



HAL
open science

Recherche de sgluons dans des états finals multitops avec le détecteur ATLAS auprès du LHC à $\sqrt{s} = 8$ TeV

Loïc Valéry

► **To cite this version:**

Loïc Valéry. Recherche de sgluons dans des états finals multitops avec le détecteur ATLAS auprès du LHC à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2014. Français. NNT : 2014CLF22470 . tel-01079982

HAL Id: tel-01079982

<https://theses.hal.science/tel-01079982>

Submitted on 4 Nov 2014

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

en vue de l'obtention du grade de

Docteur en Physique

de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand

Spécialité : PHYSIQUE DES PARTICULES

Présentée par

Loïc VALÉRY

Recherche de sgluons dans des états finals multitops avec le détecteur ATLAS auprès du LHC à $\sqrt{s} = 8$ TeV

Soutenue publiquement le 30 juin 2014

devant la commission d'examen constituée de :

<i>Président :</i>	Alain FALVARD	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
<i>Rapporteurs :</i>	Arnaud DUPERRIN	- CNRS (CPPM Marseille)
	Dirk ZERWAS	- CNRS (LAL Orsay)
<i>Examineurs :</i>	Tobias GOLLING	- Yale University
	Ana HENRIQUES	- CERN
	Patrice VERDIER	- CNRS (IPNL Lyon)
<i>Directeurs de thèse :</i>	Samuel CALVET	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
	Philippe GRIS	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)

Remerciements

Au lendemain de la soutenance, l'étape traditionnelle des remerciements s'impose tant les personnes qui m'entourent ont contribué au bon déroulement de cette thèse et ses résultats.

Tout d'abord, je remercie Alain Baldit et Alain Falvard, directeurs du Laboratoire de Physique Corpusculaire pour m'avoir accueilli au sein du LPC et pour leurs soutiens tant dans l'obtention de mon financement de thèse qu'au cours de celle-ci. Merci également à Alain Falvard d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je remercie vivement Dirk Zerwas avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et qui m'a invité à présenter régulièrement au sein du Groupement de Recherche *Terascale*, et Arnaud Duperrin pour avoir tous deux accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, pour leurs commentaires et leur soutien. Toute ma gratitude également à Tobias Golling, Ana Henriques et Patrice Verdier qui ont accepté de participer à mon jury de thèse.

Le travail que j'ai fourni au cours de ces trois années et sa qualité doivent beaucoup à l'encadrement de mes deux directeurs de thèse : Samuel Calvet et Philippe Gris. Outre leurs indéniables qualités sur le plan scientifique, tous deux ont également montré de très grandes qualités humaines, me *boostant* quand ce fut nécessaire. Une mention particulière à Samuel qui a réalisé au quotidien l'encadrement de mon travail. Il fut à chaque instant de ces trois dernières années un encadrant idéal. Toujours disponible et à l'écoute, il a su répondre à toutes mes questions, tant scientifiques, que sur la vie de tous les jours¹. J'espère qu'il continuera à partager sa passion de la physique avec tous ses futurs étudiants.

Faire une thèse dans ATLAS à Clermont-Ferrand, c'est aussi évoluer dans une équipe chaleureuse et profondément humaine. Je remercie Dominique Pallin, responsable de l'équipe pour m'y avoir accueilli dès le stage de M1 et avoir su m'accompagner au cours de mes divers stages et de ces trois dernières années. Merci également à tous les membres (anciens et actuels) de l'équipe pour leur soutien mais également leurs questions et leurs relectures attentives de ce manuscrit. Ainsi, merci à Emmanuel, Djamel, François, Marino, Julien, Manue, Philippe, Frédérique, Dominique, Hongbo, David, Timothée, Dorian, Geoffrey, Sam, Daniela, Diane, Reina, Claudio, Christophe et Fabrice. Un mot particulier pour David qui m'a d'abord accueilli en stage de M1 et qui m'a mené sur le chemin de la Recherche. Il a par ailleurs réussi à me supporter sans faillir dans son bureau pendant trois ans et en particulier au cours des derniers mois : cela relève d'une résistance et d'une patience à toute épreuve !

Ma thèse fut également l'occasion d'échanger avec des physiciens tant théoriciens qu'expérimentateurs. La première partie, réalisée dans un cadre phénoménologique m'a permis de discuter et d'apprendre beaucoup de Benjamin Fuks, que je remercie pour sa patience et sa bonne humeur. Au rang des physiciens expérimentateurs, merci à tous les membres de l'équipe ATLAS de l'Université de l'Arizona pour leur aide dans la recherche d'événements comportant deux leptons de même signe réalisée dans ATLAS. Merci également à l'équipe « résonances $t\bar{t}$ » pour ses nombreuses questions, retours et discussions toujours constructifs.

J'ai également eu la chance d'enseigner au cours de mes trois années de thèse. L'enseignement est une tâche de thèse à part entière dont j'ai pu m'acquitter grâce à l'aide de plusieurs enseignants-chercheurs du laboratoire : Pascal, Philippe, Vincent, Manu, Fabrice et Christophe ainsi que Frédérique. Merci en particulier à elle pour ses nombreux conseils, toujours utiles, et nos discussions sur l'exercice de l'enseignement.

1. Le saviez-vous ? Les pneus de voiture ne comportent pas de chambre à air...

Je dois également avouer que cette thèse n'aurait pas été possible sans mes amis qui ont parfois dû supporter les discussions sur le travail, la fatigue, le stress et le sgluon et pour lesquels je n'ai pas été aussi présent que je l'aurais souhaité ces trois dernières années. Ils ont toujours réussi, par quelques mots à me remonter le moral lorsqu'il baissait, et à me ramener sur Terre lorsque cela s'avérait nécessaire. Merci donc à tous mes amis Lozériens (Mathieu, Martial et David) et aussi à ceux que j'ai connu durant mes études (Hélène, Geoffrey, Thomas, Manue, Pierre-François, Nadir et tous les autres).

Une mention particulière à Manue. Elle fut présente au cours de ces trois dernières années dans les bons et dans les mauvais moments. Même si les *pauses café* étaient parfois fréquentes et/ou longues², Manue n'imagine pas à quel point elle a participé à la qualité de cette thèse *de la muerte*. Merci à toi!

Enfin, je ne pourrais terminer cette étape sans évoquer mes parents dont le soutien indéfectible a contribué à cet accomplissement qu'est une thèse. Malgré mes changements de direction inopinés, ils n'ont eu de cesse de me pousser à me dépasser et m'épanouir dans mes études et mon travail : c'est chose faite grâce à vous ! Je remercie évidemment Julien et Audrey qui m'ont encouragé lorsque j'ai choisi la voie de la Recherche. Leurs témoignages de soutien et d'affection au cours des semaines difficiles de la thèse m'ont énormément aidé. Enfin, merci également à tous les membres de ma famille, pas encore cités jusqu'alors qui ont fait le déplacement pour ma soutenance ou qui n'ont pu se déplacer mais dont les messages de soutien me vont droit au cœur. Merci à tous !

2. Selon les sources, l'adverbe *trop* est parfois à ajouter au préalable.

Table des matières

Introduction	1
I Le Modèle Standard et au-delà : la Nouvelle Physique	3
1 Du Modèle Standard à la Nouvelle Physique : éléments de théorie	5
Introduction	5
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	6
1.1.1 Les particules	6
1.1.2 Les interactions	6
1.1.3 Le quark top	12
1.1.4 Succès et lacunes	16
1.2 Au-delà du Modèle Standard : la Nouvelle Physique	17
1.2.1 La Supersymétrie	17
1.2.2 Théories avec dimensions supplémentaires	21
1.2.3 Autres théories	22
1.2.4 Quark top et Nouvelle Physique	23
Conclusions	23
2 Potentiel de découverte du sgluon dans des états finals multitops	25
Introduction	25
2.1 Modèle effectif simplifié	27
2.2 Objets et simulation	30
2.2.1 Simulation Monte Carlo des événements de signal et de bruits de fond	30
2.2.2 Objets physiques	32
2.3 Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals multitops	36
2.3.1 Recherche dans les états finals contenant au moins deux leptons de même signe	37
2.3.2 Recherche dans les états finals ne contenant qu'un seul lepton	39
2.4 Conclusions et perspectives	47
Conclusions et perspectives	47
II Contexte expérimental	51
3 Contextes expérimental et technologique	53
Introduction	53
3.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC)	54
3.1.1 Chaîne d'accélération	54
3.1.2 Collisions et grandeurs afférentes	56
3.1.3 Évolutions prévues - Calendrier du LHC	56
3.2 L'expérience ATLAS	58
3.2.1 Introduction	58
3.2.2 Systèmes d'aimants	59
3.2.3 Détecteurs internes	60
3.2.4 Le système calorimétrique	62
3.2.5 Spectromètres à muons	66

3.3	Système de déclenchement	67
3.3.1	Le système de déclenchement de Niveau 1	67
3.3.2	Le système de déclenchement de Niveau 2	67
3.3.3	Le filtre d'événements	69
3.4	Évolutions matérielles attendues	69
3.4.1	Évolutions majeures des détecteurs internes	69
3.4.2	Évolutions prévues du système calorimétrique	70
	Conclusions	71
4	Suivi des hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles du détecteur ATLAS	73
	Introduction	73
4.1	Le système de hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles	74
4.1.1	Introduction	74
4.1.2	Gain et stabilité des hautes tensions	76
4.1.3	Principaux comportements problématiques du système	78
4.2	Suivi du système de hautes tensions	79
4.2.1	Base de données DCS (<i>Detector Control System</i>)	79
4.2.2	Détection des canaux avec ΔHV trop important	79
4.2.3	Détection des canaux instables	82
4.3	Comparaison des résultats avec les systèmes d'étalonnage du TileCal	84
4.3.1	Les systèmes LASER et Césium	85
4.3.2	Résolution du gain calculé à partir des hautes tensions	86
4.3.3	Comparaisons entre les systèmes LASER et Césium et les hautes tensions	86
4.4	Comportement du système de hautes tensions au cours de la prise de données en 2012-2013	91
	Conclusions	91
5	Simulation d'événements et définition des objets dans ATLAS	93
	Introduction	93
5.1	Simulation des événements dans l'expérience ATLAS	94
5.1.1	Génération des événements	94
5.1.2	Simulation du détecteur ATLAS	99
5.2	Définitions des objets physiques	99
5.2.1	Généralités	99
5.2.2	Électrons	100
5.2.3	Muons	102
5.2.4	Jets	104
5.2.5	Énergie transverse manquante	107
	Conclusion	107
6	Réjection de l'effet d'empilement :	
	Jet Vertex Fraction	109
	Introduction	110
6.1	JVF : définition et principe	111
6.2	Échantillons de données et de simulation Monte Carlo	113
6.2.1	Echantillon de données	113
6.2.2	Simulation Monte Carlo	113
6.2.3	Appariement à la vérité Monte Carlo	116

6.3	Modélisation de la variable JVF dans les échantillons Monte Carlo	116
6.3.1	Sélection des événements	116
6.3.2	Calcul des efficacités	119
6.4	Calcul de facteurs d'échelle	121
6.5	Incertitudes systématiques associées aux facteurs d'échelle	125
6.5.1	Incertitudes liées à la paramétrisation des facteurs d'échelle	125
6.5.2	Incertitudes systématiques liées à la définition de la région RHS	125
6.5.3	Incertitude liée à la simulation de la fragmentation et de l'hadronisation	126
6.5.4	Combinaison des incertitudes	126
6.5.5	Incertitudes liées aux jets de PU	126
6.6	Application des facteurs d'échelles et de leurs incertitudes aux analyses top	129
6.6.1	Effet des facteurs d'échelle	129
6.6.2	Effet des incertitudes systématiques	129
6.7	Études complémentaires	129
6.7.1	Optimisation de la sélection sur la variable JVF	132
6.7.2	Corrections des efficacités dans les régions RPU et RHS	132
	Conclusions	133

III Recherche de sgluons avec le détecteur ATLAS

139

7 Recherche de sgluons dans les états finals à quatre quarks top dans l'expérience

	ATLAS	141
	Introduction	141
7.1	Généralités	142
7.2	Objets physiques	143
7.3	Échantillons de données et de simulation	145
7.3.1	Échantillon de données	145
7.3.2	Échantillons de signal et de bruits de fond	145
7.4	Extraction des bruits de fond instrumentaux à partir des données	147
7.4.1	Leptons mal-reconstruits/non-prompts	148
7.4.2	Erreur dans la reconstruction du signe des leptons	150
7.4.3	Superposition entre bruits de fond extraits des données	152
7.5	Incertitudes systématiques	152
7.5.1	Incertitudes systématiques liées à la définition et à l'étalonnage des objets	152
7.5.2	Incertitudes liées aux échantillons Monte Carlo	153
7.5.3	Incertitudes liées bruits de fond extraits des données	153
7.6	Présélection des événements	154
7.7	Validation de la modélisation des bruits de fond	154
7.8	Sélection des événements	156
7.8.1	Problématique	156
7.8.2	Calcul de limites	158
7.8.3	Optimisation de la sélection	160
7.9	Résultats	161
	Conclusions	161

8 Recherche du sgluon dans les états finals à quatre quarks top : extension et améliorations de l'analyse	165
Introduction	165
8.1 Redéfinition des objets physiques	166
8.1.1 Problématique	166
8.1.2 Électrons	167
8.1.3 Muons	168
8.2 Extension de l'analyse aux événements contenant plus de deux leptons	170
8.3 Raffinement de l'estimation des bruits de fond	170
8.3.1 Problématique	170
8.3.2 Bruits de fond physiques	170
8.3.3 Leptons mal reconstruits, non-prompts	171
8.4 Présélection des événements	174
8.5 Incertitudes systématiques	175
8.6 Modélisation des bruits de fond	176
8.6.1 Région de contrôle dileptonique	176
8.6.2 Région de contrôle trileptonique	177
8.7 Redéfinition de la région de signal	181
8.7.1 Généralités	181
8.7.2 Optimisation de la sélection	183
8.8 Résultats	187
Conclusions et perspectives	190
Conclusion	191
Annexes	195
A Incertitudes systématiques liées aux facteurs d'échelle	195
A.1 Contaminations	195
A.2 Incertitudes systématiques	195
B Distribution de variables discriminantes	199
C Régions de contrôles pour l'analyse avec le lot partiel de données	203
D Régions de contrôle pour l'analyse réalisée avec l'ensemble des données	207
Bibliographie	213

Introduction

Le monde de l'infiniment petit, des particules élémentaires aux interactions fondamentales, est décrit au sein d'un modèle développé au cours des années 1960 : le Modèle Standard de la physique des particules. Son caractère prédictif n'a jusqu'à cette heure pas été démenti par les observations expérimentales. Plusieurs indices, cependant, laissent à penser qu'il ne peut pas s'agir de la théorie ultime, et de nombreux modèles se proposent d'en corriger les faiblesses en introduisant de nouvelles symétries, particules, interactions ou dimensions. Ces théories sont alors dites de Nouvelle Physique. Parmi celles-ci, la supersymétrie est l'une des plus étudiées et la tentative de sa mise en évidence fait l'objet du présent manuscrit. Les éléments fondamentaux à l'établissement du Modèle Standard ou de ces nouveaux modèles sont décrits dans le Chapitre 1.

