	+3,1/ - 3,1	+4,6/ - 4,6	+13,2/ - 13,2	+4,0/ - 4,0	+3,4/ - 3,4	+3,3/ - 3,3	—	—	+4,1/ - 4,1	—	—	+2,9/ - 2,9
Xsec 4topsSM	+100,0/ - 100,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ + 0,0
Xsec DibWW	—	—	+25,0/ - 25,0	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,1/ - 0,1
Xsec Fakes	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+5,8/ - 5,8	+1,5/ - 1,5
Xsec WZZZ	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,1/ - 0,1
Xsec tX	—	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	+0,2/ - 0,2
Xsec ttH	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	—	—	+1,0/ - 1,0
Xsec ttWW	—	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—	—	—	—	+0,8/ - 0,6
Xsec ttWZ	—	—	—	+43,0/ - 43,0	—	—	—	—	—	—	—	+25,2/ - 25,2
Total	+100,3/ - 100,5	+164,8/ - 41,2	+115,3/ - 79,9	+45,3/ - 44,7	+39,6/ - 29,4	+15,3/ - 14,3	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+18,6/ - 19,2	+0,0/ - 0,0	+35,0/ - 33,4	+29,0/ - 28,1



TAB. F.5: Incertitudes relatives sur les bruits de fond dans la région SR4t4, exprimées en pourcentage.

Incertitude	Échantillon											
	$t\bar{t}\bar{t}$	$WZ/ZZ$	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t} + W/Z$	$t\bar{t}WW$	$t\bar{t}H$	Triboson	$WH/ZH$	$t + H/WZ$	Fakes	Misid	Total
BTagb	+7,8/ - 7,7	+12,1/ - 11,3	—	+8,4/ - 8,1	+8,8/ - 9,3	+7,2/ - 7,0	—	—	+8,9/ - 8,5	—	—	+5,6/ - 5,4
BTagc	+1,1/ - 1,1	+6,2/ - 6,2	—	+8,0/ - 8,1	+7,2/ - 7,3	+8,2/ - 9,3	—	—	+6,0/ - 6,0	—	—	+5,5/ - 5,5
BTagl	+0,6/ - 0,6	+0,1/ - 0,1	—	+4,4/ - 4,4	+2,2/ - 2,2	+2,0/ - 2,0	—	—	+7,5/ - 6,9	—	—	+2,8/ - 2,8
EER	+0,2/ - 0,0	+0,0/ - 30,3	—	+0,9/ + 0,0	-0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,5/ - 0,1
EES	+0,6/ - 0,2	+0,0/ - 30,3	—	+3,6/ + 0,0	+0,3/ + 0,0	+5,5/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+2,4/ - 0,1
EIDReco	+2,5/ - 2,5	+3,2/ - 3,2	—	+2,6/ - 2,5	+2,1/ - 2,1	+2,6/ - 2,6	—	—	+3,0/ - 2,9	—	—	+1,8/ - 1,7
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ - 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
JER	+0,6/ - 0,6	+0,6/ - 0,6	—	+4,9/ - 4,9	+6,4/ - 6,4	+5,1/ - 5,1	—	—	+6,4/ - 6,4	—	—	+3,4/ - 3,4
JES	+4,8/ - 3,3	+0,0/ - 30,9	—	+10,0/ - 3,6	+6,2/ - 4,5	+18,3/ - 6,0	—	—	+11,0/ - 8,9	—	—	+7,3/ - 2,9
JVF	+0,1/ - 0,5	+0,0/ + 0,0	—	+0,0/ - 0,0	-0,9/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	-0,0/ + 0,0
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,9/ - 1,9
METRes	+0,6/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,6	+5,5/ + 0,0	—	—	+2,5/ + 0,0	—	—	+0,5/ - 0,0
METSscale	+0,2/ + 0,0	-30,3/ + 0,0	—	-0,6/ + 0,0	+4,4/ + 0,0	+5,5/ + 0,0	—	—	+2,5/ + 0,0	—	—	+0,1/ + 0,0
MisID	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+38,2/ - 34,8	+11,0/ - 10,1
MuERID	+0,1/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,8/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+5,5/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,9/ + 0,0
MuERMS	+0,1/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+1,6/ - 1,1	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+2,1/ + 0,0	—	—	+0,9/ - 0,6
MuES	+0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	—	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0	—	—	+0,0/ + 0,0
MuIDReco	+2,6/ - 2,5	+2,9/ - 2,8	—	+2,8/ - 2,7	+2,6/ - 2,6	+2,3/ - 2,3	—	—	+2,8/ - 2,8	—	—	+1,8/ - 1,8
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,0/ - 0,0	—	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,3	+0,2/ - 0,2	—	—	+0,1/ - 0,1	—	—	+0,1/ - 0,1
PDF	+3,2/ - 3,2	+6,7/ - 6,7	—	+2,8/ - 2,8	+2,4/ - 2,4	+4,4/ - 4,4	—	—	+7,1/ - 7,1	—	—	+2,1/ - 2,1
Xsec 4topsSM	+100,0/ - 100,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,0/ + 0,0
Xsec Fakes	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+70,0/ - 70,0	+4,9/ - 4,9	+3,8/ - 3,8
Xsec WZZZ	—	+30,0/ - 30,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	+0,1/ - 0,1
Xsec tX	—	—	—	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	+0,2/ - 0,2
Xsec ttH	—	—	—	—	—	+10,0/ - 10,0	—	—	—	—	—	+0,8/ - 0,8
Xsec ttWW	—	—	—	—	+38,0/ - 26,0	—	—	—	—	—	—	+0,7/ - 0,5
Xsec ttWZ	—	—	—	+43,0/ - 43,0	—	—	—	—	—	—	—	+23,8/ - 23,8
Total	+100,6/ - 100,5	+45,6/ - 62,7	+0,0/ - 0,0	+46,6/ - 45,5	+41,5/ - 30,1	+27,6/ - 18,5	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+22,9/ - 21,2	+70,0/ - 70,0	+38,5/ - 35,1	+29,4/ - 28,0

TAB. F.6: Incertitudes relatives le signal dans la région SR4t0, exprimées en pourcentage.

Incertitude	$m_{KK}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
BTagb	+1,3/ - 2,7	+1,6/ - 2,1	+4,2/ - 4,6	—
BTagc	+0,7/ - 0,7	+0,5/ - 0,5	+0,0/ + 0,0	—
BTagl	+0,3/ - 0,3	+0,4/ - 0,4	+0,5/ - 0,5	—
EER	+0,0/ + 0,0	-0,0/ + 0,0	-0,1/ + 0,0	—
EES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,3	—
EIDReco	+3,4/ - 3,3	+5,2/ - 5,0	+3,0/ - 3,0	—
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	—
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—
JER	+3,8/ - 3,8	+8,5/ - 9,5	+54,9/ - 54,9	—
JES	+10,2/ - 22,6	+58,4/ - 0,0	+54,7/ + 0,0	—
JVF	+0,6/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	—
METRes	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
METScale	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuERID	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuERMS	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuIDReco	+2,5/ - 2,5	+1,9/ - 1,9	+2,6/ - 2,6	—
MuTrig	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—
PDF	+12,1/ + 12,1	+12,5/ + 12,5	+16,4/ + 16,4	+0,0/ + 0,0
Total	+17,1/ - 26,6	+60,8/ - 16,9	+79,5/ - 57,7	+0,0/ - 0,0

TAB. F.7: Incertitudes relatives le signal dans la région SR4t1, exprimées en pourcentage.

Incertitude	$m_{KK}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
BTagb	+10,1/ - 9,8	+6,9/ - 6,8	+30,3/ - 27,0	—
BTagc	+0,3/ - 0,3	+0,6/ - 0,6	+0,0/ + 0,0	—
BTagl	+0,2/ - 0,2	+0,5/ - 0,5	+0,2/ - 0,2	—
EER	+0,1/ - 0,0	+0,9/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
EES	+0,1/ - 0,0	+0,8/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
EIIDReco	+2,7/ - 2,6	+3,5/ - 3,4	+4,9/ - 4,8	—
ElTrig	+0,1/ - 0,1	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0	—
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	—
JER	+20,8/ - 20,8	+12,3/ - 12,3	+2,1/ - 2,1	—
JES	+2,2/ + 0,0	+30,7/ - 4,3	+0,0/ - 4,0	—
JVF	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	—
METRes +0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—	—
METScale	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuERID	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuERMS	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	—
MuIDReco	+2,6/ - 2,6	+2,1/ - 2,1	+2,0/ - 2,0	—
MuTrig	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,2	+0,0/ - 0,0	—
PDF	+7,2/ + 7,2	+11,7/ + 11,7	+24,0/ + 24,0	+0,0/ + 0,0
Total	+24,8/ - 24,5	+36,2/ - 19,4	+39,1/ - 36,9	+0,0/ - 0,0

TAB. F.8: Incertitudes relatives le signal dans la région SR4t2, exprimées en pourcentage.

Incertitude	$m_{KK}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
BTagb	+5,7/ - 6,5	+6,0/ - 6,8	+7,1/ - 7,8	+6,4/ - 7,4
BTagc	+1,5/ - 1,4	+1,0/ - 1,0	+0,8/ - 0,9	+1,3/ - 1,3
BTagl	+0,2/ - 0,2	+0,5/ - 0,5	+0,3/ - 0,3	+0,1/ - 0,1
EER	+0,1/ - 0,7	+0,5/ - 0,7	+1,1/ - 0,7	+0,2/ + 0,0
EES	+0,6/ - 1,6	+0,0/ - 1,2	+1,8/ + 0,0	+0,0/ - 0,7
ElIDReco	+2,6/ - 2,6	+2,7/ - 2,6	+2,6/ - 2,5	+2,7/ - 2,7
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JER	+3,6/ - 3,6	+0,9/ - 0,9	+0,7/ - 0,7	+0,7/ - 0,7
JES	+4,6/ - 6,8	+3,4/ - 8,8	+4,7/ - 5,4	+0,0/ - 4,2
JVF	+0,0/ - 0,3	+0,0/ - 0,3	+0,2/ + 0,0	+0,4/ - 0,4
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8
METRes	+0,5/ - 0,8	+0,0/ - 1,7	+1,3/ + 0,0	+1,1/ - 2,0
METScale	+0,9/ - 1,2	+0,0/ - 2,0	+1,6/ + 0,0	+0,0/ - 3,6
MuERID	+0,7/ + 0,0	+0,0/ - 0,7	+0,7/ + 0,0	+0,0/ - 1,3
MuERMS	+0,0/ - 1,1	-2,6/ + 0,0	+0,2/ - 1,7	+0,0/ - 1,0
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,5	+0,2/ + 0,0	+0,0/ + 0,0
MuIDReco	+2,7/ - 2,6	+2,7/ - 2,7	+2,8/ - 2,7	+2,8/ - 2,8
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2
PDF	+1,6/ + 1,6	+5,4/ + 5,4	+4,9/ + 4,9	+5,9/ + 5,9
Total	+8,7/ - 11,6	+10,4/ - 13,6	+11,4/ - 11,9	+10,2/ - 12,3

TAB. F.9: Incertitudes relatives le signal dans la région SR4t3, exprimées en pourcentage.

Incertitude	$m_{KK}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
BTagb	+4,6/ - 5,5	+5,8/ - 6,7	+5,4/ - 6,3	+5,1/ - 6,0
BTagc	+1,1/ - 1,1	+1,0/ - 1,0	+1,0/ - 1,0	+0,9/ - 0,9
BTagl	+0,3/ - 0,3	+0,3/ - 0,3	+0,3/ - 0,3	+0,3/ - 0,3
EER	+0,2/ + 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,1	+0,1/ - 0,0
EES	+0,4/ - 0,1	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,2/ - 0,1
ElIDReco	+2,7/ - 2,7	+2,7/ - 2,6	+2,8/ - 2,7	+2,8/ - 2,7
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,0
JER	+0,3/ - 0,3	+0,8/ - 0,8	+0,3/ - 0,3	+0,9/ - 0,9
JES	+0,8/ - 0,8	+0,8/ - 0,4	+0,0/ - 0,4	+0,7/ + 0,0
JVF	+0,1/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,2/ - 0,0	+0,1/ - 0,2
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8
METRes	+0,3/ - 0,1	+0,4/ - 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,2/ - 0,1
METScale	+0,4/ - 0,4	+0,2/ - 0,1	+0,1/ - 0,4	+0,1/ - 0,0
MuERID	+0,0/ - 0,1	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,2/ + 0,0
MuERMS	+0,2/ + 0,0	+0,2/ - 0,0	+0,1/ - 0,0	+0,2/ + 0,0
MuES	+0,0/ + 0,0	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,1/ + 0,0
MuIDReco	+2,6/ - 2,6	+2,7/ - 2,7	+2,7/ - 2,7	+2,8/ - 2,7
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2
PDF	+2,2/ + 2,2	+3,7/ + 3,7	+4,8/ + 4,8	+7,6/ + 7,6
Total	+7,1/ - 7,7	+8,5/ - 9,0	+8,7/ - 9,3	+10,4/ - 10,9

TAB. F.10: Incertitudes relatives le signal dans la région SR4t4, exprimées en pourcentage.