Les recherches liées à la confirmation du Modèle Standard ou à la recherche de Nouvelle Physique ont lieu auprès d'accélérateurs-collisionneurs de particules comme le *Large Hadron Collider* (LHC), le plus grand et le plus puissant au monde. Il permet de produire un nombre substantiel de collisions de très haute énergie, autorisant la production de particules jusqu'alors inconnues : le LHC ouvre la voie vers des gammes d'énergie jusqu'alors jamais atteintes et la découverte de Nouvelle Physique.

C'est ici qu'entre en jeu le détecteur polyvalent ATLAS, capable d'observer aussi bien les jets que les leptons et les photons grâce à ses multiples sous-détecteurs et leurs performances, décrits dans le Chapitre 3.

Dans l'environnement hadronique du LHC, de très nombreux jets sont produits, nécessitant, pour leur exploitation dans le cadre des analyses de physique une reconstruction aussi performante que possible. Pour cela, ATLAS s'est doté d'un calorimètre hadronique à tuiles dont le système de régulation des hautes tensions et ses performances sont détaillés dans le Chapitre 4.

Une complication provient de la superposition d'événements issus de collisions concomitantes conduisant à l'apparition d'objets surnuméraires et en particulier de jets. La réduction de cet effet grâce à une variable appelée JVF est étudiée dans le Chapitre 6 qui se concentre sur les mesures de l'efficacité de réjection des jets additionnels, et les corrections quant à la modélisation de cette variable dans la simulation Monte Carlo.

Ce manuscrit s'attache ensuite à décrire la recherche de processus de Nouvelle Physique et se focalise sur le *sghuon*, partenaire scalaire du gluon dans plusieurs modèles de physique au-delà du Modèle Standard comme la supersymétrie. Ses caractéristiques et sa phénoménologie sont d'abord présentées dans le Chapitre 2, ainsi que son potentiel de découverte auprès de détecteurs polyvalents comme ATLAS.

Faisant suite à cette étude préliminaire, une recherche au sein de la collaboration ATLAS est présentée dans le Chapitre 7. Elle s'appuie sur des événements contenant quatre quarks top, et plus spécifiquement sur les états finals présentant deux leptons porteurs de la même charge électrique, topologie rare dans le cadre du Modèle Standard. Le Chapitre 7 présente les résultats préliminaires présentés au cours des conférences d'été 2013 et le Chapitre 8 passe en revue les diverses améliorations envisagées pour l'analyse de l'ensemble des données enregistrées en 2012 par le détecteur ATLAS ainsi qu'une estimation complète de la sensibilité de cette expérience aux signaux de type *sghuon*.

Première partie

Le Modèle Standard et au-delà : la
Nouvelle Physique

Du Modèle Standard à la Nouvelle Physique : éléments de théorie

Sommaire

Introduction	5
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	6
1.1.1 Les particules	6
1.1.2 Les interactions	6
1.1.2.1 L'interaction électromagnétique : électrodynamique quantique	7
1.1.2.2 L'unification électrofaible	8
1.1.2.3 L'interaction forte : chromodynamique quantique	9
1.1.2.4 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs	10
1.1.3 Le quark top	12
1.1.3.1 Production de paires top-antitop au LHC	13
1.1.3.2 Production de quarks top célibataires	14
1.1.3.3 Désintégrations du quark top	15
1.1.4 Succès et lacunes	16
1.2 Au-delà du Modèle Standard : la Nouvelle Physique	17
1.2.1 La Supersymétrie	17
1.2.2 Théories avec dimensions supplémentaires	21
1.2.3 Autres théories	22
1.2.4 Quark top et Nouvelle Physique	23
Conclusions	23

Introduction

Avant d'aborder la recherche de processus de Nouvelle Physique, ce chapitre s'attache à l'étude de la théorie actuelle décrivant les particules et les interactions fondamentales : le Modèle Standard. Il fut développé dans la deuxième partie du XX^e siècle et confirmé maintes fois par l'expérience, jusqu'en 2012 par la découverte d'un boson de Higgs.

La Section 1.1 présente les particules de matière et les interactions prises en compte dans ce modèle, ainsi que quelques unes de ses idées fondatrices. Quelques succès, mais aussi de potentielles lacunes de cette théorie sont exposés dans la Section 1.1.4.

Enfin, la Section 1.2 étudie différentes alternatives au Modèle Standard et s'attarde particulièrement sur un type de modèle utilisé dans les Chapitres 2 et 7, la supersymétrie. Une autre grande classe

de théorie, prédisant l'existence de dimensions supplémentaires, est également présentée, elle montre notamment que le quark top est un outil intéressant pour sonder la physique au delà du Modèle Standard.

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard de la physique des particules est le fruit des recherches de physiciens du monde entier, tant dans les domaines théoriques qu'expérimentaux. S'appuyant sur une théorie quantique des champs et plus particulièrement sur le concept d'invariance de jauge, il comporte deux types de particules : les **particules de matière**, décrites dans le cadre de la statistique de Fermi-Dirac et des **particules d'interaction** (ou de jauge) propageant les différentes interactions fondamentales et qui suivent la statistique de Bose-Einstein. Enfin, un troisième type de particule, appelé boson de Higgs est l'un des constituants essentiels de ce modèle et permet l'acquisition de la masse par certaines des particules précédentes.

1.1.1 Les particules

Le Modèle Standard compte un total de 12 particules élémentaires de matière, chacune associée également à une anti-particule, différente par sa charge électrique mais de mêmes masse et spin. La Table 1.1 montre de façon exhaustive le contenu en particules de matière du Modèle Standard. Elles peuvent être scindées en deux familles : les **quarks**, portant une charge électrique fractionnaire de $\frac{2}{3}$ pour les quarks de type *up* (u , c et t) et de $-\frac{1}{3}$ pour les quarks de type *down* (d , s et b), et les **leptons**, de charge électrique entière : nulle pour les neutrinos et -1 pour les leptons chargés (e^- , μ^- et τ^-). Les quarks et les leptons diffèrent également d'un nombre quantique : la **couleur**, associée uniquement aux quarks et aux bosons vecteurs de l'interaction forte, les gluons. Elle peut prendre trois valeurs (rouge, vert ou bleu) et contraint les quarks à former des états liés, seuls les états neutres de couleur pouvant être observés.

La Table 1.1 montre que les fermions (quarks et leptons) se répartissent en trois familles (ou générations). La première famille constitue la matière ordinaire stable (électron, neutrino électronique, quarks u et d), tandis que les deuxième et troisième générations ne sont observées que dans le cadre d'expériences de physique des hautes énergies, tant auprès d'accélérateurs que dans les rayons cosmiques.

Le Modèle Standard compte également d'autres particules qui, elles, ne constituent pas la matière mais portent les interactions fondamentales.

1.1.2 Les interactions

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs, c'est-à-dire qu'il suit un formalisme regroupant les mondes quantique et relativiste, tous deux nécessaires à la description de l'infiniment petit. Leur union au sein de la mécanique quantique relativiste conduit aux équations de Dirac et de Klein Gordon, mais ne permet de décrire que des systèmes contenant une unique particule, et pouvant engendrer des problèmes de causalité [13]. La théorie des champs permet d'associer à chaque particule un champ $\psi(\vec{x}, t) = \psi(x_\mu)$, où \vec{x} et t sont respectivement le vecteur position et le temps, et x_μ est le quadrivecteur espace-temps. Elle autorise également la description d'un nombre variable de particules à l'aide d'opérateurs de création et/ou d'annihilation.

De plus, le Modèle Standard est basé sur le concept d'invariance de jauge et de symétrie, la relation entre les deux étant montrée par le théorème de Noether [14]. La densité langrangienne décrivant les

Quarks				
Génération	Particule	Masse	Charge électrique	Découverte
Première génération	<i>up</i> u	1.7 - 3.3 MeV	$\frac{2}{3}$	1968 [1]
	<i>down</i> d	4.1 - 5.8 MeV	$-\frac{1}{3}$	1968 [1]
Deuxième génération	<i>charm</i> c	$1.27^{+0.07}_{-0.09}$ GeV	$\frac{2}{3}$	1974 [2]
	<i>strange</i> s	101^{+29}_{-21} MeV	$-\frac{1}{3}$	1968 [1]
Troisième génération	<i>top</i> t	173.34 ± 0.76 GeV [3]	$\frac{2}{3}$	1995 [4]
	<i>bottom</i> b	$4.19^{+0.18}_{-0.06}$ GeV	$-\frac{1}{3}$	1977 [5]

Leptons				
Génération	Particule	Masse	Charge électrique	Découverte
Première génération	Neutrino électronique ν_e	< 2 eV	0	1956 [6]
	Électron e	511 keV	-1	1897 [7]
Deuxième génération	Neutrino muonique ν_μ	< 0.19 MeV	0	1962 [8]
	Muon μ	105 GeV	-1	1936 [9]
Troisième génération	Neutrino tauique ν_τ	< 18.2 MeV	0	2000 [10]
	Tau τ	1.78 GeV	-1	1975 [11]

TABLE 1.1 – Table récapitulative des fermions élémentaires dans le Modèle Standard, leurs symboles, charges électriques, et années de découverte. Sauf mention contraire, les valeurs de masses sont extraites de la Référence [12].

particules élémentaires et leurs interactions doit être invariante sous certaines transformations de symétrie locale, appelée transformations locales de jauge. Une telle invariance provoque l'apparition de nouveaux champs, décrivant les bosons de jauge.

Le Modèle Standard repose sur un groupe de symétrie donné par

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

$SU(3)_C$ correspond au groupe de symétrie lié à l'interaction forte et le produit $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ à l'interaction électrofaible, toutes deux présentées dans les prochains paragraphes.

1.1.2.1 L'interaction électromagnétique : électrodynamique quantique

Il s'agit de l'interaction la plus connue, car étudiée depuis la fin du XIX^e siècle, en particulier par Maxwell [15]. Elle existe entre deux particules chargées, quel que soit leur type (quarks, leptons, bosons), est de portée infinie et son intensité ne dépend que de la charge et de la distance r par rapport à celle-ci.

Un fermion chargé élémentaire libre de masse m , représenté par le champ $\Psi(x)$, est décrit par le lagrangien \mathcal{L} de l'équation 1.1 :

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

dans lequel γ^μ représente les matrices de Dirac. Ce lagrangien est invariant sous une symétrie **globale** $U(1)$ donnée par :

$$\Psi(x) \xrightarrow{U(1)} \Psi'(x) = \exp(-i\theta)\Psi(x) \quad (1.2)$$

dans laquelle θ est une constante arbitraire réelle.

Cependant, lorsque θ dépend de la variable x , la transformation est dite **locale** ou de **jauge**, et le champ et la dérivée deviennent :

$$\begin{aligned} \Psi(x) &\xrightarrow{U(1)} \Psi'(x) = \exp[-i\theta(x)]\Psi(x) \\ \partial_\mu\Psi(x) &\xrightarrow{U(1)} \partial_\mu\Psi'(x) = \exp[-i\theta(x)] [\partial_\mu - i\partial_\mu\theta(x)]\Psi(x) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Aboutissant à un terme violent la symétrie $U(1)$ dans l'expression du lagrangien :

$$\mathcal{L}' = \bar{\Psi}(x)[i\gamma^\mu\partial_\mu - m + \underbrace{\gamma^\mu(\partial_\mu\theta(x))}] \Psi(x) \quad (1.4)$$

Afin d'obtenir un lagrangien invariant sous cette transformation locale, la dérivée doit être redéfinie comme une dérivée covariante D_μ , dont la transformation est donnée par :

$$D_\mu\Psi(x) \rightarrow [D_\mu\Psi(x)]' = \exp[-i\theta(x)]D_\mu\Psi(x) \quad (1.5)$$

avec

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

où A_μ est un nouveau champ, appelé **champ de jauge**, et e un paramètre libre associé à la charge électrique. L'invariance du lagrangien sous la symétrie $U(1)$ est conditionnée au fait que la transformation du champ de jauge suive :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\theta(x) \quad (1.7)$$

Enfin, le champ A_μ est autorisé à se propager par l'introduction d'un terme cinétique donné par :

$$\mathcal{L}_{\text{propagation}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad \text{où} \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.8)$$

En conséquence, le vertex d'interaction entre deux fermions chargés électriquement est régi par le lagrangien de l'équation 1.9.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QED}} &= \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &= \underbrace{\bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x)}_{\text{lagrangien libre}} - \underbrace{\bar{\Psi}eA_\mu\Psi}_{\text{interaction}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{propagation de } A_\mu} \end{aligned} \quad (1.9)$$

L'expression 1.9 montre que les interactions entre les fermions élémentaires chargés sont portées par un boson de jauge A_μ correspondant au photon. Par ailleurs, un terme de masse pour ce dernier est impossible dans cette théorie car il briserait à nouveau la symétrie de jauge $U(1)$.