Incertitude	$m_{\text{KK}}$ (TeV)			
	0,6	0,8	1,0	1,2
BTagb	+6,5/ - 6,7	+7,0/ - 7,1	+6,5/ - 6,7	+6,4/ - 6,8
BTagc	+1,0/ - 1,0	+1,2/ - 1,2	+1,2/ - 1,3	+1,3/ - 1,3
BTagl	+0,5/ - 0,5	+0,6/ - 0,6	+0,9/ - 0,9	+0,8/ - 0,8
EER	+0,0/ - 0,1	+0,0/ - 0,2	+0,1/ - 0,1	+0,1/ + 0,0
EES	+0,2/ - 0,4	+0,4/ - 0,4	+0,3/ - 0,2	+0,2/ - 0,1
ElIDReco	+2,7/ - 2,6	+2,8/ - 2,7	+2,6/ - 2,6	+2,7/ - 2,6
ElTrig	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JEFF	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0
JER	+0,1/ - 0,1	+1,1/ - 1,1	+1,7/ - 1,7	+0,5/ - 0,5
JES	+0,7/ - 0,0	+0,0/ - 0,4	+0,6/ - 0,5	+0,0/ - 0,3
JVF	+0,1/ - 0,0	+0,1/ - 0,1	+0,0/ - 0,1	+0,2/ + 0,0
Luminosity	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8	+2,8/ - 2,8
METRes	+0,2/ - 0,0	+0,0/ - 0,1	+0,0/ - 0,2	+0,1/ - 0,1
METScale	+0,1/ - 0,0	+0,0/ - 0,2	+0,0/ - 0,1	+0,0/ - 0,0
MuERID	+0,0/ - 0,0	+0,0/ - 0,0	+0,1/ + 0,0	+0,0/ - 0,1
MuERMS	+0,0/ + 0,0	-0,2/ + 0,0	+0,0/ - 0,1	+0,1/ + 0,0
MuES +0,0/ - 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ + 0,0	+0,0/ - 0,0	
MuIDReco	+2,6/ - 2,6	+2,6/ - 2,6	+2,8/ - 2,7	+2,8/ - 2,8
MuTrig	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2	+0,2/ - 0,2
PDF	+1,1/ + 1,1	+2,0/ + 2,0	+4,6/ + 4,6	+5,5/ + 5,5
Total	+8,2/ - 8,3	+8,8/ - 8,9	+8,5/ - 9,7	+8,9/ - 10,1



## Annexe G

# Complément de distributions dans les régions de contrôle pour l'analyse de la totalité des données

### G.1 Région de contrôle purement Monte Carlo « basse $E_T^{\text{miss}}$ »

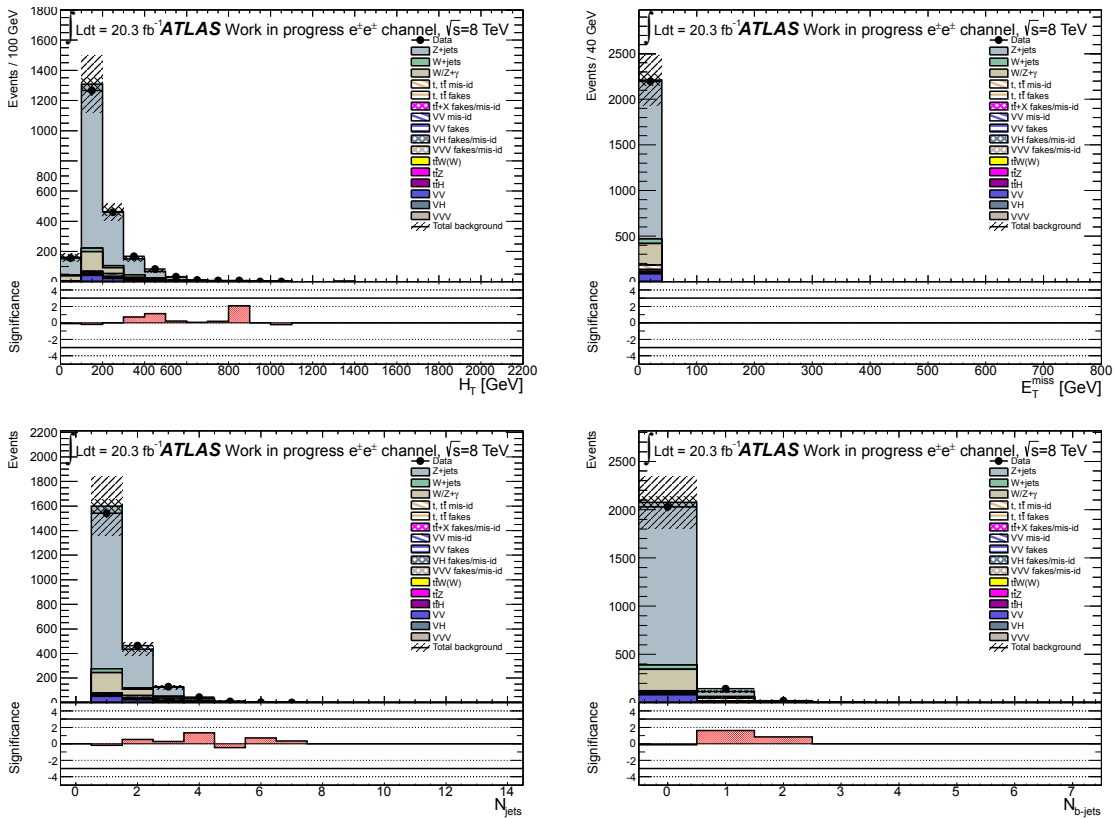


FIG. G.1: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $e^\pm e^\pm$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)



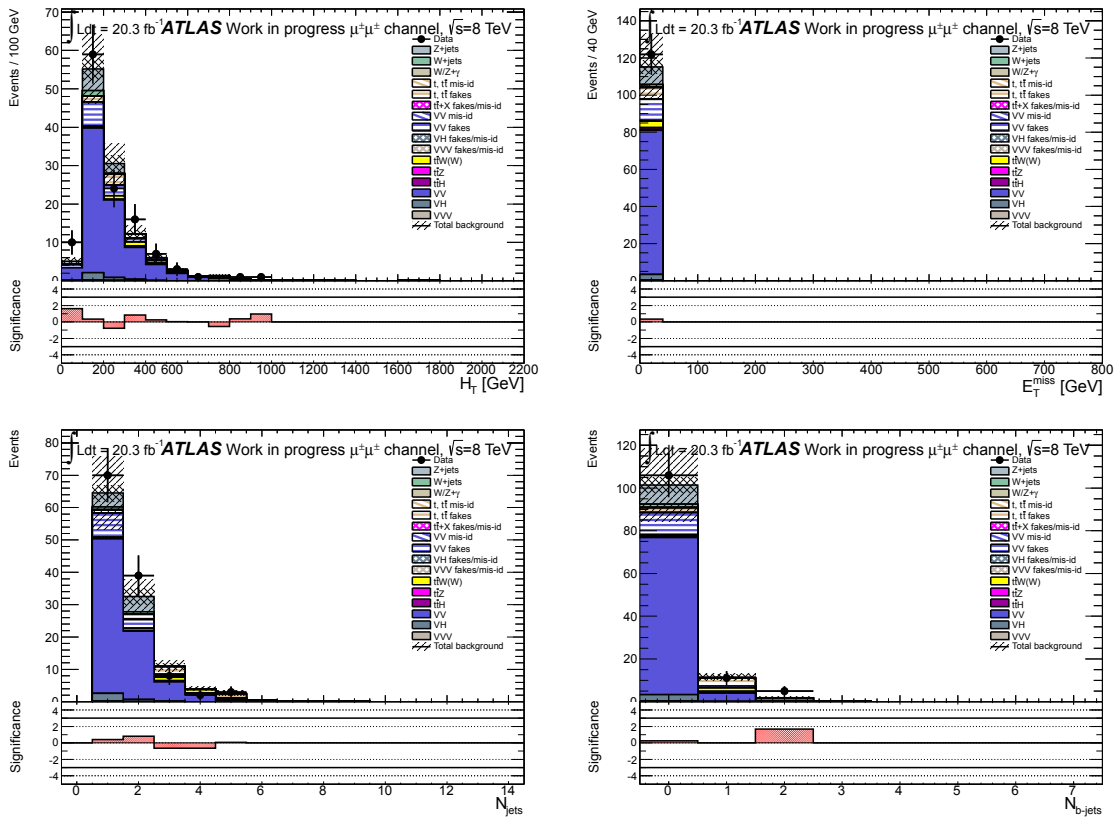


FIG. G.2: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $\mu^\pm\mu^\pm$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

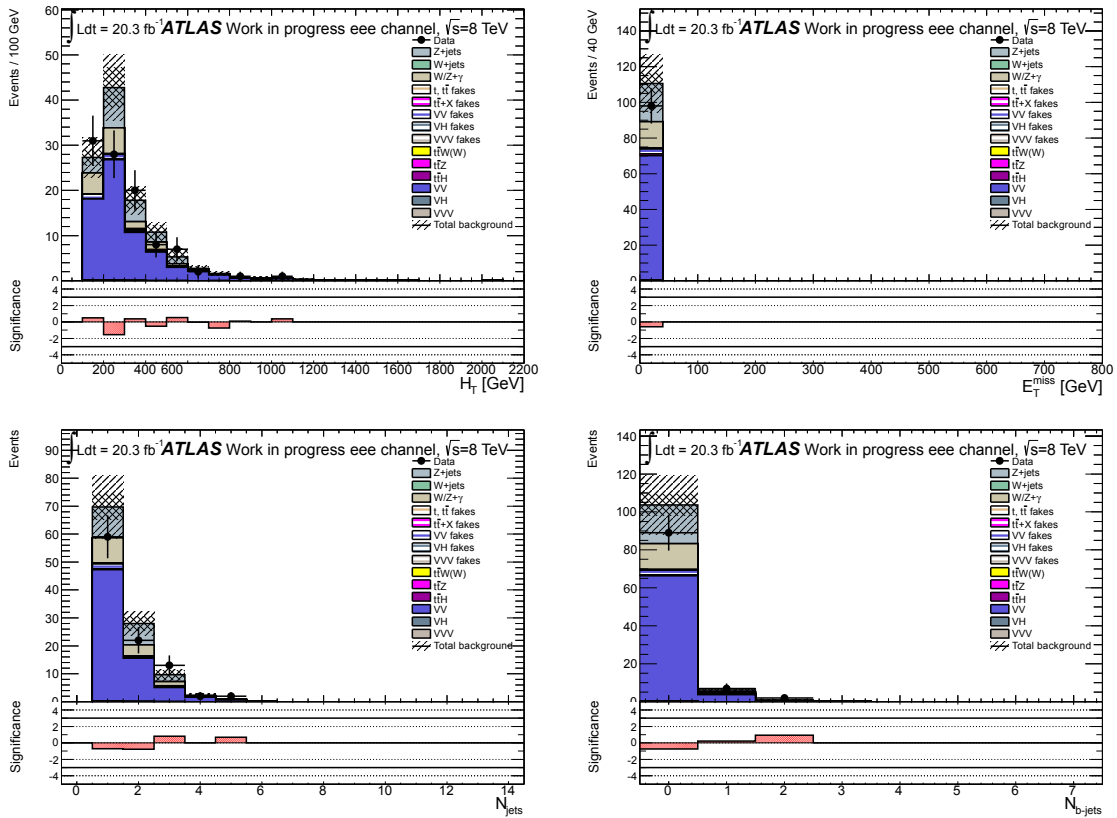


FIG. G.3: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $eee$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

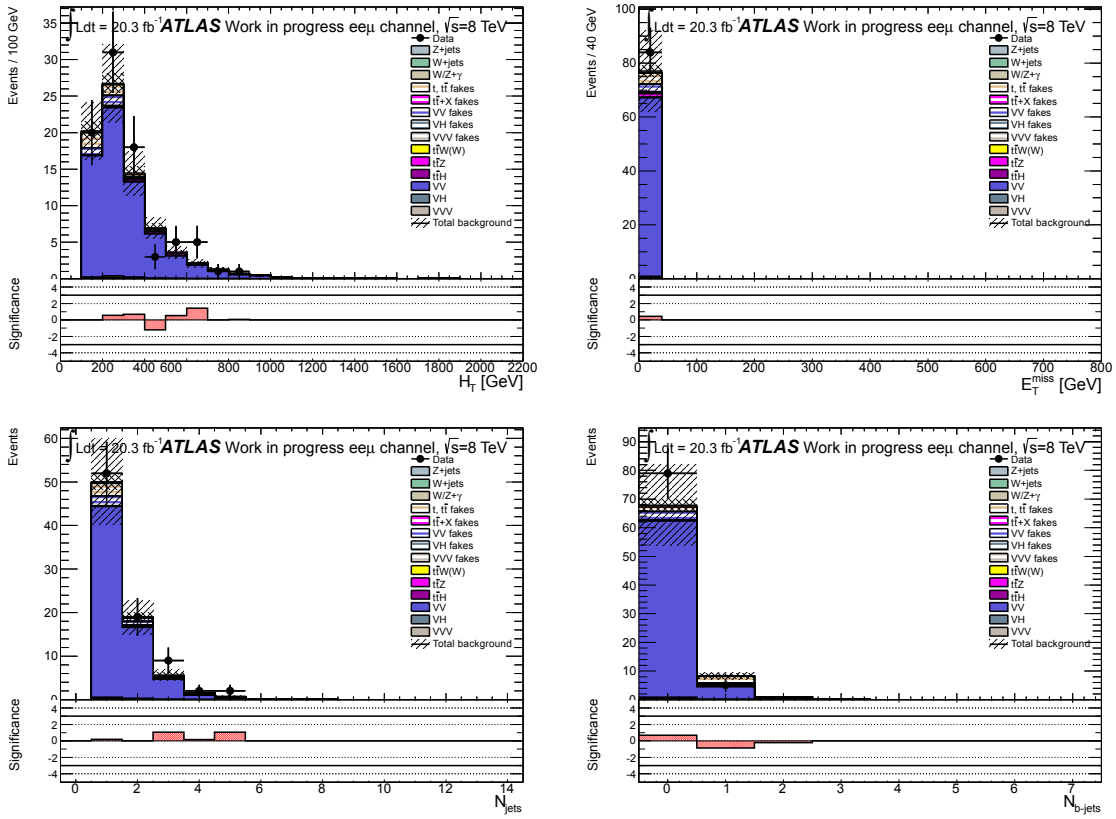


FIG. G.4: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $ee\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

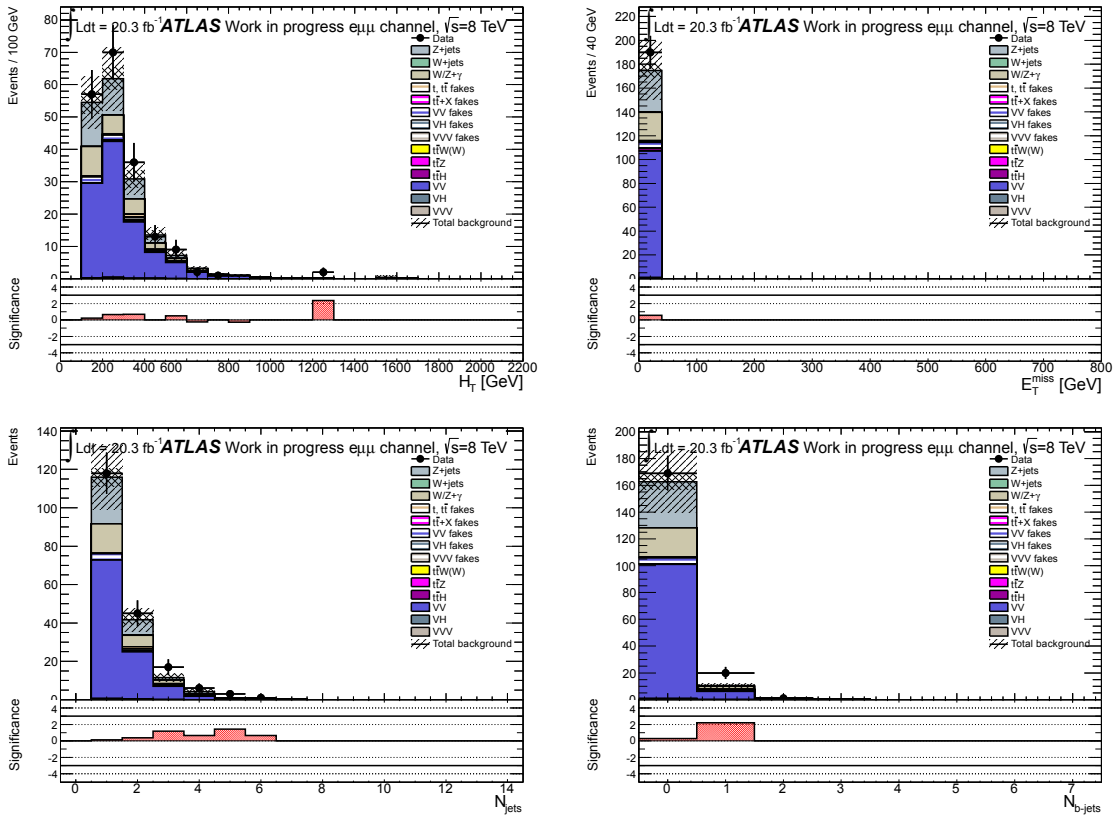


FIG. G.5: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $e\mu\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

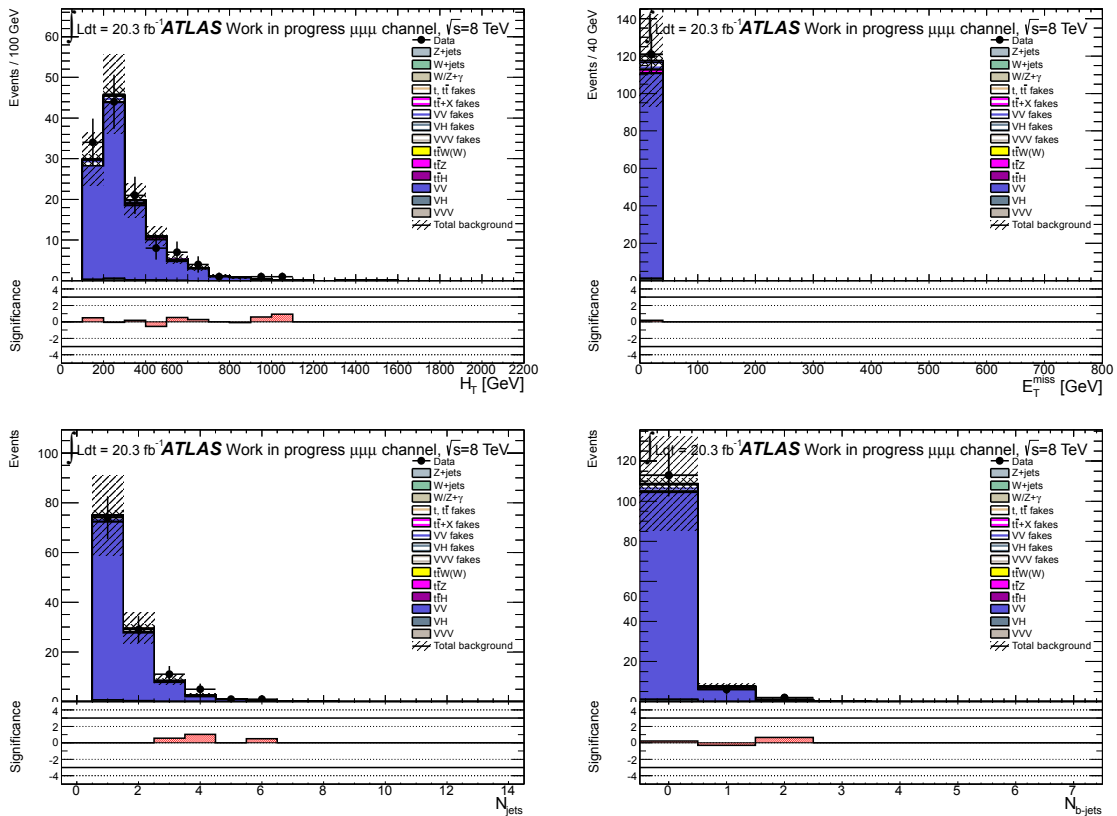


FIG. G.6: Distribution des variables discriminantes dans la région de contrôle basse  $E_T^{\text{miss}}$  ( $\mu\mu\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

## G.2 Région de contrôle purement Monte Carlo « bas $H_T$ »

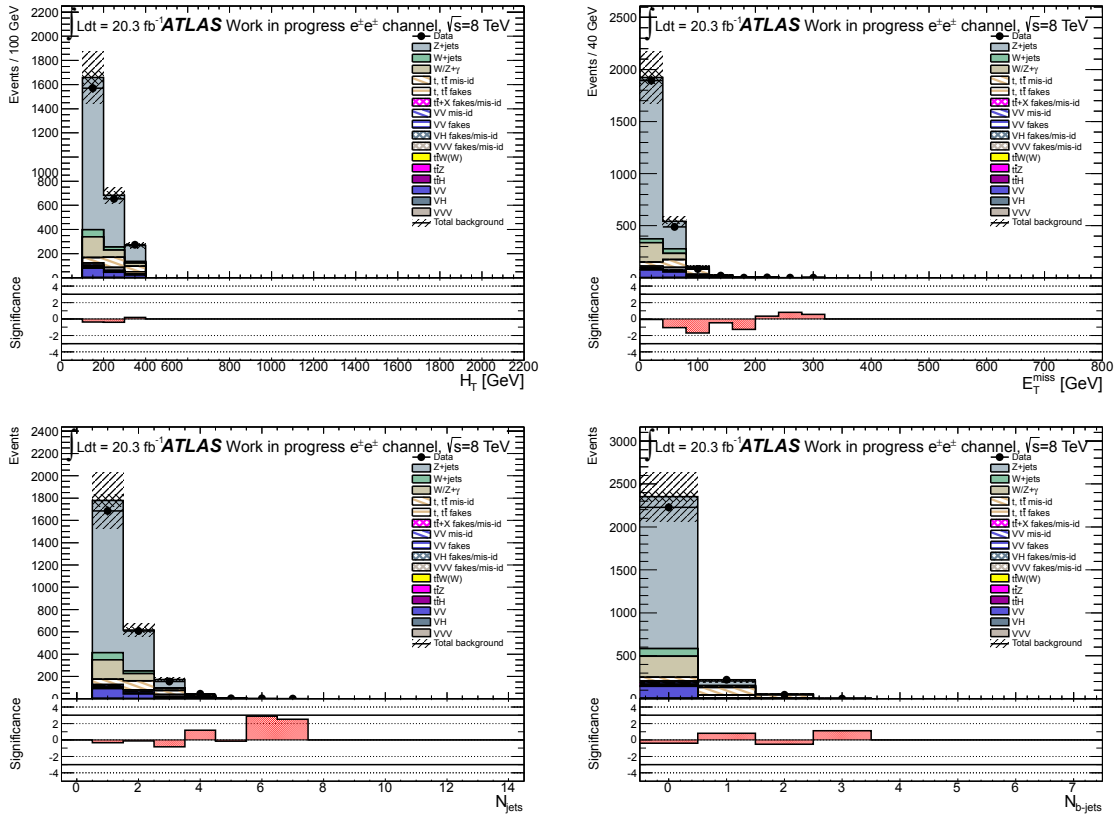


FIG. G.7: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $e^\pm e^\pm$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

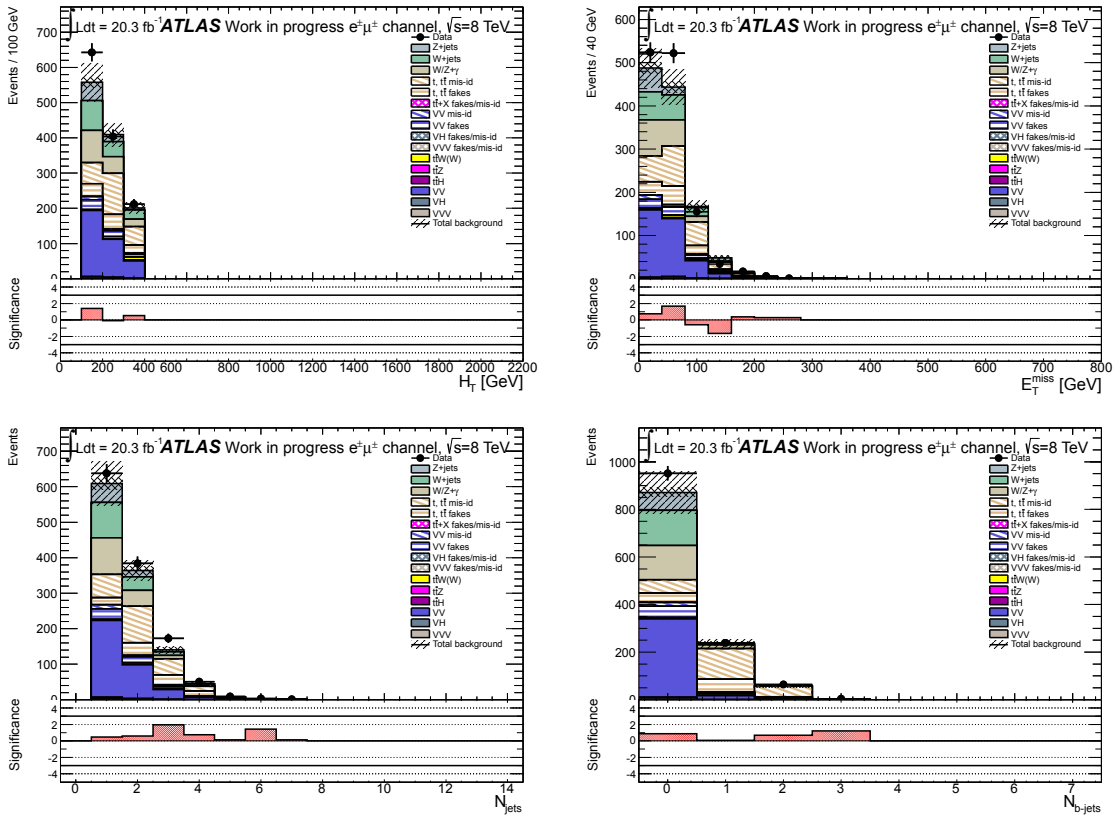


FIG. G.8: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $e^\pm\mu^\pm$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

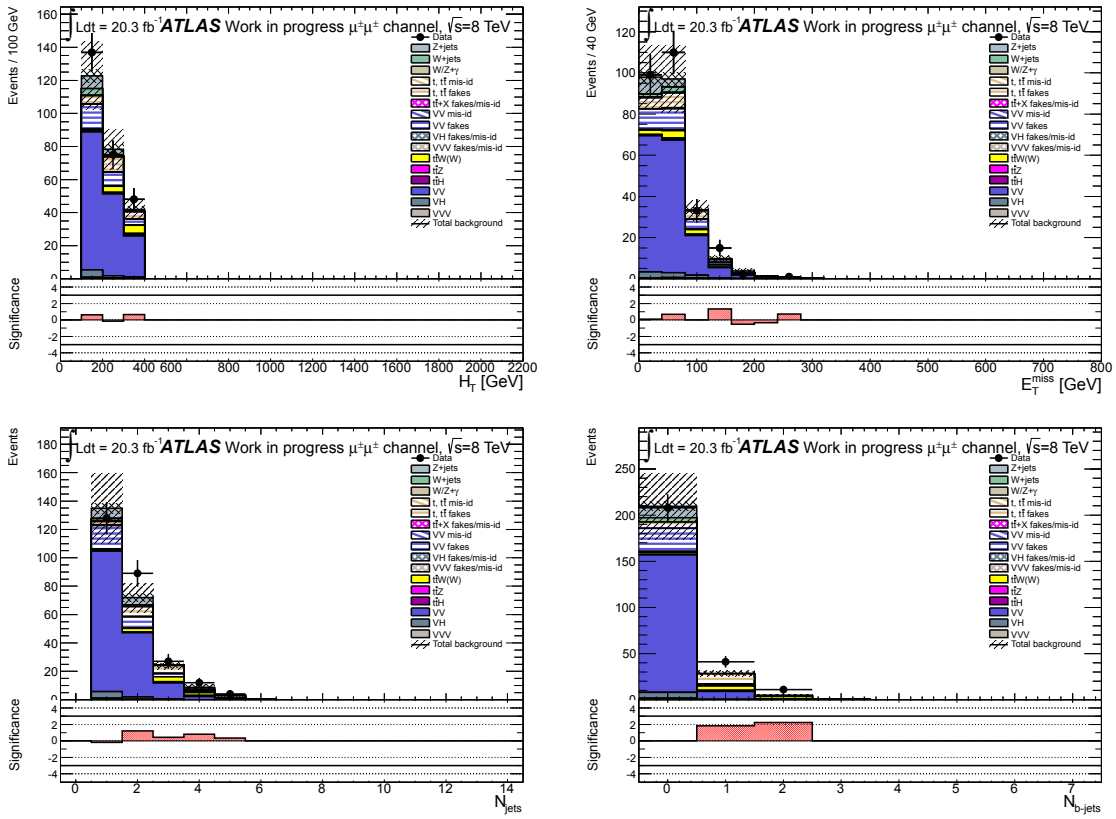


FIG. G.9: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $\mu^\pm\mu^\pm$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)