Ce paragraphe montre qu'une symétrie observée dans la nature permet de contraindre l'expression du lagrangien, et en particulier d'introduire le champ responsable de la propagation de l'interaction : le photon.

1.1.2.2 L'unification électrofaible

L'interaction faible est notamment responsable des réactions nucléaires de type β et, contrairement à l'interaction électromagnétique, n'agit que sur les particules de chiralité¹ gauche. Dans les années

1. Dans le régime ultra-relativiste, la chiralité peut être confondue avec l'hélicité, cette dernière étant définie comme la projection du spin selon l'axe de l'impulsion, soit :

$$\lambda = \frac{\vec{p} \cdot \vec{s}}{|\vec{p}|},$$

où \vec{s} est le spin de la particule et \vec{p} son impulsion.

1960, Glashow, Salam et Weinberg [16, 17] décrivent dans un même formalisme les interactions électromagnétique et faible, conduisant à une unique interaction : **l'interaction électrofaible**.

L'interaction électrofaible, régie par le groupe de symétrie locale $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ engendre la présence de quatre champs de jauge, notés $W^{1,2,3}$ et B . Les premiers sont issus de la symétrie $SU(2)_L$, où l'indice L indique que cette partie de l'interaction n'agit que sur les composantes de chiralité gauche des particules. Le dernier, noté B , est produit du fait de la symétrie $U(1)_Y$ (où Y est l'hypercharge faible) et agit de façon identique sur chacune des deux composantes de chiralité des particules.

La densité lagrangienne décrivant cette interaction est donnée par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\Psi}_L(x)\gamma^\mu \underbrace{\left[\partial_\mu + i\frac{g}{2}Y_L B_\mu + i\frac{g'}{2} \begin{pmatrix} W^3 & W^1 - iW^2 \\ W^1 + iW^2 & -W^3 \end{pmatrix} \right]}_{D_\mu} \Psi_L(x) \\ & + i\bar{\Psi}_R(x)\gamma^\mu \underbrace{\left[\partial_\mu + i\frac{g}{2}Y_R B_\mu \right]}_{D'_\mu} \Psi_R(x) \\ & - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}W_i^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1.10)$$

où g et g' sont les constantes de couplage associées à $U(1)$ et $SU(2)$ respectivement. $B_{\mu\nu}$ et $W_{\mu\nu}$ sont définis comme :

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g'\varepsilon_{ijk}W_\mu^j W_\nu^k \end{aligned} \quad (1.11)$$

où ε_{ijk} est la constante de structure du groupe $SU(2)$.

L'équation 1.10 montre que les bosons W^i n'interagissent qu'avec les composantes de chiralité gauche Ψ_L , et le champ B avec l'ensemble des composantes.

Enfin, les bosons W^\pm correspondent à une combinaison de W^1 et W^2 , tandis que les bosons Z et γ sont un mélange de W^3 et B , l'angle de mélange étant noté θ_W .

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Les bosons W^\pm et Z sont, à ce stade non massifs.

1.1.2.3 L'interaction forte : chromodynamique quantique

L'interaction forte n'existe qu'entre les particules portant une charge de couleur. L'une de ses caractéristiques principales est le confinement des quarks. En effet, ces derniers portent une charge de couleur, et ne peuvent être observés seuls : les états observables étant uniquement neutres de couleur. Expérimentalement, deux états liés sont observés² :

- **Les mésons**, comportant un quark et un anti-quark (comme les pions chargés π^\pm , états liés d'un quark u et d'un anti-quark d),
- **Les baryons**, composés de trois quarks (comme les protons).

La situation théorique est plus complexe dans le cas de la QCD que pour QED. En effet, pour cette dernière, les opérateurs de rotation peuvent commuter avec les différents champs, on parle de

2. Récemment, un troisième état a été observé par l'expérience LHCb [18] et nommé $Z(4430)^-$. Il est constitué de quatre quarks, et représente la première observation d'un tel état.

Bosons de jauge				
Interaction	Particule	Masse	Charge électrique	Découverte
Électromagnétique	photon γ	0	0	
Faible	bosons W	80.385 ± 0.015 GeV [12]	± 1	1983 [19]
	boson Z	91.188 ± 0.002 GeV [12]	0	1983 [20]
Forte	gluons g	0	0	1978 [21]

TABLE 1.2 – Table récapitulative des bosons vecteurs (de spin 1) des interactions fondamentales considérées dans le cadre du Modèle Standard. Les bosons sont présentés avec leurs noms, symboles, masses et années de découverte.

théorie abélienne. Ce n'est pas le cas dans le cadre de la QCD pour laquelle le groupe de symétrie utilisé est le groupe $SU(3)_C$.

Pour un quark de saveur f et de couleur a , décrit par un champ q_f^a , on peut écrire le lagrangien libre (la somme sur les états de couleur a est sous-entendue dans la suite) :

$$\mathcal{L} = \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \quad (1.13)$$

Les mêmes conditions d'invariance invoquées dans le cadre de la QED induisent l'apparition de huit nouveaux champs de jauge (correspondant au nombre de générateurs de la symétrie $SU(3)$, les matrices de Gell-Mann), correspondant aux gluons, et notés G_μ^i (pour le i^e état de couleur). Le lagrangien final est alors donné par :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{QCD}} = & -\frac{1}{4} (\partial^\mu G_\nu^a - \partial^\nu G_\mu^a) (\partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a) + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f \\ & + g_s G_\mu^a \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{\lambda^a}{2} \right)_{\alpha\beta} q_f^\beta \\ & + \frac{g_s}{2} f_{bc}^a (\partial^\mu G_\nu^a - \partial^\nu G_\mu^a) G_\mu^b G_\nu^c - \frac{g_s^2}{4} f^{abc} f_{ade} G_b^\mu G_c^\nu G_\mu^d G_\nu^e \end{aligned} \quad (1.14)$$

La première ligne définit les propagateurs des différents champs (gluons et quarks). La deuxième décrit l'interaction entre les quarks et les gluons, au moyen des matrices de Gell-Mann λ^a et de la constante de couplage fort g_s . Enfin, la dernière ligne montre l'effet du caractère non-abélien de l'algèbre de $SU(3)$, et représente le vertex à trois ou à quatre gluons, f^{abc} étant la constante de structure de l'algèbre.

La Table 1.2 résume le contenu en champs de jauge du Modèle Standard.

1.1.2.4 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs

La difficulté principale de la théorie, à ce stade, est que tous les bosons de jauge sont non-massifs contrairement aux résultats de l'expérience qui montrent que les bosons vecteurs de l'interaction faible ont une masse, contrairement au photon, de masse nulle.

En 1964, le physicien britannique Peter Higgs et les deux théoriciens belges Robert Brout et François Englert proposent à quelques mois d'intervalle une solution possible à ce problème : la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ doit être brisée, tout en maintenant une symétrie $U(1)_{EM}$ conservée [22–24]. Le

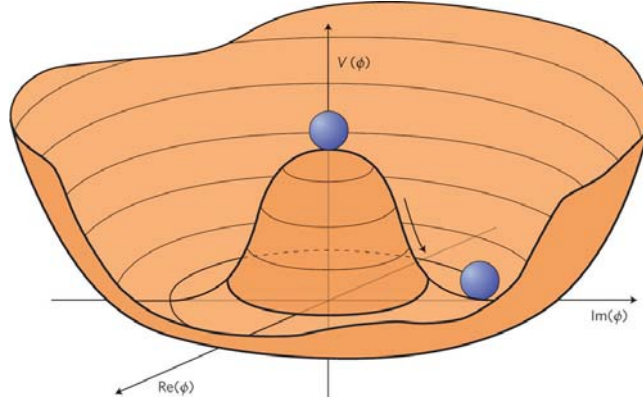


FIGURE 1.1 – Forme du potentiel $V(\Phi_H)$ dans le cas non-trivial où $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$.

mécanisme de cette brisure, appelé mécanisme de Brout-Englert-Higgs nécessite l'introduction d'un nouveau doublet de champs scalaires complexes :

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où

$$\begin{aligned} \Phi^+ &= \frac{\phi_1 + i\phi_2}{\sqrt{2}} \\ \Phi^0 &= \frac{\phi_3 + i\phi_4}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (1.16)$$

avec les champs ϕ_i réels.

Le lagrangien décrivant ce doublet est donné par :

$$\mathcal{L}_{\text{scalaire}} = (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D^\mu \Phi_H) + V(\Phi_H) \quad (1.17)$$

où D_μ est défini dans le Paragraphe 1.1.2.2 et V est le potentiel de Higgs, de la forme :

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi_H^\dagger \Phi_H + \lambda (\Phi_H^\dagger \Phi_H)^2 \quad (1.18)$$

Les configurations dans lesquelles μ^2 est positif conduisent toutes à une solution triviale ($\Phi_H = 0$) pour laquelle les bosons électrofaibles demeurent sans masse. Le potentiel V est représenté (Figure 1.1) pour le cas non-trivial où $\mu^2 < 0$ dans le plan $(\Im(\phi), \Re(\phi))$ où \Im et \Re représentent respectivement les parties imaginaire et réelle du champ Φ_H . Le potentiel prend alors la forme d'un « chapeau mexicain ». Le cas où $\Phi_H = 0$ correspond à un maximum local. Le minimum est atteint pour un nombre infini de combinaisons, toutes conduisant à une valeur v du rayon dans le plan $(\Im(\phi), \Re(\phi))$. v est appelée *valeur attendue dans le vide* (*v.e.v.*) et peut être exprimée comme $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$, soit une valeur numérique de 246 GeV.

Le potentiel ainsi que le lagrangien demeurent invariants sous la symétrie de jauge $SU(2) \otimes U(1)$. Cependant, la valeur dans le vide du champ la brise en prenant une valeur particulière telle que :

$$\Phi_H^0 = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

On parle de brisure *spontanée* de la symétrie.

Les fluctuations du champ autour de son minimum modifient l'expression de Φ de deux façons :

- Une variation de phase de la forme $\exp(i\eta_j)$ où les champs η_j sont les bosons de Goldstone, de masse nulle ;
- Une fluctuation radiale $v \rightarrow v + H$ où H est un champ scalaire correspondant au boson dit *de Higgs*.

soit,

$$\Phi_H = \frac{e^{\eta_a(x)\tau^a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où τ^a (avec $a = 1, 2, 3$) sont les générateurs du groupe $SU(2)$. Les degrés de liberté représentés par les bosons de Goldstone sont absorbés comme modes longitudinaux des bosons de jauge W^\pm et Z . Le champ scalaire H , lui, correspond au boson de Higgs.

L'introduction de l'expression 1.20 dans le lagrangien de l'équation 1.17 permet alors de faire apparaître des termes identifiables à des masses pour les bosons W^\pm et Z et de maintenir une masse nulle pour le photon.

$$\begin{aligned} m_W &= \frac{1}{2}vg' \\ m_Z &= \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.21)$$

L'existence du boson de Higgs permet également l'acquisition d'une masse pour les fermions. Pour cela, on considère une interaction entre le champ de Higgs et les fermions, appelée **interaction de Yukawa**. Ils acquièrent alors une masse proportionnelle à v et au couplage entre le fermion et le boson de Higgs, appelé **couplage de Yukawa**.

Un premier pas vers la validation expérimentale de ce mécanisme fut annoncé le 4 juillet 2012 par la découverte d'une particule ayant des caractéristiques similaires au boson de Higgs. Ce jour-là, les expériences ATLAS et CMS présentent [25, 26] la découverte d'un boson scalaire d'environ 125 GeV et pouvant être le boson de Higgs après près de 60 ans de recherche par l'ensemble des expériences de physique des particules et en particulier dans le cadre de LEP et du Tevatron.

Les études actuelles s'attachent maintenant à l'étude des propriétés de cette nouvelle particule et en particulier de son spin, sa masse et ses rapports de branchement. Elles montrent une évidence de son caractère scalaire [27, 28] et des couplages compatibles avec le Modèle Standard [29]. La masse du boson de Higgs, déterminée par l'expérience ATLAS [30] dans les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^*$ est à l'heure actuelle mesurée à :

$$m_H = 125.5 \pm 0.2 \text{ (stat)}_{-0.6}^{+0.5} \text{ (syst) GeV} \quad (1.22)$$

1.1.3 Le quark top

Tant dans le Modèle Standard que dans les théories de Nouvelle Physique, le quark top joue un rôle privilégié, du fait, notamment, de son couplage de Yukawa très élevé (proche de l'unité). Cette section donne les informations générales quant à ses modes de production privilégiés, ainsi qu'à ses modes de désintégration.