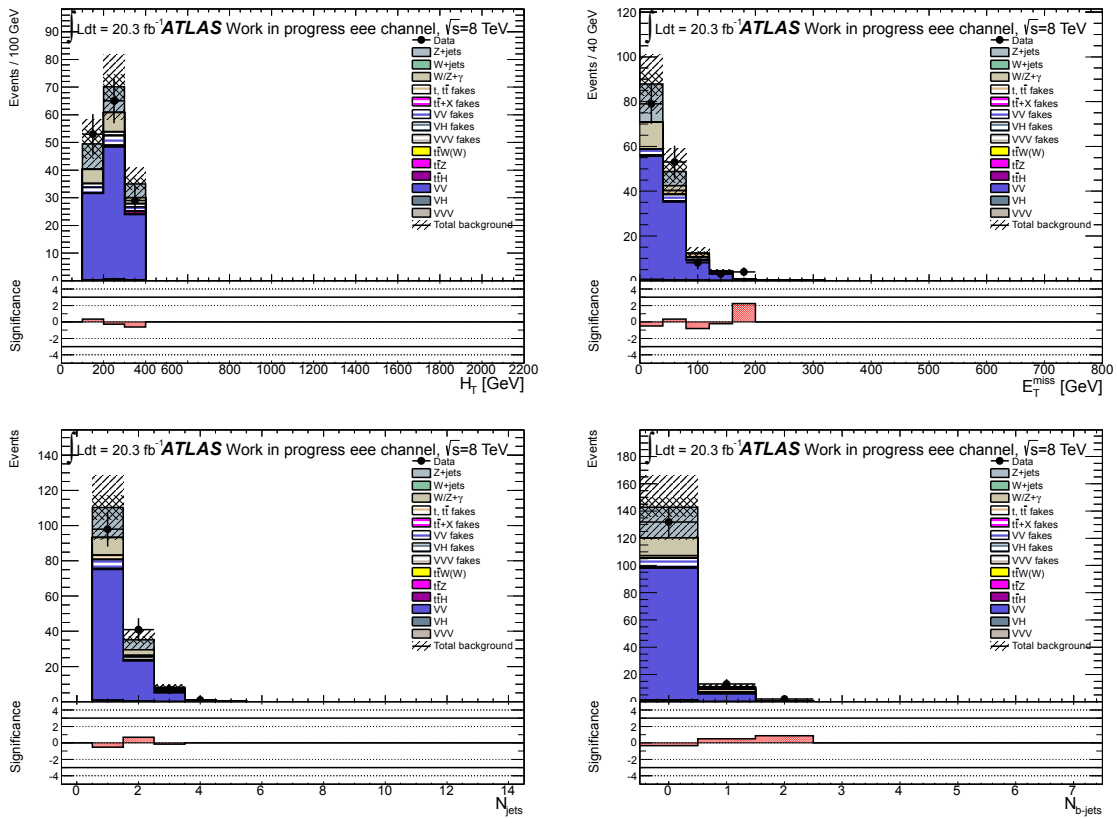


FIG. G.10: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $eee$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

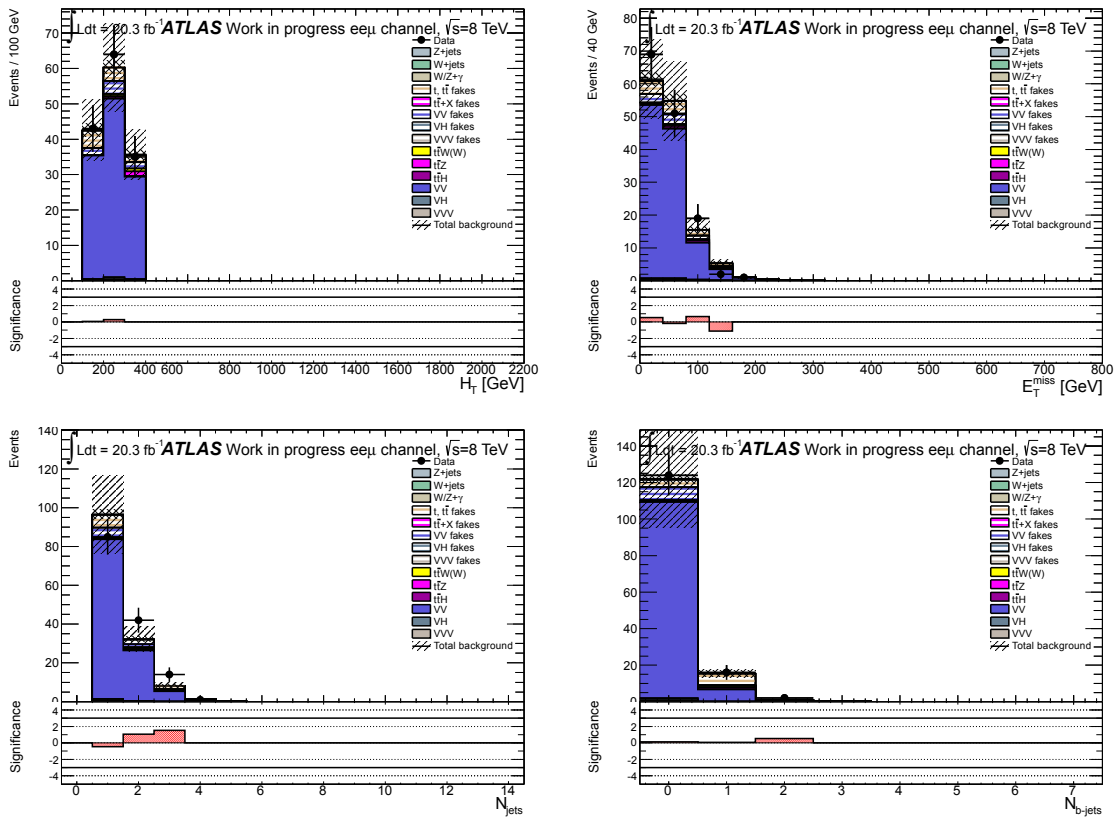


FIG. G.11: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $ee\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

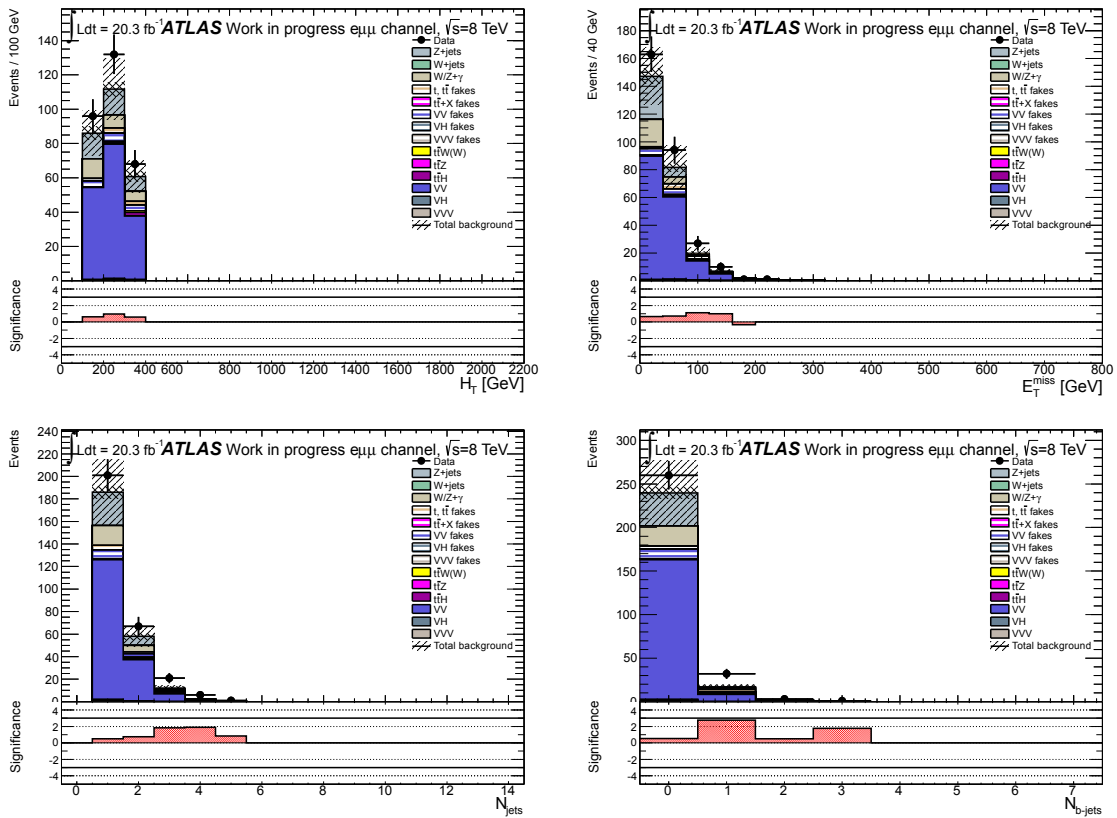


FIG. G.12: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $e\mu\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

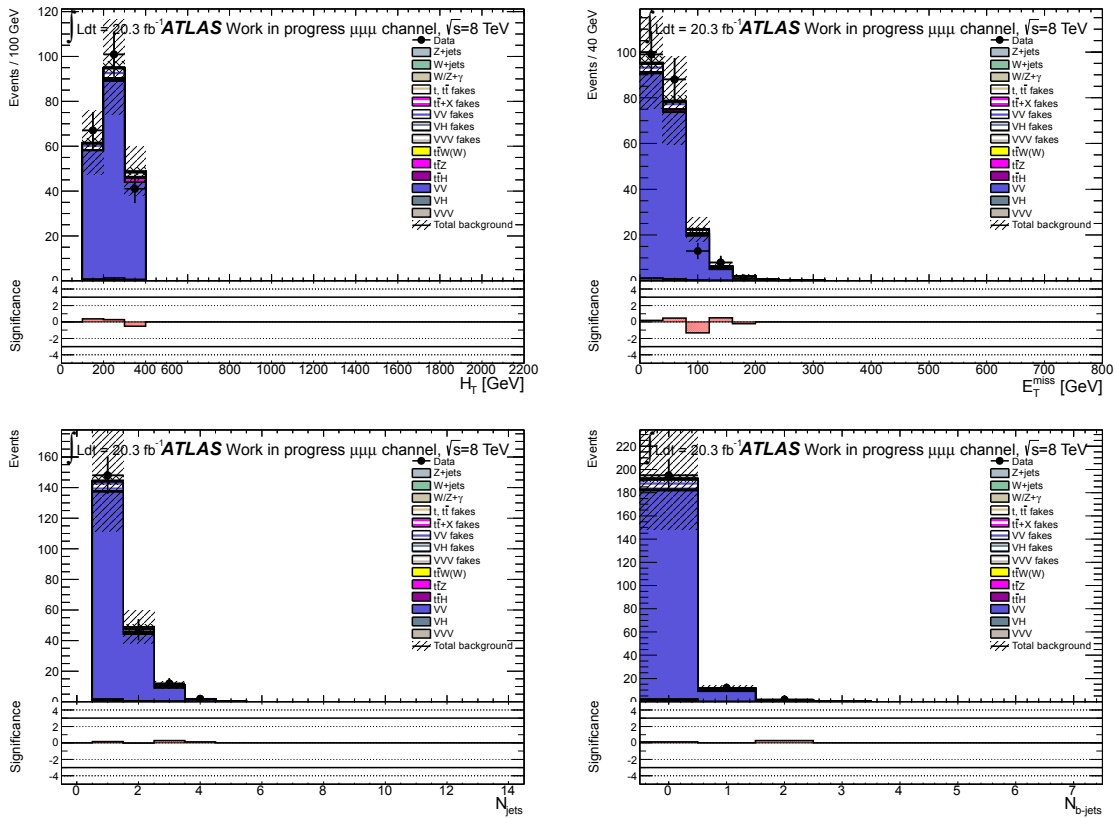


FIG. G.13: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de contrôle à bas  $H_T$  ( $\mu\mu\mu$ ). Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici sont celles portant sur la section efficace de production. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