Il fut découvert par les expériences CDF et DØ auprès du Tevatron en 1995 grâce à des collisions proton-antiproton à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 1.8 TeV [4]. Il s'agit de la particule de masse la plus élevée du Modèle Standard. De nombreuses expériences déterminent cette propriété, comme les expériences ATLAS et CMS auprès du LHC et les expériences DØ et CDF au

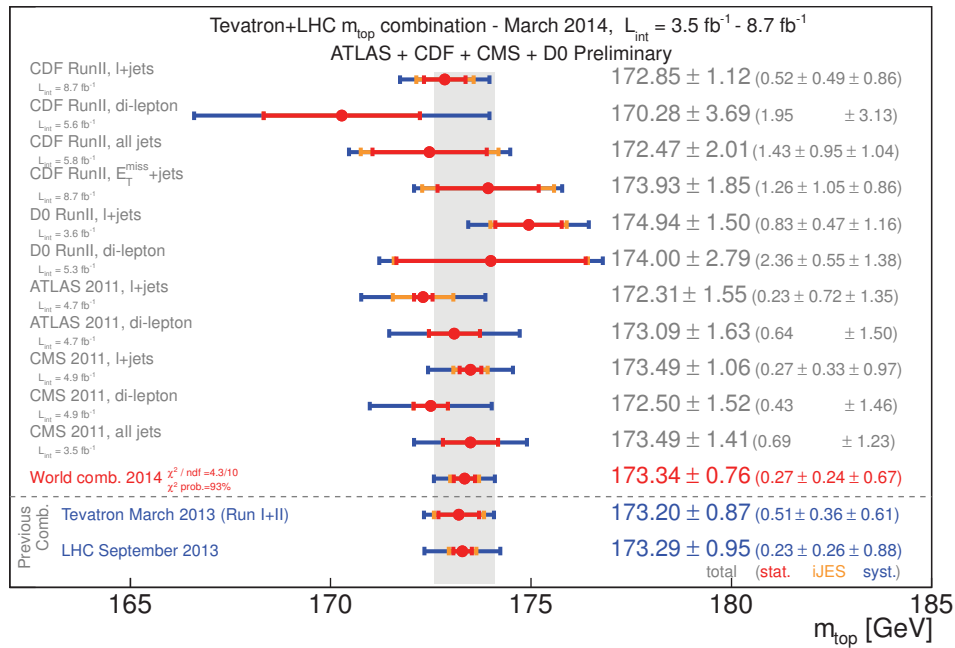


FIGURE 1.2 – Résultats des mesures de masses réalisées par les expériences ATLAS, CMS, DØ et CDF dans plusieurs canaux de désintégration du quark top. La première combinaison mondiale de cette mesure est également présentée [3].

Tevatron jusqu'à la fin des années 2010. La Figure 1.2 présente la combinaison des résultats de ces mesures avec l'ensemble des données 2011 (avec $\sqrt{s} = 7$ TeV) du LHC et l'ensemble des résultats du Tevatron.

La masse du quark top mesurée (Figure 1.2) conduit à une valeur de $m_{\text{top}} = (173.34 \pm 0.76)$ GeV.

Divers processus du Modèle Standard engendrent la production de paires $t\bar{t}$, ou de quarks top célibataires.

1.1.3.1 Production de paires top-antitop au LHC

Les modes de production de paires $t\bar{t}$ au premier ordre du développement perturbatif (noté LO par la suite) sont présentés sur la Figure 1.3. Au LHC, où se produisent des collisions proton-proton à une énergie de 8 TeV, l'annihilation quark anti-quark est défavorisée et représente moins de 20 % des processus de production (du fait de la présence exclusive de quarks de valence dans les protons et non d'antiquarks), le reste étant essentiellement la fusion de gluons [31]. De plus, d'autres processus peuvent être pris en compte lorsque le troisième ordre des développements perturbatifs est utilisé (NNLO par la suite). La section efficace alors obtenue est de 253^{+13}_{-15} pb pour une énergie dans le centre de masse de 8 TeV [32]. Cette valeur a également été mesurée expérimentalement [32, 33].

Cette production étant réalisée *via* des processus de QCD, elle est fortement favorisée devant la production électrofaible de quarks top célibataires présentée dans le paragraphe suivant.

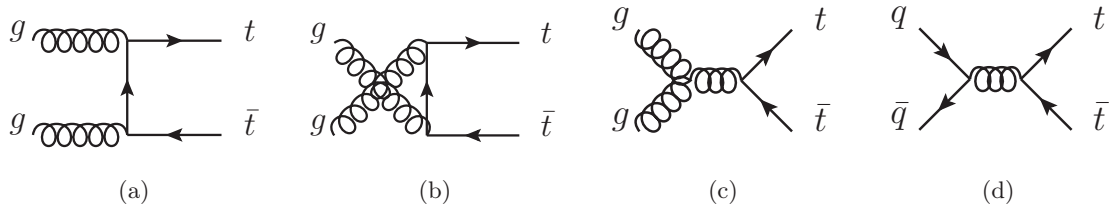


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Feynman des processus de production LO de paires de quarks top-antitop au LHC : (a), (b), (c) par fusion de gluons et (d) par annihilation quark-antiquark.

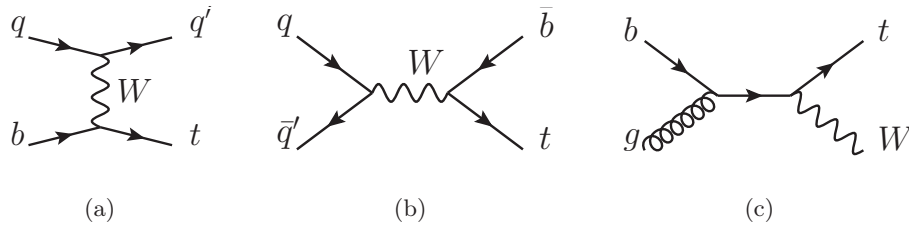


FIGURE 1.4 – Diagrammes de Feynman de production LO d'un quark top célibataire : en voie t (a), voie s (b) et tW (c).

1.1.3.2 Production de quarks top célibataires

La Figure 1.4 présente les diagrammes de Feynman de production LO de quark top célibataire, mise en évidence pour la première fois au Tevatron [34] pour les voies t et s , et au LHC pour la voie tW [35, 36]. Les sections efficaces mentionnées sont calculées pour le LHC et à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

Il existe trois grands modes de production électrofaible de quarks top célibataires :

- la voie t , consistant à l'échange d'un boson W de type *espace* obtenu par la diffusion d'un quark b (Figure 1.4(a)). La section efficace de production dans ce canal, prenant en compte jusqu'au troisième ordre des développements perturbatifs est de $87.2^{+3.4}_{-2.5}$ pb [37, 38], confirmée par les expériences ATLAS et CMS [39].
- la voie s est présentée sur le diagramme de la Figure 1.4(b). Il s'agit de l'annihilation d'un quark et d'un anti-quark de la même famille ($u\bar{d}$ par exemple), conduisant à la production d'un boson W de type *temps*, ce dernier produisant une paire $t\bar{b}$. La section efficace de ce processus est de 5.55 ± 0.22 pb [38].
- enfin, la voie tW produit un quark top célibataire en association avec un boson W , et la section efficace de production de 22.2 ± 0.8 pb [38].

Les résultats de la collaboration ATLAS dans la mesure de la section efficace de ces trois processus sont présentés sur la Figure 1.5.

En conséquence, tous processus confondus, la section efficace de production d'événements impliquant un ou deux quarks tops est d'environ 370 pb. Compte-tenu de la luminosité enregistrée en 2012 (environ 20 fb^{-1}), plus de 7 millions d'événements top ont été produits cette année là, et étudiés selon les canaux de désintégration, présentés dans la suite.

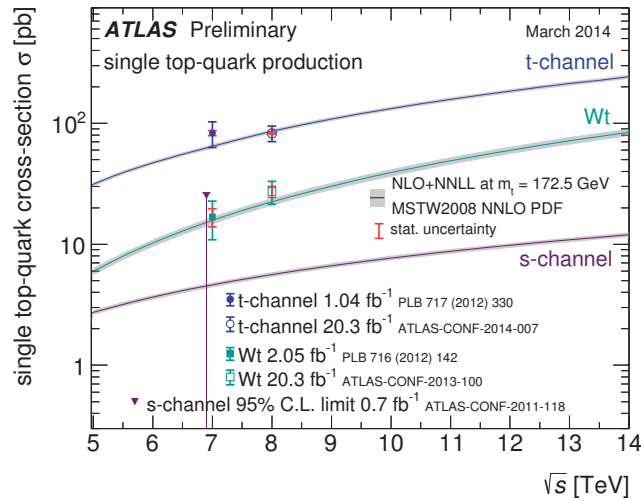


FIGURE 1.5 – Évolution de la section efficace théorique (lignes continues) et des mesures réalisées par la collaboration ATLAS en fonction de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse pour la production de quarks top célibataires. Elle montre un bon accord entre les prédictions et les mesures. Le point correspondant à la voie s correspond à une limite supérieure à 95 % de confiance sur la section efficace de ce processus, ce dernier n'étant pas observable à l'heure actuelle au LHC.

Désintégration	Canal	Rapport de branchement
Leptonique	$W \rightarrow e\nu$	$(10.75 \pm 0.13) \%$
	$W \rightarrow \mu\nu$	$(10.57 \pm 0.15) \%$
	$W \rightarrow \tau\nu$	$(11.25 \pm 0.20) \%$
Hadronique	$W \rightarrow q\bar{q}'$	$(67.60 \pm 0.27) \%$

TABLE 1.3 – Rapports de branchement des bosons W dans les canaux hadroniques et leptoniques [12]. Le lepton τ peut lui-même se désintégrer hadroniquement (65 %), ou leptoniquement ($\tau^- \rightarrow \bar{\nu}_\tau e^- \bar{\nu}_e$: 17 % et $\tau^- \rightarrow \bar{\nu}_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$: 18 %).

1.1.3.3 Désintégrations du quark top

Le temps de vie extrêmement faible du quark top ($\approx 10^{-25}$ s [31]) est plus petit que le temps d'hadronisation ($\approx 10^{-24}$ s) : le quark top se désintègre avant son hadronisation. Cette désintégration est quasi-exclusivement réalisée selon $t \rightarrow Wb$: l'état final ne dépend donc que de la désintégration du boson W .

Ce dernier se désintègre dans le tiers des cas en un lepton chargé (électron, muon ou lepton tau) et un neutrino ($W \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$), et dans le deux tiers restants en une paire de quarks ($W \rightarrow q\bar{q}'$). Les rapports de branchement des différents canaux de désintégrations sont présentés dans la Table 1.3.

Par la suite, on caractérisera deux types de désintégrations du quark top :

- **hadronique** lorsque le boson W se désintègre hadroniquement,
- **semi-leptonique** lorsque le boson W se désintègre leptoniquement.

Les Chapitres 2 et 7 utiliseront l'ensemble de ces possibles désintégrations dans le cadre de recherche de Nouvelle Physique à l'aide de quarks top.

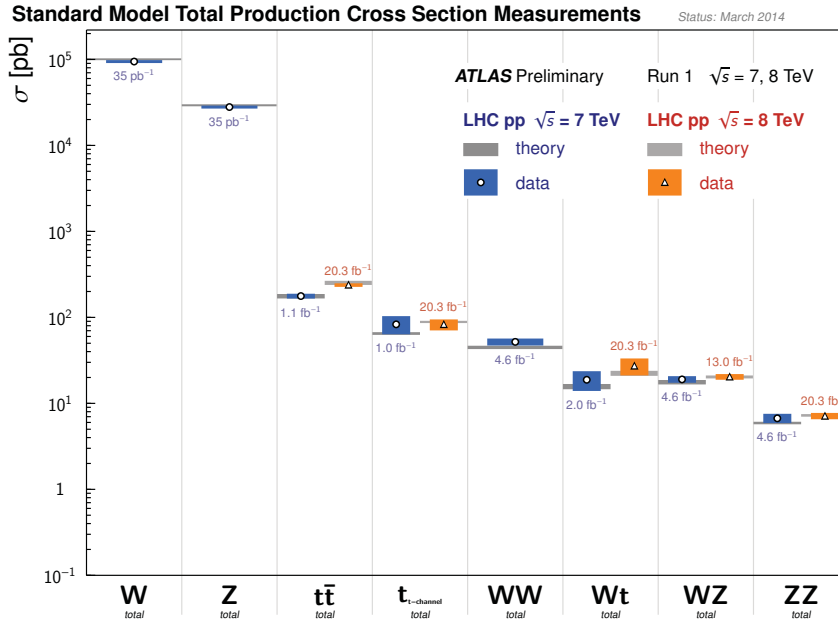


FIGURE 1.6 – Comparaison entre les sections efficaces théoriques de certains processus du Modèle Standard (production de bosons de jauge, de quarks top célibataires, de paires $t\bar{t}$), et valeurs des sections efficaces mesurées par l’expérience ATLAS à l’aide des données enregistrées au cours des années 2011 et 2012. Les barres d’erreur noires représentent les incertitudes statistiques uniquement, tandis que les barres d’erreur colorées correspondent à l’incertitude totale, prenant en compte les incertitudes systématiques et de luminosité [40].

1.1.4 Succès et lacunes

Le Modèle Standard a montré une très grande robustesse et un caractère prédictif très souvent confirmé par l’expérience. Par exemple, l’existence des bosons W et Z fut postulée avant leur découverte expérimentale en 1983 [19, 20] de même que pour le boson de Higgs. De plus, les sections efficaces de divers processus, tels que la production de paires top-antitop ou de bosons de jauge sont mesurées expérimentalement et sont compatibles avec les attentes du Modèle Standard (Figure 1.6).

Néanmoins, plusieurs indications laissent à penser que le Modèle Standard pourrait n’être qu’une théorie effective à basse énergie.

La première limitation, théorique, concerne la **gravitation**. Cette interaction est la seule des quatre interactions fondamentales non-comprise dans le Modèle Standard. Elle demeure négligeable lorsque l’échelle d’énergie considérée est de l’ordre de l’échelle électrofaible (≈ 100 GeV). Cependant, à l’échelle de Planck ($\Lambda_p \approx 10^{19}$ GeV), elle doit être prise en compte : le Modèle Standard n’est donc pas une théorie valide à cette échelle d’énergie. La différence entre les deux échelles d’énergie (échelle de Planck et échelle électrofaible) constitue l’une des difficultés du Modèle Standard, appelée **problème de hiérarchie**.

La masse nue du boson de Higgs, notée m_0 n’est pas la masse à laquelle ce dernier peut être détecté, notée m . Cette dernière est le résultat de la prise en compte de corrections radiatives. Par exemple, une boucle de fermions peut conduire à une correction donnée, au premier ordre par l’équation 1.23 [41].

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda_c^2 + \dots \quad (1.23)$$

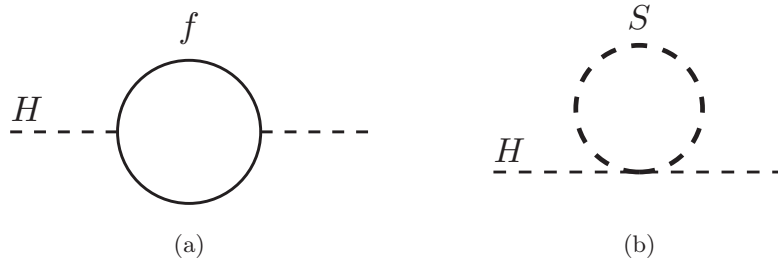


FIGURE 1.7 – Corrections radiatives à la masse du boson de Higgs par la prise en compte de boucles fermioniques (a) et de scalaire (b).

dans laquelle λ_f est le couplage de Yukawa du fermion f et Λ_c l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le Modèle Standard est supposé valide. Des termes quadratiques et d'ordres supérieurs apparaissent conduisant naturellement à une masse attendue du boson de Higgs importante. Cependant, les contraintes expérimentales et la récente découverte du boson de Higgs montrent que cette masse doit être faible : les divergences quadratiques doivent être compensées par m_0 . En réalité l'ajustement des variables m_0 et λ doit être réalisé jusqu'à la 32^{ème} décimale ! C'est le **problème de naturalité**.

La particule présentant le couplage de Yukawa le plus élevé est le quark top, pour lequel sa valeur est de l'ordre de 1 : il se révèle être donc le fermion conduisant aux corrections radiatives les plus importantes.

D'autres exemples, tel que le nombre inexplicé de familles (générations) de fermions, la non-prédiction de la matière noire (dont la présence est par exemple confirmée par les observations relatives aux rotations des galaxies [42]), l'addition *ad-hoc* du mécanisme BEH peuvent également constituer des faiblesses du Modèle Standard.

1.2 Au-delà du Modèle Standard : la Nouvelle Physique

Un grand nombre de théories se proposent de remédier aux difficultés du Modèle Standard, et prédisent pour la plupart l'existence de nouvelles particules jamais observées à ce jour : ce sont les théories dites de Nouvelle Physique. Plusieurs d'entre elles sont explorées au cours de ce manuscrit et sont brièvement présentées au cours de cette partie.

La supersymétrie est l'une des alternatives les plus intéressantes au Modèle Standard et est la théorie la plus testée dans les expériences généralistes comme ATLAS. La Section 1.2.1 présente ses idées fondatrices et l'état des recherches actuelles dans le cadre des modèles de référence. D'autres théories s'appuyant sur l'existence de dimensions supplémentaires sont introduites dans la Section 1.2.2.

1.2.1 La Supersymétrie

Les modèles supersymétriques s'appuient sur l'existence d'opérateurs associant à tout fermion du Modèle Standard un boson et *vice versa*, ce qui permet de résoudre le problème de naturalité. En effet, au deuxième ordre, la correction liée à une boucle de fermions (Figure 1.7(a)) est donnée par :

$$m^2 = m_0^2 - \frac{\lambda_f^2}{8\pi^2} \Lambda_c^2 - \frac{3m_f^2}{8} \ln \left(\frac{\Lambda_c}{m_f} \right) \dots \quad (1.24)$$

et la contribution d'une boucle de scalaire (Figure 1.7(b)) est donnée par l'équation :

$$m^2 = m_0^2 + \frac{\lambda_s^2}{16\pi^2} \Lambda_c^2 - \frac{m_s^2}{8} \ln \left(\frac{\Lambda_c}{m_s} \right) \dots \quad (1.25)$$

Dans ces équations λ_f est le couplage de Yukawa du fermion f du fermion de masse m_f . De même, le couplage entre le scalaire s de masse m_s et le boson de Higgs est notée λ_s .

Il apparaît donc que les divergences quadratiques peuvent être supprimées si, à chaque fermion du Modèle Standard sont associés deux superpartenaires scalaires présentant les mêmes couplages que lui ($\lambda_s = \lambda_f$), et étant de même masse. Seules des divergences logarithmiques subsistent, et demeurent faibles si les différences de masse entre les particules du Modèle Standard et leurs superpartenaires sont faibles (typiquement de l'ordre du TeV). Si la supersymétrie est exacte, les superpartenaires doivent avoir des masses identiques, mais cette hypothèse est contredite par les observations expérimentales : la supersymétrie est brisée. La brisure doit être *douce*, évitant l'introduction de nouveaux termes divergeant quadratiquement. Son mécanisme est à l'heure actuelle inconnu.

Les fermions du Modèle Standard et leurs superpartenaires scalaires sont compris dans un ensemble, appelé supermultiplet *chiral*. Ce dernier contient le spineur du fermion et les deux champs scalaires réels partenaires. Ces champs se mélangent et conduisent à un champ scalaire complexe, correspondant au superpartenaire, appelé *sfermion*. De la même façon, les bosons vecteurs peuvent être trouvés au sein de supermultiplets dits *vecteurs*, avec leur superpartenaire fermionique, appelé *jaugino*. Par exemple, le gluon de spin 1 se voit associé le gluino de spin $\frac{1}{2}$. Dans chacun de ces supermultiplets, les nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique sont identiques ($n_B = n_F = 2$).

Les contraintes expérimentales ont nécessité l'introduction d'un nouveau nombre quantique, multiplicatif, appelé parité R . En effet, le MSSM (Modèle Standard Supersymétrique Minimal) pourrait conduire à un temps de vie du proton bien plus faible que la contrainte expérimentale actuelle ($> 10^{32}$ ans [12]), par le biais de la violation des nombres baryonique B et leptonique L . La conservation de la parité R , définie dans l'équation 1.26 (dans laquelle s est le spin de la particule) au cours des processus physiques permet de supprimer de tels effets.

$$R = (-1)^{3(B-L)+2s} \quad (1.26)$$

R prend alors la valeur de +1 pour les particules du Modèle Standard, et de -1 pour les particules supersymétriques. La conservation de la parité R conduit à plusieurs conséquences phénoménologiques majeures quant aux modèles supersymétriques. Tout d'abord, la production célibataire de particules supersymétriques est impossible (la parité dans l'état initial étant de +1, il doit en être de même dans l'état final) et la désintégration à deux corps d'une particule supersymétrique doit comprendre une particule de parité $R = -1$ et une particule du Modèle Standard. En conséquence, la particule supersymétrique la plus légère (appelée LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*) est stable, et fournit naturellement un bon candidat pour décrire la matière noire.

En dépit du fait que cette théorie résolve une partie des difficultés du Modèle Standard, certaines de ses incarnations peuvent être en contradiction avec les observations expérimentales. Par exemple, le MSSM peut permettre une violation de la symétrie CP plus importante que les contraintes expérimentales [43]. Aussi, des extensions supersymétriques, telles que les modèles hybrides $N = 1/N = 2$ (où N est le nombre de générateurs de supersymétrie) ou les modèles avec symétrie continue R (généralisation continue de la parité R) proposent une solution à ces difficultés. Ils seront présentés en particulier dans le Chapitre 2.

Comme cela fut mentionné plus tôt, la supersymétrie fait l'objet d'un grand nombre de recherches auprès des collisionneurs, tant elle peut conduire à une multitude d'états finals : grande multiplicité d'objets physiques (électrons, muons, photons, jets), ou bien souvent à une énergie transverse

manquante³ importante. L'ensemble des résultats des recherches réalisées dans l'expérience ATLAS est présenté sur la Figure 1.8. Cette dernière classe les contraintes expérimentales selon le type de particules recherché. Par exemple la recherche de **superpartenaires des quarks de troisième génération** (*stop* et *sbottom*) conduit à des contraintes expérimentales qui excluent leur existence pour des masses situées entre 300 et 600 GeV pour la plupart des états finals considérés. Des **modèles simplifiés** permettent de réaliser une recherche inclusive et de faire varier l'ensemble de leurs paramètres. Dans ce cadre, les masses des gluinos sont contraintes à être supérieures au TeV.

3. Correspondant à la quantité de mouvement nécessaire dans le plan transverse afin d'y obtenir un bilan total nul.

ATLAS Preliminary

$$\int \mathcal{L} dt = (4.6 - 22.9) \text{ fb}^{-1} \quad \sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$$

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: Moriond 2014

Model	e, μ, τ, γ	Jets	E_T^{miss}	$\int \mathcal{L} dt [\text{fb}^{-1}]$	Mass limit	Reference
Inclusive Searches	MSUGRA/GMSM	0	Yes	20.3	g, \tilde{g}	ATLAS-CONF-2013-047
	MSUGRA/GMSM	1 e, μ	Yes	20.3	any $m(\tilde{g})$	ATLAS-CONF-2013-062
	MSUGRA/GMSM	0	Yes	20.3	any $m(\tilde{g})$	1308, 1841
	$\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^0$	0	Yes	20.3	740 GeV	ATLAS-CONF-2013-047
	$\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^0$	2-6 jets	Yes	20.3	$m(\tilde{g}^0) = 0 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-047
	$\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^0$	3-6 jets	Yes	20.3	$m(\tilde{g}^0) < 200 \text{ GeV}, m(\tilde{g}^0) = 0.5(m(\tilde{g}^0) + m(\tilde{g}^0))$	ATLAS-CONF-2013-062
	GMSB (\tilde{g} NLSP)	0-3 jets	-	20.3	$\tan\beta < 15$	ATLAS-CONF-2013-089
	GMSB (\tilde{g} NLSP)	0-2 jets	Yes	4.7	$\tan\beta > 18$	1208, 4888
	GGM (bino NLSP)	1-2 γ	Yes	20.3	1.12 TeV	ATLAS-CONF-2013-026
	GGM (wino NLSP)	1 $e, \mu + \gamma$	Yes	4.8	1.24 TeV	ATLAS-CONF-2014-001
3rd gen.	GGM (higgsino-bino NLSP)	1 b	Yes	4.8	619 GeV	ATLAS-CONF-2012-144
	GGM (higgsino NLSP)	2 e, μ (Z)	Yes	5.8	900 GeV	1211, 1167
	Gravitino LSP	0	Yes	10.5	690 GeV	ATLAS-CONF-2012-152
	$\tilde{g} \rightarrow b\tilde{b}^0$	0	Yes	20.1	645 GeV	ATLAS-CONF-2012-147
	$\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}^0$	0	Yes	20.3	1.2 TeV	ATLAS-CONF-2013-061
	$\tilde{g} \rightarrow b\tilde{b}^0$	0-1 e, μ	Yes	20.1	1.1 TeV	1308, 1841
	$\tilde{g} \rightarrow b\tilde{b}^0$	0-1 e, μ	Yes	20.1	1.34 TeV	ATLAS-CONF-2013-061
	$\tilde{g} \rightarrow b\tilde{b}^0$	0-1 e, μ	Yes	20.1	1.3 TeV	ATLAS-CONF-2013-061
	$\tilde{b}_1 \tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{b}^0$	0	Yes	20.1	$100-620 \text{ GeV}$	1308, 2631
	$\tilde{b}_1 \tilde{b}_1, \tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{b}^0$	2 e, μ (SS)	Yes	20.7	$275-430 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-007
3rd gen. squarks	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (light), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	0-3 b	Yes	20.7	$110-167 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-007
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (light), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	1-2 e, μ	Yes	4.7	$130-210 \text{ GeV}$	1208, 4305, 1209, 2102
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (light), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	0-2 jets	Yes	20.3	$215-530 \text{ GeV}$	1403, 4853
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (medium), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 jets	Yes	20.3	$150-560 \text{ GeV}$	1403, 4853
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (heavy), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	1 e, μ	Yes	20.1	$200-610 \text{ GeV}$	1306, 2631
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (heavy), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 b	Yes	20.5	$320-560 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-037
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (heavy), $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	0	Yes	20.3	$90-200 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-024
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (natural GMSB)	0 mono-jet/c-tag	Yes	20.3	$150-580 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-068
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ (natural GMSB)	2 e, μ (Z)	Yes	20.3	$290-600 \text{ GeV}$	1403, 5222
	$\tilde{t}_2 \tilde{t}_2, \tilde{t}_2 \rightarrow \tilde{t}_1 + Z$	3 e, μ (Z)	Yes	20.3	$90-325 \text{ GeV}$	1403, 5294
EW	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 e, μ	Yes	20.3	$140-465 \text{ GeV}$	1403, 5294
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 e, μ	Yes	20.7	$180-330 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-028
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 τ	Yes	20.3	700 GeV	1402, 7029
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	3 e, μ	Yes	20.3	420 GeV	1403, 5294, 1402, 7029
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2-3 e, μ	Yes	20.3	285 GeV	ATLAS-CONF-2013-093
	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	1 e, μ , displ. vtx	Yes	20.3	270 GeV	ATLAS-CONF-2013-069
	Direct $\tilde{t}_1 \tilde{t}_1$ prod., long-lived \tilde{t}_1^{\pm}	Disapp. trk	Yes	20.3	832 GeV	ATLAS-CONF-2013-057
	Stable, stopped \tilde{t}_1 R-hadron	0	Yes	22.9	475 GeV	ATLAS-CONF-2013-058
	GMSB, stable $\tilde{t}_1, \tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}^0 + \tau(\tilde{t}^0)$	1-2 μ	-	15.9	230 GeV	ATLAS-CONF-2013-058
	GMSB, $\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{t}^0$, long-lived \tilde{t}_1^0	2 γ	Yes	4.7	1.0 TeV	1304, 6310
Long-lived particles	$\tilde{q}\tilde{q}, \tilde{X}_1^0 \rightarrow q\tilde{q}q$ (RPV)	1 μ , displ. vtx	-	20.3	$1.5 < \tau < 156 \text{ ns}, \text{BR}(\tilde{q}) = 1, m(\tilde{q}^0) = 108 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-092
	LFV $\tilde{p}\tilde{p} \rightarrow \tilde{\nu}_e + X, \tilde{\nu}_e \rightarrow e + \mu$	2 e, μ	-	4.6	$A_{1,1} = 0.10, A_{1,2} = 0.05$	1212, 1272
	LFV $\tilde{p}\tilde{p} \rightarrow \tilde{\nu}_e + X, \tilde{\nu}_e \rightarrow e(\mu) + \tau$	1 $e, \mu + \tau$	-	4.6	$A_{1,1} = 0.10, A_{1,2,3} = 0.05$	1212, 1272
	Bi-linear RPV CMSSM	1 $e, \mu + \tau$	Yes	4.7	$m(\tilde{g}) = m(\tilde{g}), \tau_{\tilde{L}_{133}} < 1 \text{ ns}$	ATLAS-CONF-2012-140
	$\tilde{X}_1^0 \tilde{X}_1^0 \rightarrow W\tilde{W}^0, \tilde{X}_1^0 \rightarrow e\tilde{\nu}_e, q\tilde{q}$	4 e, μ	Yes	20.7	$m(\tilde{g}^0) > 300 \text{ GeV}, A_{1,1} > 0$	ATLAS-CONF-2013-036
	$\tilde{X}_1^0 \tilde{X}_1^0 \rightarrow W\tilde{W}^0, \tilde{X}_1^0 \rightarrow e\tilde{\nu}_e, q\tilde{q}$	3 $e, \mu + \tau$	Yes	20.7	$m(\tilde{g}^0) > 80 \text{ GeV}, A_{1,1,3} > 0$	ATLAS-CONF-2013-036
	$\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}q$	0	Yes	20.3	$\text{BR}(\tilde{g}) = \text{BR}(\tilde{g}) = \text{BR}(\tilde{g}) = 0\%$	ATLAS-CONF-2013-081
	$\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t, \tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{t}^0$	2 e, μ (SS)	Yes	20.7	incl. limit from 1110.2693	ATLAS-CONF-2013-007
	Scalar gluon pair, sgluon $\rightarrow q\tilde{q}$	0	-	4.6	$100-287 \text{ GeV}$	1210, 4826
	Scalar gluon pair, sgluon $\rightarrow t\tilde{t}$	2 e, μ (SS)	Yes	14.3	$350-500 \text{ GeV}$	ATLAS-CONF-2013-051
WIMP interaction (D5, Dirac χ)	0	Yes	10.5	704 GeV	ATLAS-CONF-2012-147	