### G.3 Région de contrôle « Bas $H_T + 1b$ »

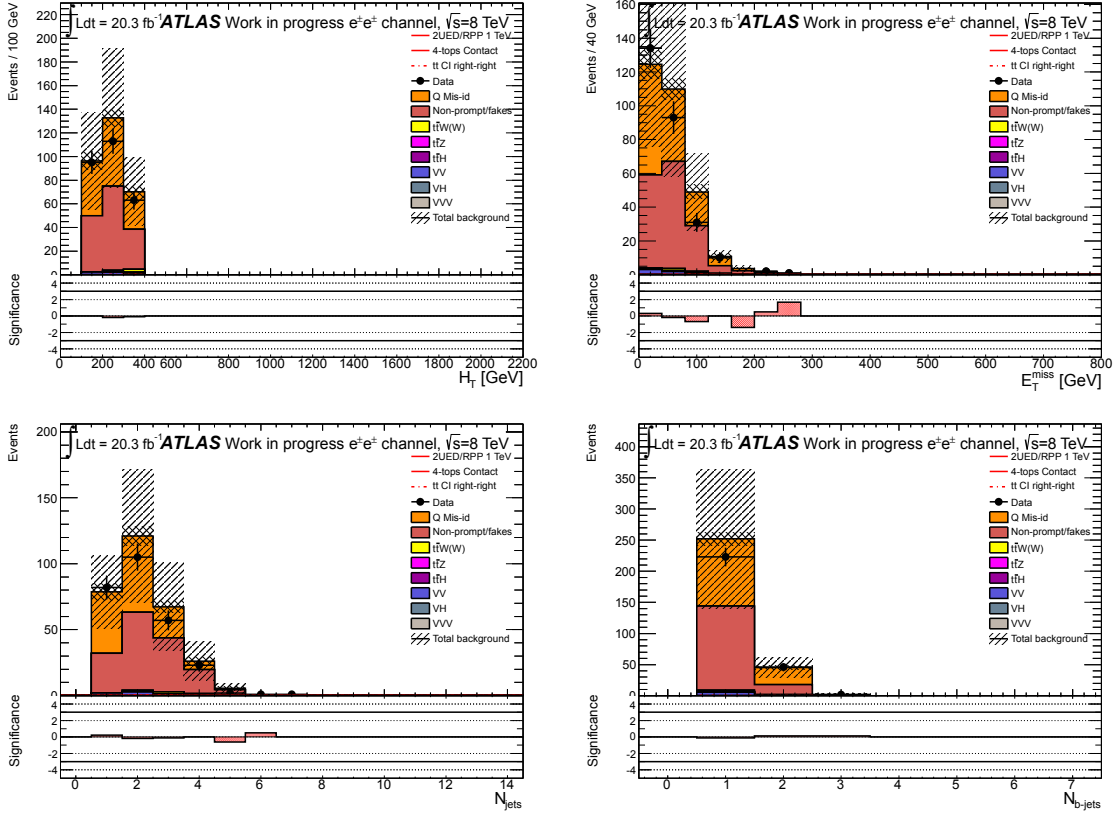


FIG. G.14: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $e^\pm e^\pm$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

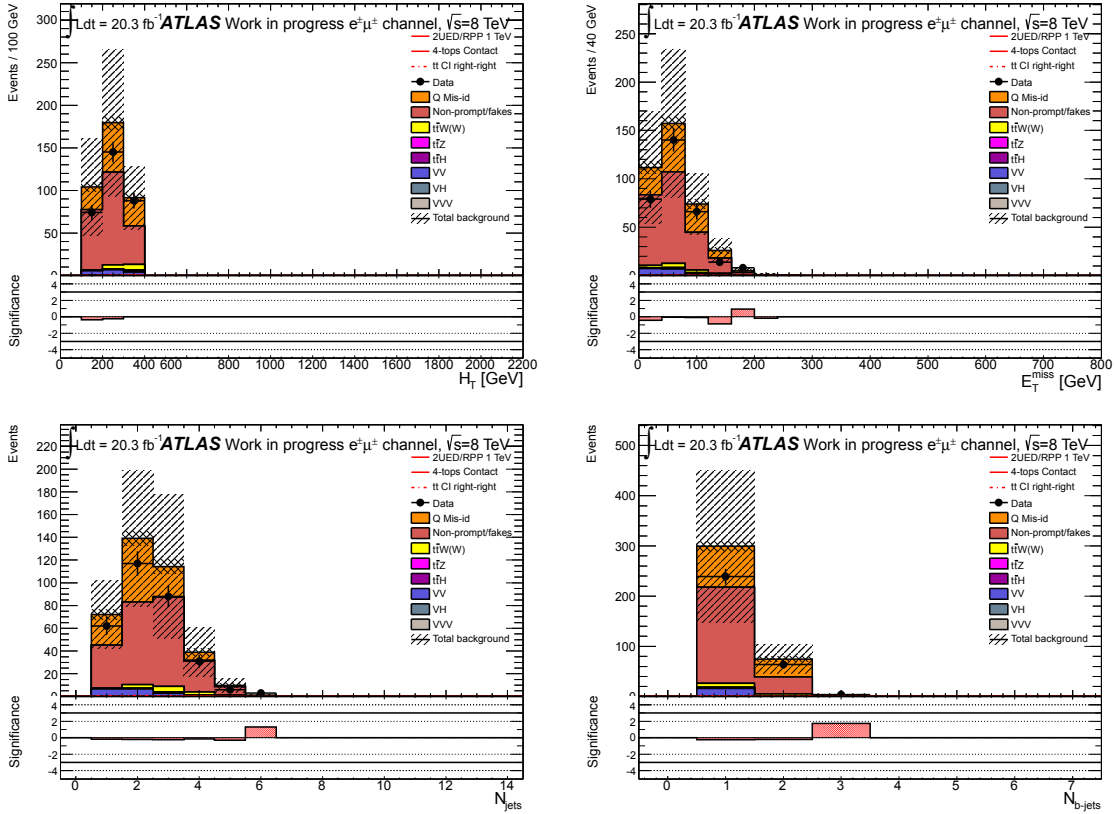


FIG. G.15: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $e^\pm\mu^\pm$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

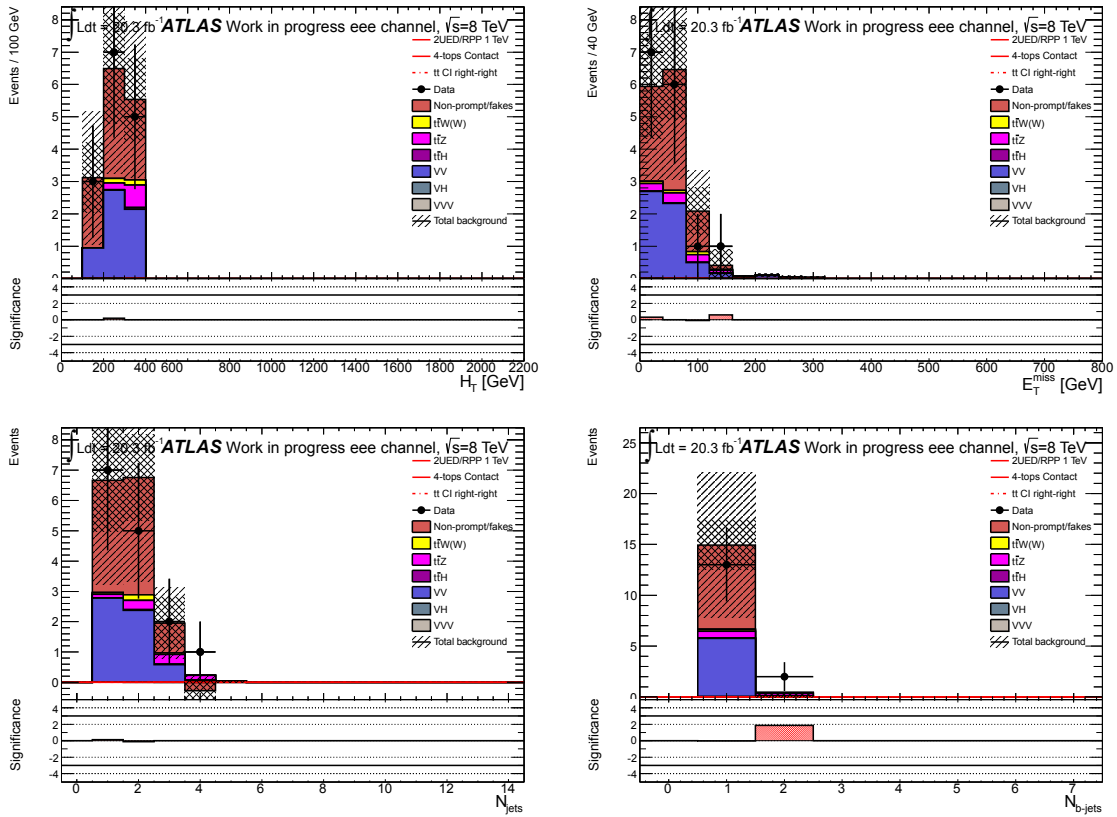


FIG. G.16: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $eee$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

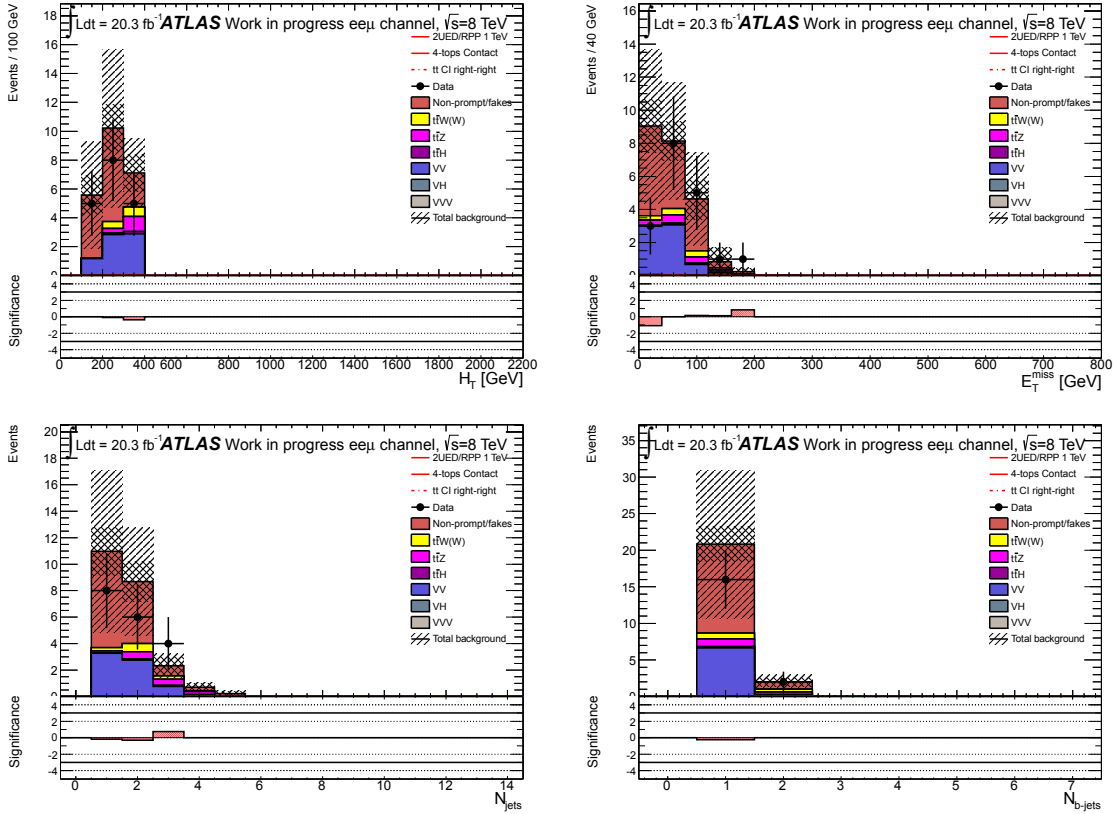


FIG. G.17: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $ee\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)



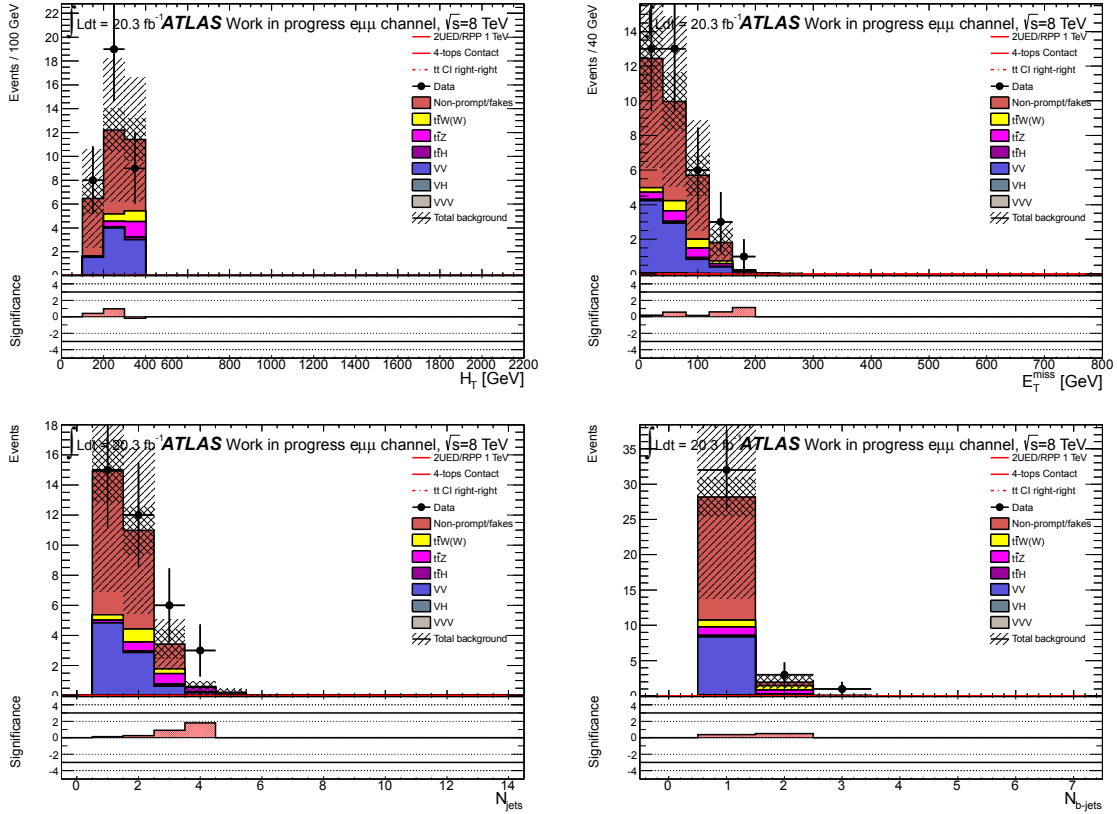


FIG. G.18: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $e\mu\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