*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1 σ theoretical signal cross section uncertainty.

FIGURE 1.8 – Résultats obtenus dans le cadre de la recherche de supersymétrie avec le détecteur ATLAS, à l'aide de collisions pp à des énergies de 7 TeV (2011) et 8 TeV (2012) [44].

1.2.2 Théories avec dimensions supplémentaires

Introduites par Kaluza [45] et Klein [46] en 1921 et 1926 respectivement, la notion de dimension supplémentaire a été complétée plus récemment par Randall et Sundrum [47] en 1999. Dans ces modèles, la différence entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck (et donc, de la gravitation) peut être expliquée par l'existence de dimensions supplémentaires dans lesquelles la gravitation et ses bosons médiateurs, les *gravitons*, se propageraient. Dans ce cas, l'application du théorème de Gauss gravitationnel conduirait à une expression de la force d'interaction gravitationnelle de la forme :

$$F = G_g \frac{m_a m_b}{r_{AB}^{2+d}} \quad (1.27)$$

où r_{AB} est la distance entre les points A et B de masses respectives m_A et m_B et G_g est l'équivalent de la constante de gravitation universelle dans le cas de $4 + d$ dimensions d'espace-temps.

Ces dimensions supplémentaires d'espace doivent toutefois être enroulées sur elles-mêmes (ou compactifiées) afin de conserver les observables prédites par les lois de Newton et notamment les orbites des planètes. Ainsi, l'équation 1.27 peut s'écrire :

$$F = G_g \frac{m_a m_b}{r_{AB}^2 R^d} \quad (1.28)$$

où R est le rayon de compactification de la dimension supplémentaire.

Ainsi, en identifiant l'équation 1.27 à l'expression classique de l'interaction gravitationnelle en quatre dimensions, on tire que :

$$G_N = \frac{G_g}{R^d} \quad (1.29)$$

où G_N est la constante de gravitation universelle. En conséquence, l'interaction gravitationnelle ne serait pas plus faible que l'interaction électrofaible par essence, mais parce qu'elle se propagerait dans plus de quatre dimensions d'espace-temps, résolvant le problème de hiérarchie.

Ces dimensions peuvent se présenter sous différents types de géométries. À partir des considérations précédentes, la hiérarchie entre la gravitation et l'échelle électrofaible peut s'expliquer par des dimensions supplémentaires de grand rayon de compactification R , ou très nombreuses. Ces deux cas permettent de réduire la valeur de la constante G_N et correspondent aux théories dites ADD (Arkani, Dimopoulos, Dvali) [48–50].

D'autres théories, cependant, considèrent une unique dimension supplémentaire de petite taille. *A priori*, dans une géométrie plane, cette configuration ne conduit pas à la résolution du problème de hiérarchie. Dans le modèle introduit en 1999 par Randall et Sundrum [47], la compactification de l'unique dimension spatiale supplémentaire est réalisée selon un orbifold de symétrie S^1/Z_2 (Figure 1.9). Il y a dans ces modèles deux branes (hyper plans quadri-dimensionnels) localisées aux points fixes de l'orbifold et repérées dans la dimension supplémentaire par la coordonnée y : $y = 0$ (appelée brane de Planck) et $y = \pi R$ (brane du Modèle Standard) où R est le rayon du cercle défini par la symétrie S^1 .

La métrique utilisée est alors définie par :

$$ds^2 = e^{-k|y|} dx^\mu dx^\nu \eta_{\mu\nu} + dy^2 \quad (1.30)$$

où k représente la courbure de l'espace-temps introduite par ce choix, $\eta_{\mu\nu}$ la métrique de Minkowski classique, et $e^{-k|y|}$ est le **facteur de courbure**.

Ainsi, sur la brane de Planck ($y = 0$), l'échelle de Planck est de l'ordre de 10^{19} GeV. Sur la brane du Modèle Standard, cette échelle est pondérée par le facteur de courbure $e^{-k\pi R}$. Typiquement, une

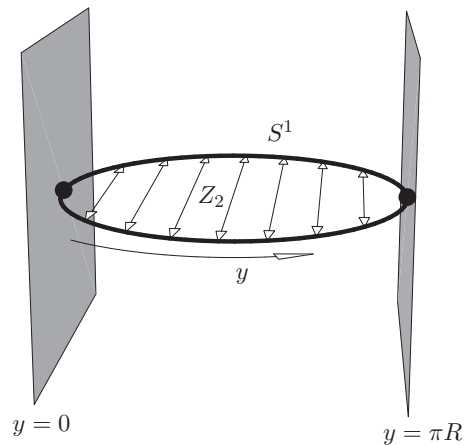


FIGURE 1.9 – Schéma de la compactification utilisée pour la dimension d'espace supplémentaire dans le cadre des modèles de Randall-Sundrum (orbifold S^1/Z_2), ainsi que les deux branes [52].

valeur raisonnable du produit kR est de 11 [51], soit, une échelle de de Planck l'ordre du TeV sur la brane du Modèle Standard, résolvant le problème de hiérarchie.

Dans le modèle original [47], les particules du Modèle Standard étaient contraintes à rester dans la brane Modèle Standard, tandis que les gravitons pouvaient se propager dans les cinq dimensions d'espace-temps. Néanmoins, ce modèle conduit à des contributions trop importantes (en comparaison aux contraintes expérimentales) des processus de violation de la saveur par courant neutre (FCNC) [53].

Pour pallier ces difficultés, une solution est de laisser les particules du Modèle Standard libres : elles peuvent être (à l'exception du boson de Higgs) entre les deux branes, permettant d'expliquer, entre autres, les hiérarchies de masses entre les différentes particules [53]. De tels modèles conduisent également à l'apparition de nouvelles excitations des particules du Modèle Standard, appelées excitations de Kaluza Klein, le mode 0 correspondant à l'état de la particule dans les quatre dimensions d'espace temps, donc, celui du Modèle Standard.

Au LHC, du fait de l'environnement hadronique, la production d'excitations du gluon, appelées gluons de Kaluza-Klein est fortement favorisée. Une fois le seuil cinématique de $2m_{\text{top}}$ dépassé, les désintégrations des gluons de Kaluza-Klein g_{KK} se font préférentiellement en paires top-antitop [53].

1.2.3 Autres théories

Seules quelques modèles ont été présentés dans ce manuscrit, mais représentent deux grandes classes de théories au-delà du Modèle Standard : les théories introduisant des dimensions supplémentaires et celles introduisant des symétries additionnelles, ou étendant les symétries du Modèle Standard. D'autres théories s'inscrivent dans ce dernier, comme par exemple les théories de Grande Unification [54].

Enfin, divers modèles, tels que les modèles de technicouleur [55, 56] ont été invalidés à la lumière de la découverte d'un boson de Higgs, car ne prédisant pas l'existence d'un tel champ scalaire.

La Référence [52] propose un aperçu des théories au delà du Modèle Standard et s'avère être particulièrement concise.

1.2.4 Quark top et Nouvelle Physique

Comme cela fut précisé plus tôt, le quark top joue, au sein du Modèle Standard, un rôle très particulier. Particule élémentaire possédant le couplage de Yukawa proche de l'unité, elle est la particule de plus haute masse dans le Modèle Standard. De la même façon, le quark top tient une place particulière dans divers scénarios de Nouvelle Physique. En particulier de fait de sa masse, un grand couplage aux nouvelles particules est attendu. Ce fut notamment indiqué dans le cadre des modèles de dimensions supplémentaires (Paragraphe 1.2.2), et sera également exploité dans le cadre des Chapitres 2 et 7.

D'autres processus impliquant des particules de Nouvelle Physique conduisent à des états finals contenant un ou plusieurs quarks top. C'est par exemple le cas de la désintégration d'un boson lourd W' se désintégrant selon $W' \rightarrow t\bar{b}$ ou d'un boson lourd Z' se désintégrant en une paire top-antitop.

Conclusions

Le Monde de l'infiniment petit est à l'heure actuelle décrit par le Modèle Standard de la physique des particules dont quelques idées fondatrices ont été présentées au cours de ce chapitre et en particulier l'importance de la notion de symétrie.

Le Modèle Standard est un modèle éprouvé expérimentalement, mais qui, comme tout modèle, présente des limites et des lacunes, laissant entrevoir une variété de physique non-encore observée à ce jour : la Nouvelle Physique. Deux grandes gammes de théories ont été présentées dans ce chapitre et certains états prédits seront recherchés dès le prochain.

Lors des recherches présentées dans ce manuscrit, la sonde utilisée est le quark top. Occupant une place particulière dans le Modèle Standard du fait de ses propriétés, il peut être également fortement couplé aux particules de Nouvelle Physique, si bien que toute déviation aux prédictions du Modèle Standard dans ses propriétés conduirait à la mise en évidence de Nouvelle Physique.

2

Potentiel de découverte du sgluon dans des états finals multitops

Sommaire

Introduction	25
2.1 Modèle effectif simplifié	27
2.2 Objets et simulation	30
2.2.1 Simulation Monte Carlo des événements de signal et de bruits de fond	30
2.2.1.1 Événements de signal	30
2.2.1.2 Événements de bruits de fond	32
2.2.2 Objets physiques	32
2.2.2.1 Simulation rapide du détecteur ATLAS	32
2.2.2.2 Étalonnage en énergie des jets	34
2.3 Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals multitops . . .	36
2.3.1 Recherche dans les états finals contenant au moins deux leptons de même signe . .	37
2.3.2 Recherche dans les états finals ne contenant qu'un seul lepton	39
2.4 Conclusions et perspectives	47
Conclusions et perspectives	47

Introduction

Les limites du Modèle Standard, rappelées au cours du Chapitre 1, poussent les physiciens à en étudier diverses extensions. Parmi celles-ci, la supersymétrie est l'une des plus étudiées. Elle associe à chaque fermion (resp. boson) du Modèle Standard, un nouveau partenaire bosonique (resp. fermionique), appelé superpartenaire. Le modèle de supersymétrie le plus simple, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM), qui n'a qu'un seul générateur de supersymétrie ($N = 1$) [57, 58] est l'un des modèles physique au-delà du Modèle Standard les plus testés dans les grandes expériences généralistes de physique des particules. Néanmoins, il peut théoriquement permettre une violation de la saveur plus importante que celle observée expérimentalement [59, 60]. En particulier, la contrainte principale est obtenue par le système des kaons neutres (système $K - \bar{K}$). Dans le cadre du MSSM, la transition peut être accrue de plusieurs ordres de grandeur par rapport au Modèle Standard et aux mesures. Afin de réduire cet effet, une solution consiste à contraindre la brisure de supersymétrie de telle sorte que les termes extra-diagonaux de la matrice de masse des squarks soient négligeables devant les termes diagonaux.

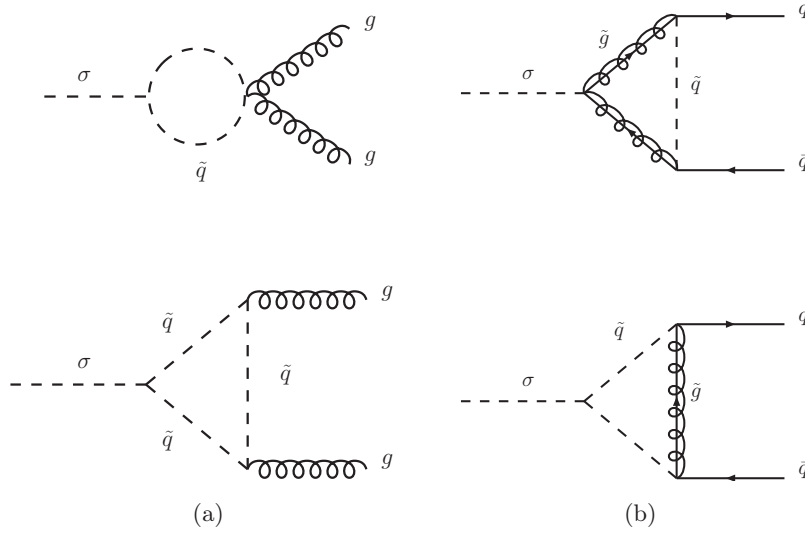


FIGURE 2.1 – Couplage du sgluon célibataire (σ) aux gluons (a) et aux quarks (b), par l'intermédiaire de boucles faisant intervenir des gluinos (\tilde{g}) et/ou des squarks (\tilde{q}).

D'autres solutions permettent la correction de cet effet. Par exemple, les modèles hybrides $N = 1/N = 2$ [61–69], dans lesquels le secteur de jauge est étendu à deux générateurs de supersymétrie ou des modèles comprenant une symétrie supplémentaire, comme la symétrie R continue [70, 71], généralisation de la R -parité, décrite dans le Chapitre 1 résolvent le problème. Dans le cadre de ces deux modèles, un changement de nature de jauginos intervient, ces derniers devenant des fermions de Dirac, imposant l'existence d'un autre partenaire scalaire afin de conserver l'égalité des degrés de liberté bosoniques et fermioniques au sein du supermultiplet. Dans le cas du gluon, ces modèles prévoient l'existence du gluino, mais aussi d'un octet de couleur scalaire, appelé sgluon et de parité R égale à 1. L'ensemble gluon-gluino-sgluon forme une entité appelée *hypermultiplet*.

Le changement de nature des gluinos (devenant des fermions de Dirac) permet de réduire les corrections radiatives qu'ils apportent aux squarks. En conséquence, la masse des gluinos de Dirac peut être naturellement plus grande que celle des gluinos de Majorana, induisant la suppression de diagrammes de processus de violation de la saveur tels que pour le système des kaons neutres (par un facteur d'environ 100 [59]).

Le couplage du sgluon aux particules colorées du Modèle Standard (quarks et gluons) peut nécessiter des boucles de squarks et/ou de gluinos (Figure 2.1), les rendant dépendants de la masse de ces particules intermédiaires. Ce cas de figure se présente en particulier lors de la production de sgluon célibataire, où la masse des propagateurs des squarks et gluinos suppriment ce vertex effectif. Cependant, la production de sgluons par paire permet le couplage direct *via* les vertex gluon-sgluon-sgluon ou gluon-gluon-sgluon-sgluon [63] (Figure 2.2). Dès lors, la section efficace de production célibataire est inférieure à celle de production par paire calculable au LO sans contrainte sur les masses des squarks et des gluinos. Enfin, plusieurs modèles non supersymétriques prédisent la production d'octets de couleur scalaires, comme des modèles de dimensions supplémentaires [72] ou de VLQ [73–76]. En conséquence, afin de décrire de façon générique ces états absents du Modèle Standard, un modèle effectif est établi et sa phénoménologie étudiée dans le présent chapitre.

Au cours de la Section 2.1, le modèle effectif est introduit et les sections efficaces et rapports de branchement sont présentés. La Section 2.2 présente la simulation Monte Carlo du signal et des bruits

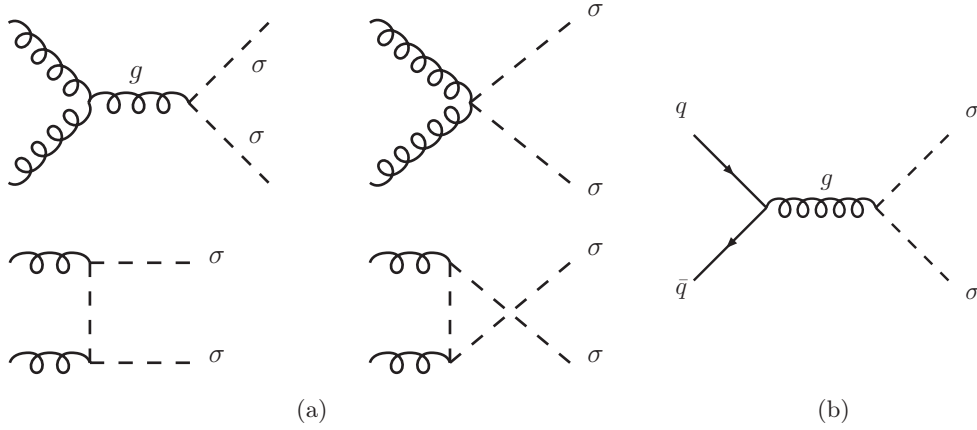


FIGURE 2.2 – Production d’une paire de sgluons par fusion de gluons (a) ou par anihilation quark-antiquark (b).

de fond physiques, les objets physiques utilisés au cours de cette étude ainsi que la simulation du détecteur ATLAS. La Section 2.3 détaille l’analyse, avec la description des divers critères de sélection et l’interprétation statistique des résultats. Cette dernière est réalisée par l’extraction de limites attendues, montrant la sensibilité d’expériences comme ATLAS à des signatures similaires à celles du sgluon.

2.1 Modèle effectif simplifié

On considère dans le cadre de ce modèle effectif une extension minimale du Modèle Standard [77] : un octet de couleur scalaire est ajouté au contenu en champs de ce dernier, ainsi que les interactions qui résident entre eux. Ce nouveau champ massif, noté σ appartient à la représentation adjointe du groupe de QCD et ses termes cinétiques et de masse sont donnés dans l’équation 2.1 :

$$\mathcal{L}_{kin} = \frac{1}{2} D_\mu \sigma^a D^\mu \sigma_a - \frac{1}{2} m_\sigma \sigma^a \sigma_a \quad \text{avec} \quad D_\mu \sigma^a = \partial_\mu \sigma^a + g_s f_{bc}^a G_\mu^b \sigma^c \quad (2.1)$$

dans laquelle g_s représente la constante de couplage forte, f_{bc}^a le tenseur antisymétrique de $SU(3)$, G_μ^b le champ gluonique et enfin m_σ la masse du sgluon.

Ce premier lagrangien ne prédit que des vertex à deux sgluons. Afin de prendre en compte les couplages d’un sgluon célibataire et de lui permettre de se désintégrer, le lagrangien est étendu. Comme précisé plus tôt, de telles interactions nécessiteraient, dans une théorie complète, l’introduction de boucles contenant des particules supplémentaires. Le parti pris étant de considérer un modèle effectif simplifié, ces couplages seront fixés et régis par l’équation 2.2 :

$$\mathcal{L}_{eff} = \sigma^a \bar{d} T_a \left[a_d^L P_L + a_d^R P_R \right] d + \sigma^a \bar{u} T_a \left[a_u^L P_L + a_u^R P_R \right] u + a_g d_a^{bc} \sigma^a G_{\mu\nu}^b G^{\mu\nu}_c + \text{h.c.} \quad (2.2)$$

dans laquelle T_a et d_a^{bc} sont respectivement les matrices de représentations fondamentales et le tenseur symétrique de $SU(3)$, tandis que $P_{R,L}$ représentent les opérateurs de projection dans les états de chiralité droite (R) et gauche (L). Les couplages d’un sgluon célibataire avec les composantes de chiralité gauche et droite d’un quark q ($q = u, d$) sont respectivement donnés par les matrices 3×3 exprimées dans la base des saveurs a_q^L et a_q^R et le couplage d’un sgluon avec deux gluons est quantifié

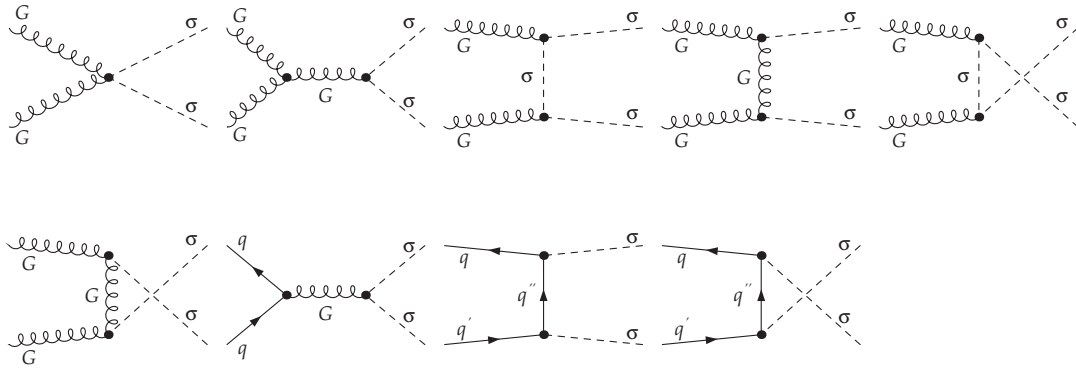


FIGURE 2.3 – Diagrammes de Feynman de production par paire de sgluons à l'ordre de l'arbre. Ces diagrammes résultent des interactions définies dans l'équation 2.1.

par le scalaire a_g , portant le nombre de paramètres libres de ce modèle à 6. Les diagrammes de Feynman des processus de production des sgluons, définis par les équations 2.1 et 2.2 sont présentés sur la Figure 2.3.

Alors que les recherches de résonances dijets permettent d'exclure des masses de sgluons en-deçà de 2 TeV [78], plusieurs modèles tendent à privilégier les états finals multitops. En effet, dans les modèles supersymétriques complets, comme le MRSSM ou le modèle hybride $N = 1/N = 2$, les couplages sgluon-quark-quark et sgluon-gluon-gluon sont supprimés du fait des masses des particules intermédiaires. Les seuls diagrammes ayant des amplitudes non négligeables sont les désintégrations du sgluon contenant au moins un quark top [65].

En résumé, du fait de la suppression du couplage d'un sgluon célibataire aux quarks et aux gluons, la **production par paire** est favorisée. De plus, sa **désintégration** conduit préférentiellement à des états finals contenant **au moins un quark top**. En conséquence, trois types de topologies sont considérées au cours de cette étude :

- La topologie $tjtj$ dans laquelle les deux sgluons se désintègrent en un quark top et un quark léger (u ou c),
- La topologie $tjtt$ dans laquelle l'un des sgluons produit se désintègre en une paire top-antitop et l'autre en un quark top et un quark u ou c ,
- Enfin, la topologie 4-tops dans laquelle les deux sgluons se désintègrent en une paire top-antitop.

Les rapports d'embranchement de chacune des topologies dépendent des valeurs des constantes de couplage choisies dans le lagrangien de l'équation 2.2 et définies selon deux scénarios :

- **Scénario I** : le sgluon peut se désintégrer en un quark top et un autre quark de type up (u , c ou t), les trois combinaisons ayant un couplage identique :

$$(a_u^L)^3_i = (a_u^R)^3_i = (a_u^L)^i_3 = (a_u^R)^i_3 = 3 \times 10^{-3}$$

avec $i = 1, 2, 3$ les indices de saveur. Par ce choix de paramètres, seuls les modes désintégration contenant au moins un quark top sont admises. En ce qui concerne la constante de couplage a_g , elle est fixée comme :

$$a_g = 1.5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$$

Paramètres	Scenario I	Scenario II
a_g	$1.5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$	$1.5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$
$(a_u)^3_3$	3×10^{-3}	3×10^{-3}
$(a_u)^3_1 = (a_u)^1_3$	3×10^{-3}	0
$(a_u)^3_2 = (a_u)^2_3$	3×10^{-3}	0
m_σ	[200-1000] GeV	[400-1000] GeV
m_t	172 GeV	172 GeV

TABLE 2.1 – Valeurs des paramètres libres du modèle effectif pour les scénarios de type I ou II. Les valeurs de la masse du quark top [80], ainsi que les domaines de masse du sgluon sont également présentés.

Ces valeurs correspondent aux attentes pour des masses de gluinos / squarks de l'ordre du TeV, comme l'indiquent les recherches actuelles de supersymétrie au LHC [79].