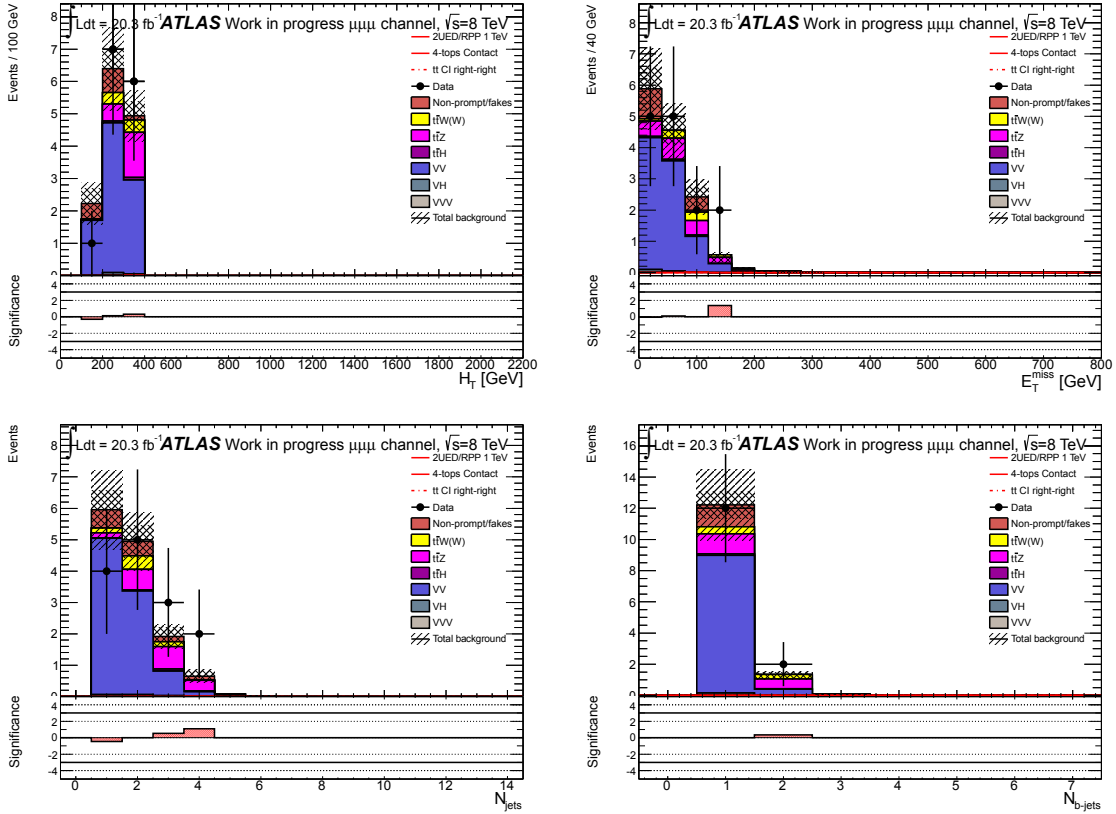


FIG. G.19: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 1b$  dans le canal  $\mu\mu\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

## G.4 Région de contrôle « Bas $H_T + 0b$ »

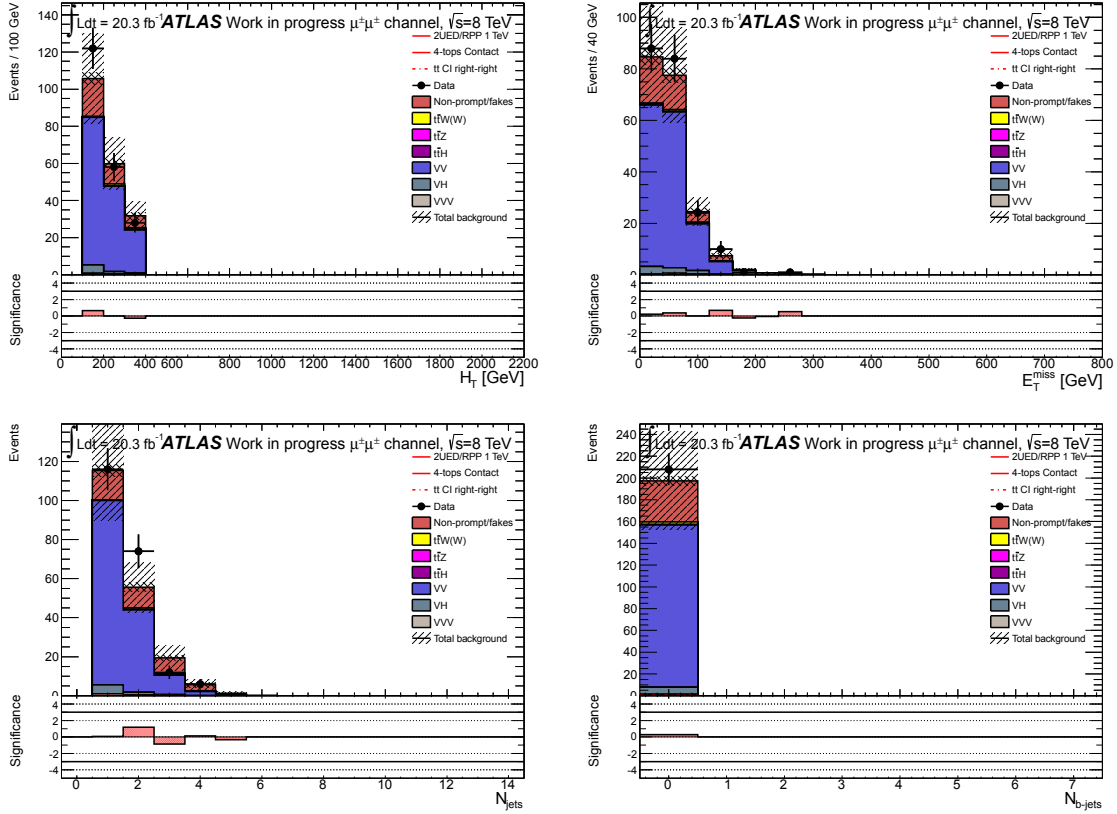


FIG. G.20: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$ ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$ ; en bas à gauche, le nombre de jets; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 0b$  dans le canal  $\mu^\pm\mu^\pm$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

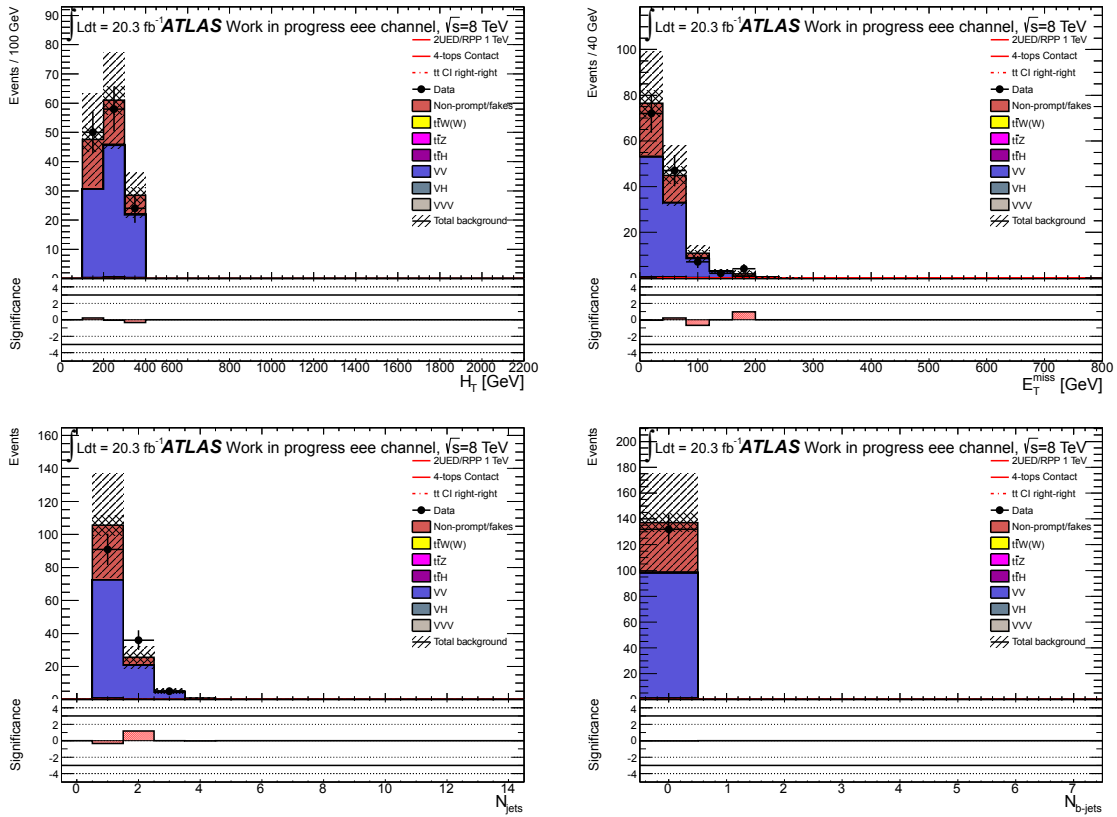


FIG. G.21: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 0b$  dans le canal  $eee$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

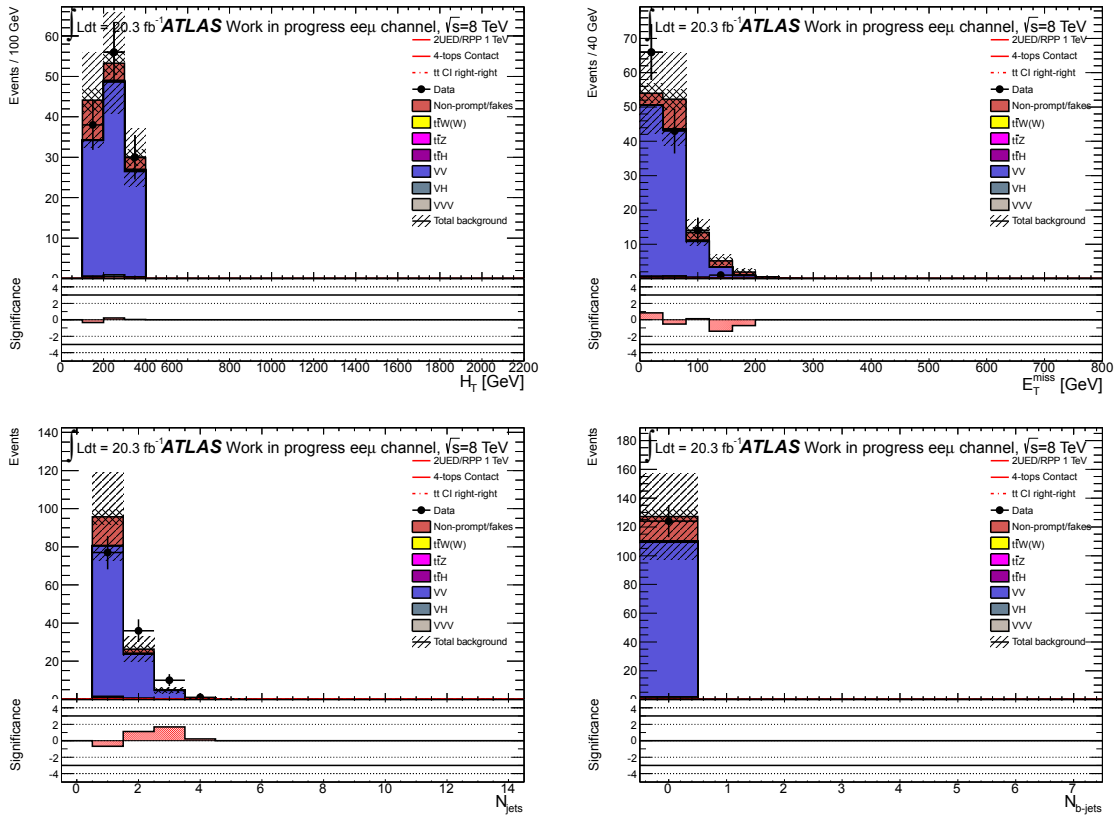


FIG. G.22: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 0b$  dans le canal  $ee\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

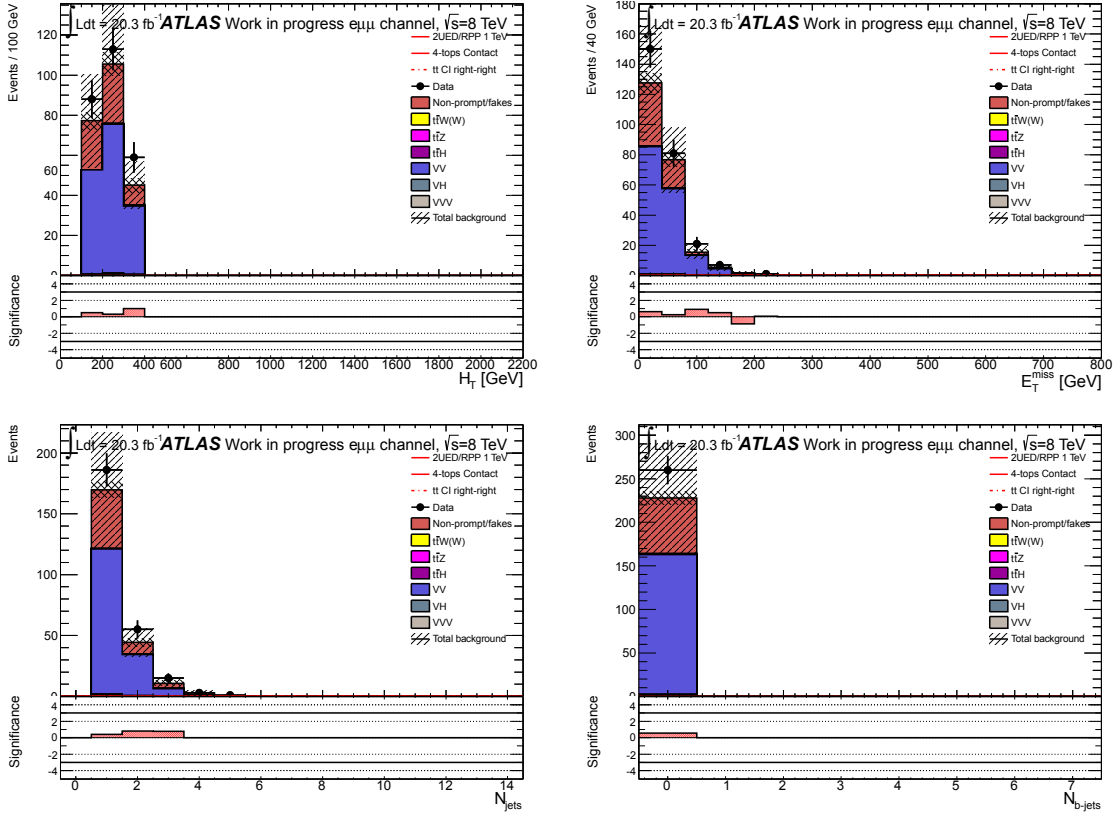


FIG. G.23: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 0b$  dans le canal  $e\mu\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

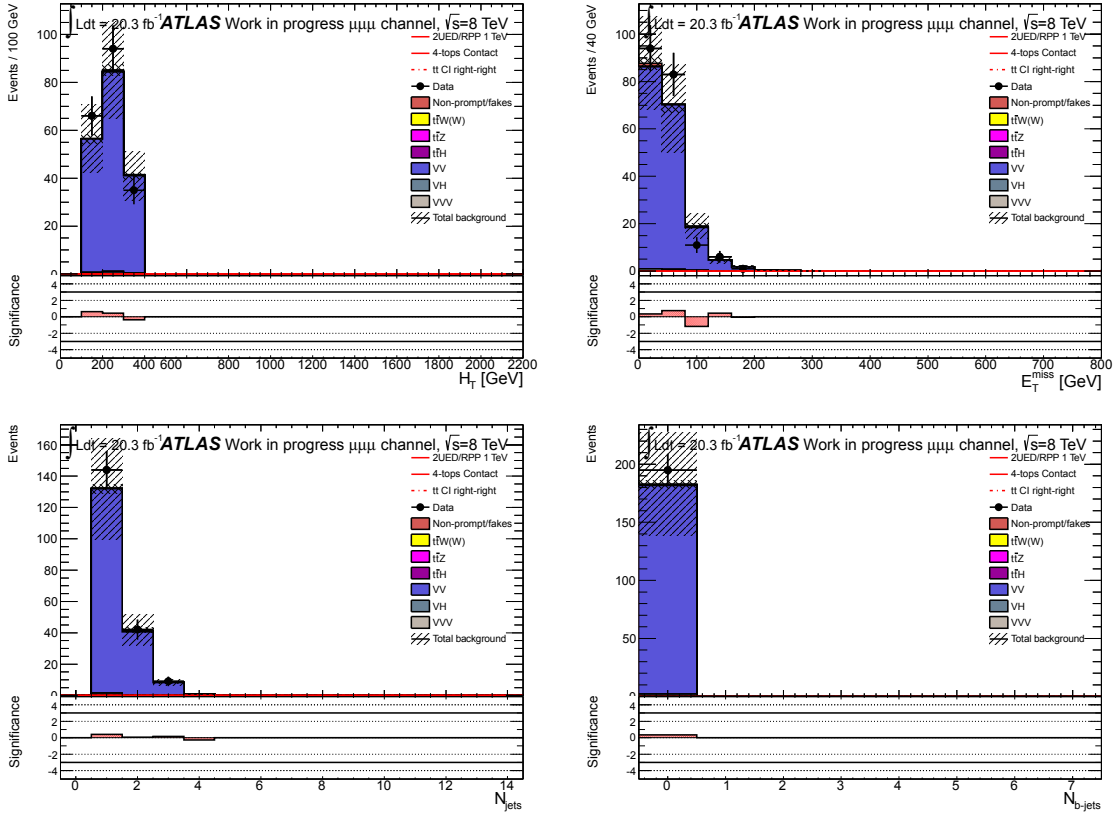


FIG. G.24: Distribution des variables discriminantes (en haut à gauche,  $H_T$  ; en haut à droite,  $E_T^{\text{miss}}$  ; en bas à gauche, le nombre de jets ; en bas à droite le nombre de jets étiquetés  $b$ ) dans la région de bas  $H_T + 0b$  dans le canal  $\mu\mu\mu$ . Le hachurage de haut en bas dans le sens de la lecture correspond aux incertitudes statistiques ; celui de bas en haut aux incertitudes statistiques et systématiques sommées en quadrature. Les seules incertitudes systématiques prises en compte ici pour les bruits de fond Monte Carlo sont celles portant sur la section efficace de production. Des valeurs fixes conservatives sont utilisées pour les incertitudes sur les bruits de fond instrumentaux. (Les figures sont issues de la référence [54], interne à ATLAS.)

## Annexe H

# Distributions de variables cinématiques pour l'analyse de la totalité des données

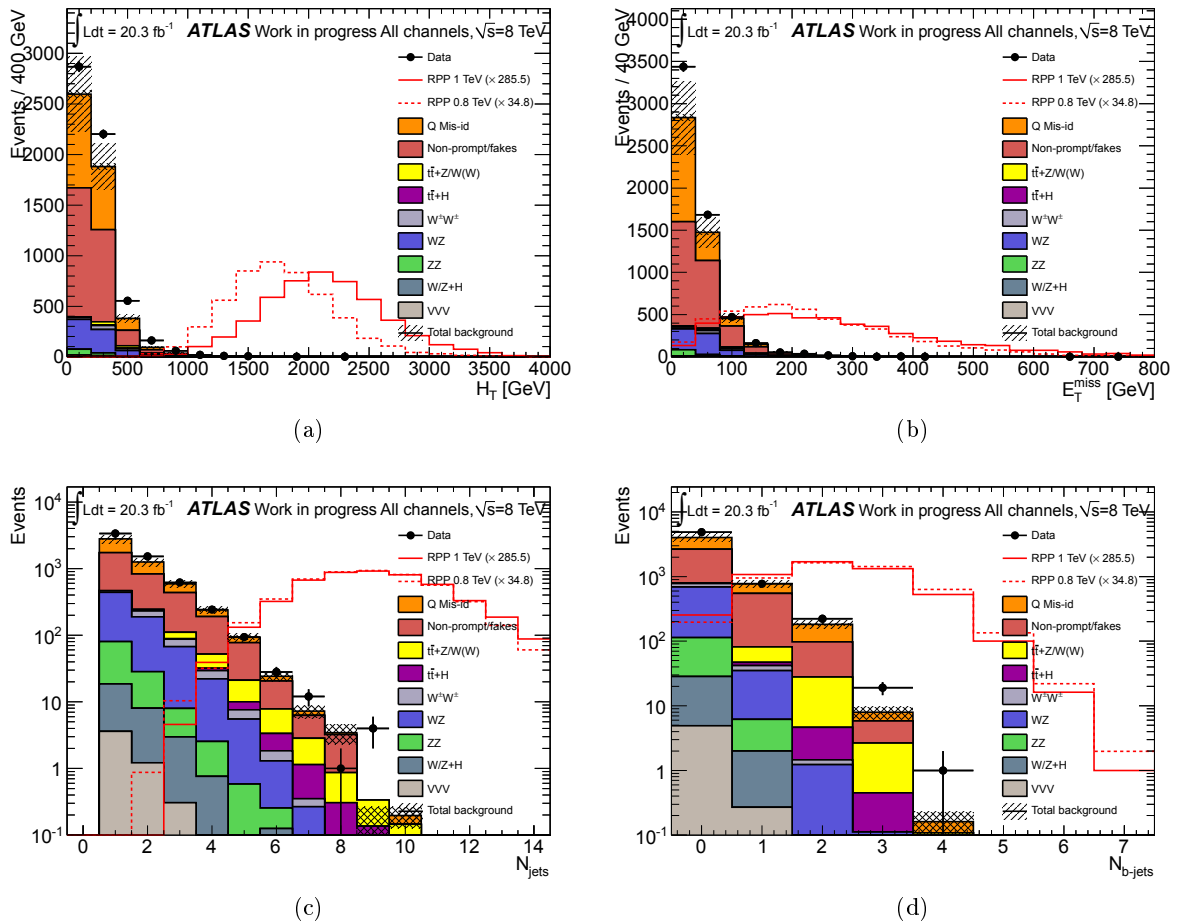


FIG. H.1: Distributions de plusieurs variables après présélection. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) le nombre de jets étiquetés  $b$ . Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{\text{KK}}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).



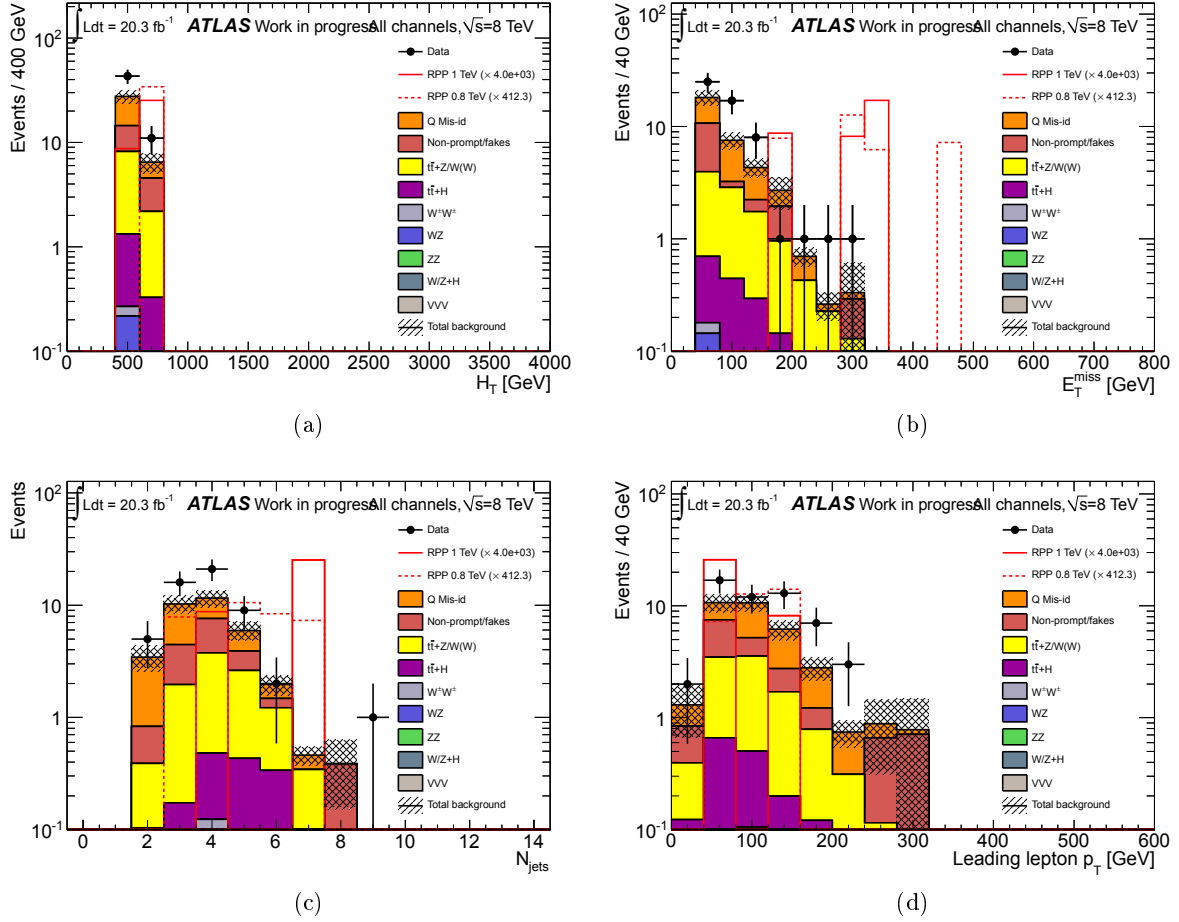


FIG. H.2: Distributions de plusieurs variables dans la région SR4t0. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse. Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{KK}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).

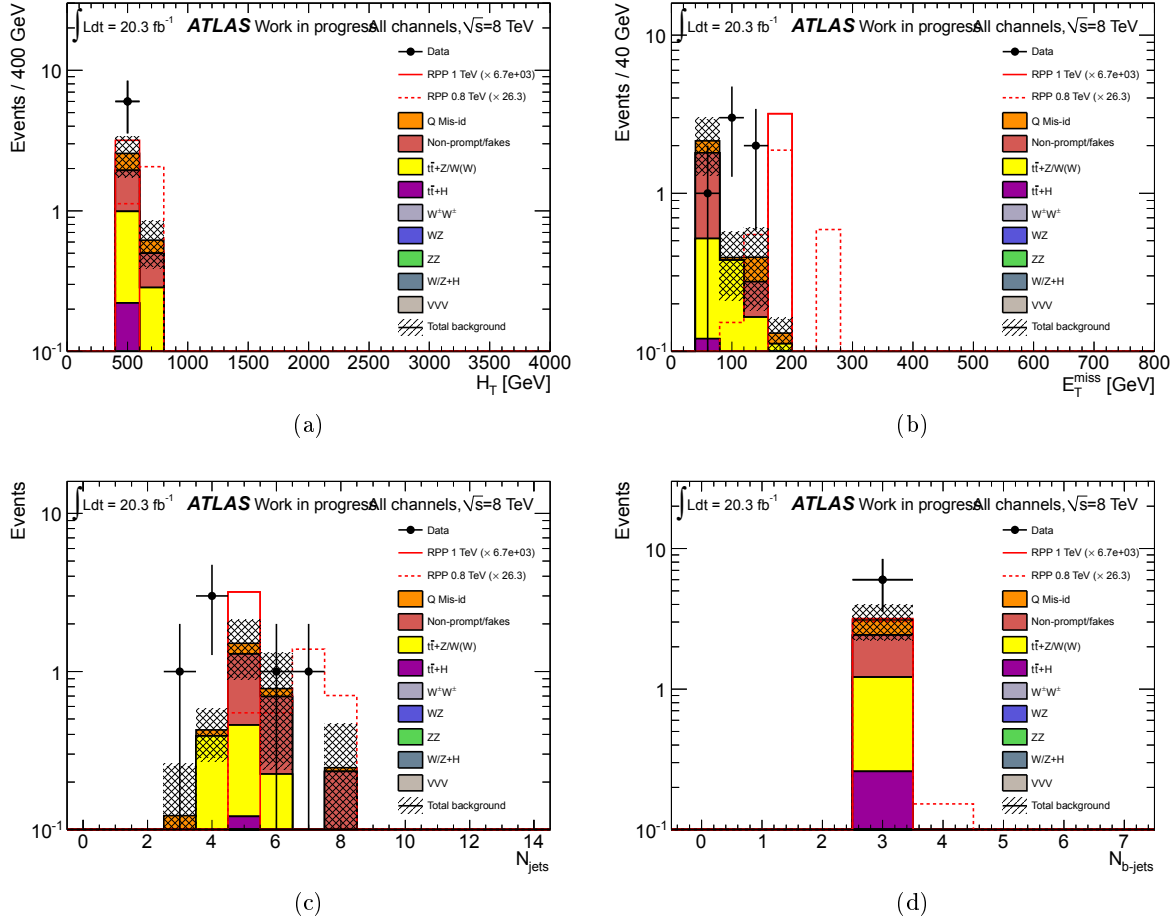


FIG. H.3: Distributions de variables discriminantes dans la région SR4t1. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) le nombre de jets étiquetés  $b$ . Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{KK}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).

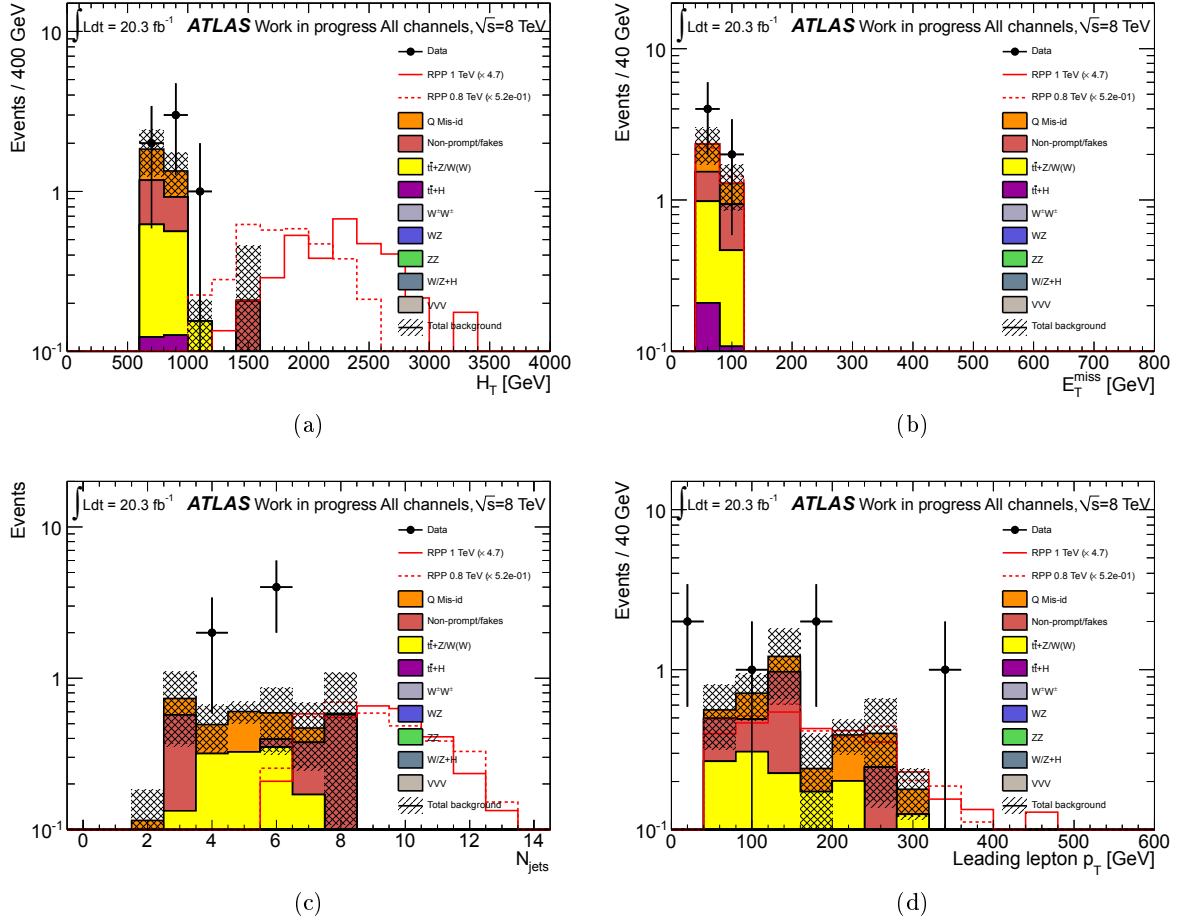


FIG. H.4: Distributions de plusieurs variables dans la région SR4t2. Les variables sont (a)  $H_T$ , (b)  $E_T^{\text{miss}}$ , (c) le nombre de jets et (d) l'impulsion transverse du lepton de plus haute impulsion transverse. Les distributions en fond plein correspondent aux bruits de fond attendus, les points aux données observées et les lignes rouges à un signal issu du modèle 2UED/RPP pour des valeurs de  $m_{KK}$  de 1 TeV (trait plein) et 0,8 TeV (pointillés).

# Bibliographie

- [1] P. Aurenche. The Standard model of particle physics. 1997.
- [2] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38 :090001, 2014.
- [3] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1) :1 – 29, 2012.
- [4] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(arXiv :1207.7235. CMS-HIG-12-028. CERN-PH-EP-2012-220) :30–61. 59 p, Jul 2012.
- [5] F. W. Stecker. The Matter - antimatter asymmetry of the universe. 2002.
- [6] G. Bertone, D. Hooper, et J. Silk. Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints. *Phys.Rept.*, 405 :279–390, 2005.
- [7] E. Komatsu et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophys.J.Suppl.*, 180 :330–376, 2009.
- [8] Y. Ashie et al. Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation. *Phys.Rev.Lett.*, 93 :101801, 2004.
- [9] V. Barger, W.-Y. Keung, et B. Yencho. Triple-Top Signal of New Physics at the LHC. *Phys.Lett.*, B687 :70–74, 2010.
- [10] L. Randall et R. Sundrum. A Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :3370–3373, 1999.
- [11] K. Kumar, T. M. P. Tait, et R. Vega-Morales. Manifestations of Top Compositeness at Colliders. *JHEP*, 0905 :022, 2009.
- [12] C. Degrande, J.-M. Gerard, C. Grojean, F. Maltoni, et G. Servant. Non-resonant New Physics in Top Pair Production at Hadron Colliders. *JHEP*, 1103 :125, 2011.
- [13] T. Plehn et T. M. P. Tait. Seeking Sgluons. *J.Phys.*, G36 :075001, 2009.
- [14] S. Calvet, B. Fuks, P. Gris, et L. Valery. Searching for sgluons in multitop events at a center-of-mass energy of 8 TeV. *JHEP*, 1304 :043, 2013.
- [15] T. G. Rizzo. Pedagogical introduction to extra dimensions. *eConf*, C040802 :L013, 2004.
- [16] G. Cacciapaglia, A. Deandrea, et J. Llodra-Perez. A Dark Matter candidate from Lorentz Invariance in 6D. *JHEP*, 1003 :083, 2010.
- [17] G. Cacciapaglia, R. Chierici, A. Deandrea, et al. Four tops on the real projective plane at LHC. *JHEP*, 1110 :042, 2011.
- [18] A. Arbey, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, et B. Kubik. Dark Matter in a twisted bottle. *JHEP*, 1301 :147, 2013.
- [19] G. Cacciapaglia, A. Deandrea, et J. Llodra-Perez. The Universal Real Projective Plane : LHC phenomenology at one Loop. *JHEP*, 1110 :146, 2011.
- [20] B. Kubik. *Electroweak symmetry breaking in the light of LHC*. Thèse, Université Claude Bernard - Lyon I, October 2012.
- [21] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, et T. Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 1106 :128, 2011.

- [22] L. Evans et P. Bryant. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08001, 2008.
- [23] The CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08004, 2008.
- [24] The LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08005, 2008.
- [25] The ALICE Collaboration. The ALICE experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08002, 2008.
- [26] G. Anders. *Absolute luminosity determination for the ATLAS experiment*. Thèse, Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg, Allemagne, 2013.
- [27] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*, 3(08) :S08003, 2008.
- [28] T. Heim. Status and Performance of the ATLAS Pixel Detector after 3 Years of Operation. Technical Report ATL-INDET-PROC-2013-012, CERN, Genève, Oct 2013.
- [29] R. Alves, D. Calvet, J. Carvalho, et al. ATLAS tile calorimeter LASER calibration system. Technical Report ATL-TILECAL-INT-2010-001, CERN, Genève, Jan 2010.
- [30] Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment. Technical Report CERN-LHCC-2011-012. LHCC-I-020, CERN, Genève, Nov 2011.
- [31] The ATLAS Collaboration. Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment. Technical Report CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023, CERN, Genève, Dec 2012. Draft version for comments.
- [32] D. Boumediene, E. Busato, D. Calvet, et al. Search for exotic same-sign dilepton signatures in  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-086, CERN, Geneva, Jan 2013. Just for approval this backup note as INT note. Analysis already approved for LHCP 2013.
- [33] Search for anomalous production of events with same-sign dileptons and  $b$  jets in  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2013-051, CERN, Genève, May 2013.
- [34] B. Acharya, J. Adelman, S. Adomeit, et al. Object selection and calibration, background estimations and MC samples for the Winter 2013 Top Quark analyses with 2012 data. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-088, CERN, Genève, Jan 2013.
- [35] M. Cacciari, G. P. Salam, et G. Soyez. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [36] Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2011-102, CERN, Genève, Jul 2011.
- [37] P. Meade et M. Reece. BRIDGE : Branching ratio inquiry / decay generated events. 2007.
- [38] T. Sjostrand, S. Mrenna, et P. Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [39] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506 :250–303, 2003.
- [40] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 0902 :007, 2009.
- [41] E. Richter-Was, D. Froidevaux, et L. Poggioli. ATLFAST 2.0 a fast simulation package for ATLAS. Technical Report ATL-PHYS-98-131, CERN, Genève, Nov 1998.
- [42] The Luminosity Group. Preliminary Luminosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  using the ATLAS Detector in 2012. Technical Report ATL-COM-LUM-2012-013, CERN, Genève, Nov 2012.

- [43] J. M. Campbell et R. Ellis.  $t\bar{t}W^\pm$  production and decay at NLO. *Journal of High Energy Physics*, 2012(7), 2012.
- [44] M. Garzelli, A. Kardos, C. Papadopoulos, et Z. Trócsányi.  $t\bar{t}W^\pm + t\bar{t}Z$  hadroproduction at NLO accuracy in QCD with Parton Shower and Hadronization effects. *Journal of High Energy Physics*, 2012(11), 2012.
- [45] P. Anger, B. Axen, T. Dai, et al. Same Sign  $W^\pm W^\pm$  Production and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings. Technical Report ATL-PHYS-INT-2014-035, CERN, Genève, Nov 2014.
- [46] D. Paredes Hernandez. *Search for New Physics in events with 4 top quarks in the ATLAS detector at the LHC*. Theses, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, September 2013. N° DU : 2375, N°EDSF : 758.
- [47] Estimation of non-prompt and fake lepton backgrounds in final states with top quarks produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2014-058, CERN, Genève, Oct 2014.
- [48] G. Choudalakis et D. Casadei. Plotting the differences between data and expectation. *The European Physical Journal Plus*, 127(2), 2012. arXiv :1111.2062v4 [physics.data-an].
- [49] T. Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl.Instrum.Meth.*, A434 :435–443, 1999.
- [50] [www-cdf.fnal.gov/~tjr/mclimit/production/mclimit.html](http://www-cdf.fnal.gov/~tjr/mclimit/production/mclimit.html).
- [51] The ATLAS Collaboration. Analysis of events with  $b$ -jets and a pair of leptons of the same charge in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. 2015. (arXiv : 1504.04605 [hep-ex]).
- [52] Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Genève, Aug 2013.
- [53] L. Valéry. *Recherche de sgluons sans des états finals multitops avec le détecteur ATLAS auprès du LHC à  $\sqrt{s} = 8$  TeV*. Theses, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, June 2014.
- [54] D. Boumediene, E. Busato, D. Calvet, et al. Search for anomalous production of trilepton and same-sign dilepton events associated with  $b$ -jets in  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-1587, CERN, Geneva, Dec 2013.
- [55] T. P. S. Gillam et C. G. Lester. Improving estimates of the number of ‘fake’ leptons and other mis-reconstructed objects in hadron collider events : BoB’s your UNCLE. *JHEP*, 1411 :031, 2014.
- [56] P. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. 2015.
- [57] The ATLAS Collaboration. Search for production of vector-like quark pairs and of four top quarks in the lepton-plus-jets final state in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. 2015. (arXiv : 1505.04306 [hep-ex]).