- **Scenario II** : les couplages violant la conservation de la saveur sont supprimés, les autres sont inchangés :

$$(a_u^L)^3_3 = (a_u^R)^3_3 = 3 \times 10^{-3} \quad \text{et} \quad a_g = 1.5 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}$$

Les valeurs de l'ensemble des paramètres libres non-nuls des équations 2.1 et 2.2 sont recensées dans la Table 2.1, de même que la masse du quark top et la gamme de masse du sgluon considérée.

Afin de déterminer les valeurs des sections efficaces de production du sgluon au LHC à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV, les lagrangiens des équations 2.1 et 2.2 ont été implémentés dans le code de FEYNRULES [81] et exportés au format UFO [82] avant d'être introduits dans le générateur d'éléments de matrice MADGRAPH5 [83]. Ce dernier permet de calculer toutes les largeurs partielles de désintégration du sgluon et en déduire les rapports d'embranchement de la désintégration du sgluon en deux gluons (gg), en un quark top et un jet léger ($tj/\bar{t}j$) ou en deux quarks tops ($t\bar{t}$). Ces valeurs sont rapportées dans la Table 2.2 et dans la Figure 2.4(a). Comme attendu, le canal de désintégration en deux quarks top est défavorisé par la cinématique à basse masse, la désintégration dominante étant la formation d'une paire tj dans le cas du scénario I ou d'une paire de gluons pour le scénario II. Avec la masse, la contribution de l'état final $t\bar{t}$ augmente, de même que l'état final gg , conduisant à un maximum pour le rapport d'embranchement en $t\bar{t}$ pour des masses de sgluon de 800 GeV et 600 GeV pour les scénarios I et II respectivement.

La Figure 2.4(b) présente également la section efficace de production du sgluon au premier ordre du développement perturbatif, calculée par le logiciel MADGRAPH5, pour le LHC, à une énergie \sqrt{s} de 8 TeV. Elle prend en compte les éléments de matrice, provenant des diagrammes de Feynman présentés sur la Figure 2.3 et la PDF CTEQ6 [84] comme PDF au LO. Les échelles de renormalisation et factorisation sont fixées à la masse transverse des particules lourdes produites. Le logiciel MADGOLEM [85] permet de calculer la section efficace de multiples processus de Nouvelle Physique en tenant compte des contributions NLO de QCD. Elle est calculée pour le sgluon et est comparée à celle calculée par MADGRAPH dans la Figure 2.4(b). Par la suite, la section efficace considérée est celle calculée au NLO, *i.e.* les événements produits par MADGRAPH5 sont repondérés par les facteurs K_{NLO} , présentés dans la Table 2.2. La section efficace NLO est affectée d'une incertitude de 30 % qui sera utilisée pour l'extraction de limites attendues (Section 2.3).

Scénario	m_σ [GeV]	Γ_σ [MeV]	$BR(tt)$	$BR(tj/\bar{t}j)$	$BR(gg)$	σ_{tot} [fb]	K_{NLO}
I	200	0.012	-	80%	20%	98600	1.6
I	300	0.105	-	92.3%	7.7%	9802	1.6
I	400	0.219	4.4 %	86.9%	8.7%	1625	1.7
II		0.029	33.3%	-	66.7%		
I	500	0.350	9.5 %	79.5%	10.0%	358.1	1.8
II		0.072	47.8%	-	52.2%		
I	600	0.485	12 %	75%	13%	94.9	1.8
II		0.124	48%	-	52%		
I	700	0.628	13.2 %	70.5%	16.3%	28.4	1.9
II		0.185	44.7%	-	55.3%		
I	800	0.779	13.5 %	66.9%	19.6%	9.26	2.0
II		0.252	41%	-	59%		
I	900	0.943	13.5 %	63.4%	23.1%	3.22	2.1
II		0.345	36.9%	-	63.1%		
I	1000	1.120	13.2 %	60.2%	26.6%	1.17	2.2
II		0.447	33.2%	-	66.8%		

TABLE 2.2 – Valeurs de la largeur totale du sgluon (Γ_σ), des rapports d’embranchement (BR) du sgluon, de sa section efficace de production, ainsi que des facteurs K_{NLO} permettant d’obtenir la section efficace NLO pour différents points de masse, au LHC pour une énergie $\sqrt{s} = 8$ TeV et pour les scénarios I et II.

2.2 Objets et simulation

Afin d’étudier le potentiel de découverte du sgluon dans une expérience comme ATLAS et l’environnement hadronique du LHC, les processus susceptibles de conduire à des états finals proches sont modélisés par des échantillons de simulation Monte Carlo. Tous sont générés dans le contexte du LHC à une énergie dans le référentiel du centre de masse \sqrt{s} de 8 TeV. Un nombre important d’événements fut nécessaire afin de permettre l’étude à une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} correspondant à la celle enregistrée en fin d’année 2012 par l’expérience ATLAS.

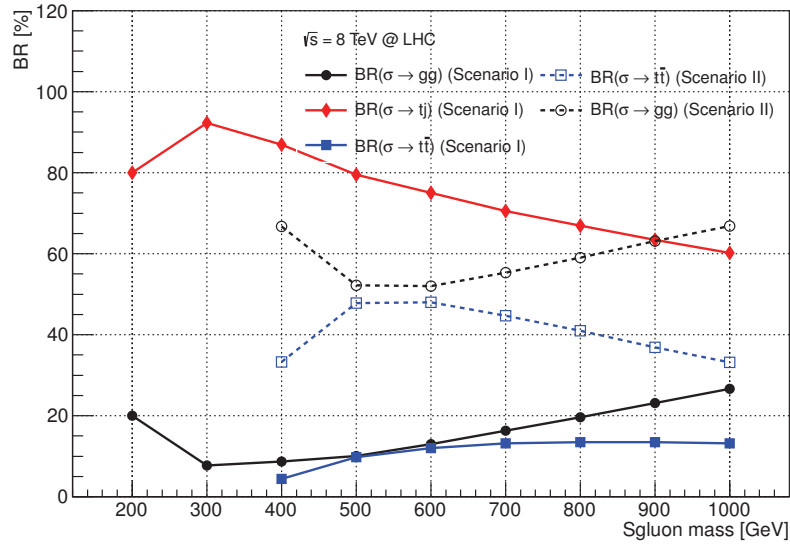
La production des événements est réalisée à l’aide du générateur d’éléments de matrice MADGRAPH5, utilisant la PDF LO CTEQ6. Les échelles de factorisation et renormalisation sont fixées aux masses transverses des particules lourdes produites. La modélisation des processus de fragmentation et d’hadronisation est réalisée par le logiciel PYTHIA 6.4 [86]. Enfin, la présence de partons additionnels pour les événements de bruits de fond est modélisée par la génération spécifique d’échantillons de bruits de fond avec un, deux ou trois partons supplémentaires. La suppression des potentiels double-comptages est réalisée par la méthode MLM [87], implémentée dans le programme MADEVENT [88].

Enfin, comme dernière étape de la production, tous les échantillons Monte Carlo sont analysés par DELPHES afin de modéliser la réponse du détecteur ATLAS à l’ensemble de ces processus.

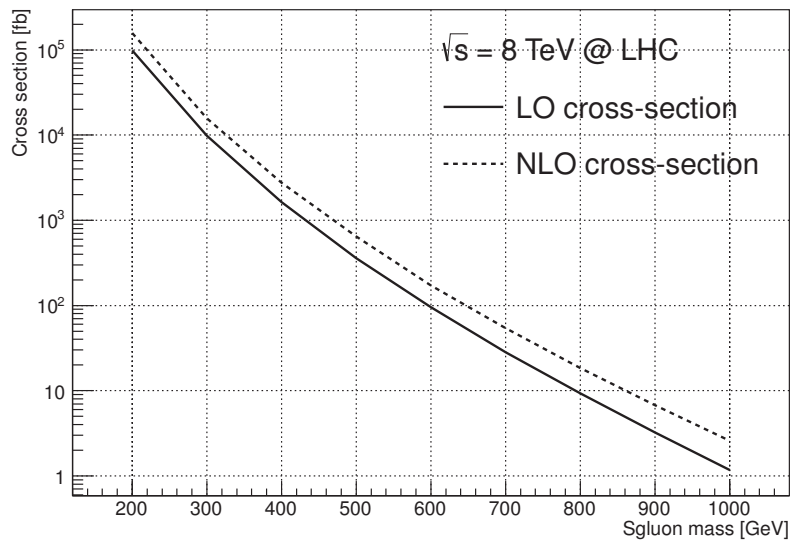
2.2.1 Simulation Monte Carlo des événements de signal et de bruits de fond

2.2.1.1 Événements de signal

Les événements de signal sont générés d’après les scénarios I et II définis plus tôt, les paramètres présentés dans la Table 2.1, et les sections efficaces et propriétés de la Table 2.2. Pour chacun des points de masse de sgluons considérés, quatre échantillons Monte Carlo sont produits : trois pour le scénario I, correspondant chacun à une multiplicité de tops dans l’état final, et un pour le scénario II.



(a)



(b)

FIGURE 2.4 – (a) : rapports d'embranchement du sgluon en une paire de gluons (cercles noirs), en un quark top et un quark léger (losanges rouges), en une paire top-antitop (carrés bleus), pour le scénario I (trait et marqueurs pleins) et le scénario II (trait pointillé et marqueurs vides). (b) : Évolution de la section efficace de production du sgluon dans le cadre du modèle effectif en fonction de la masse du sgluon, au LO (trait plein) et au NLO (pointillée). Ces valeurs sont calculées pour le LHC, avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

La génération des événements de signal est faite au premier ordre de la théorie des perturbations, puis leur poids est multiplié par le facteur K_{NLO} correspondant (Section 2.1).

2.2.1.2 Événements de bruits de fond

Dans les analyses présentées ci-après, les sélections requièrent au moins un lepton chargé isolé. En conséquence, un filtre générateur est appliqué de telle sorte que tous les bruits de fond considérés présentent un état final avec au moins un lepton chargé. La Table 2.3 présente une liste exhaustive des bruits de fond générés, ainsi que leurs propriétés principales : section efficace, nombre de partons supplémentaires considérés, nombre d'événements générés, et ordre auquel est calculée la section efficace.

$W/Z + \text{jets}$ Pour ces bruits de fond, jusqu'à 4 partons supplémentaires sont générés et les bosons de jauge sont contraints à se désintégrer leptoniquement, y compris en leptons tau dont la désintégration est assurée par le programme TAUOLA [89]. La section efficace de ces bruits de fond est ensuite recalculée au NNLO par le logiciel FEWZ [90] en utilisant la PDF CT10 [91]. La contribution des photons virtuels est également prise en compte. Pour les événements $Z \rightarrow \ell\ell$, un filtre au niveau générateur est appliqué sur la masse invariante dilepton, telle que $m_{\ell\ell} > 50$ GeV.

$t\bar{t} + \text{jets}$ La production de paires $t\bar{t}$ est générée en association avec 0, 1 ou 2 partons. Deux types d'échantillons sont produits : un premier dans lequel un quark top se désintègre hadroniquement tandis que l'autre se désintègre semi-leptoniquement, puis un deuxième dans lequel les deux quarks top se désintègrent semi-leptoniquement. La section efficace de ce bruit de fond est calculée au NLO, incluant des contributions au NNLO, prédites par le programme HATHOR [92].

$t/\bar{t} + \text{jets}$ La production d'échantillons de quark top célibataire est scindée en trois catégories, dépendant de son mode de production (voies s , t et tW). De même, la section efficace est calculée au NLO [38, 93–95].

$WW/WZ/ZZ + \text{jets}$ La production associée d'une paire de bosons de jauge est accompagné d'au plus deux partons. De même que pour la production célibataire de bosons Z , une sélection générateur est appliquée de telle sorte que $m_{\ell\ell} > 50$ GeV. La section efficace est calculée au NLO, grâce au programme MCFM [96, 97].

Processus rares Les processus rares conduisant à la production associée d'une paire $t\bar{t}$ et d'un boson de jauge ($t\bar{t} + W/Z/WW$) sont générés en association avec au plus deux partons. Leurs sections efficaces sont calculées au NLO [98]. La production associée d'une paire $t\bar{t}$ avec une paire de bosons W^\pm est générée au premier ordre des développements perturbatifs. Enfin, le Modèle Standard prévoit la production d'événements contenant quatre quarks top. Les échantillons Monte Carlo correspondant sont générés au LO.

2.2.2 Objets physiques

2.2.2.1 Simulation rapide du détecteur ATLAS

Le dispositif expérimental est, au cours de cette étude, modélisé par le logiciel libre de simulation rapide et simplifiée de détecteur DELPHES2 [99]. Il permet de produire des échantillons d'événements de signal et de bruits de fond après l'interaction des particules dans le détecteur. Les traces laissées par les particules chargées et les cellules calorimétriques sont simulées puis combinées pour la reconstruction des objets physiques comme les électrons, les muons, les jets et l'impulsion transverse manquante. La

Processus	n	σ [pb]	Ordre	N
$W(\rightarrow 1\ell) + \text{jets}$	4	35678	NNLO	$2 \cdot 10^{10}$
$\gamma^*/Z(\rightarrow 2\ell) + \text{jets}$	4	3460	NNLO	$4 \cdot 10^6$
$t\bar{t}(\rightarrow 1\ell) + \text{jets}$	2	112.	NLO	$9 \cdot 10^6$
$t\bar{t}(\rightarrow 2\ell) + \text{jets}$	2	27.2	NLO	$3 \cdot 10^6$
$t/\bar{t} + \text{jets} [t, \text{incl.}]$	0	28.4	NLO	$4 \cdot 10^6$
$t/\bar{t} + \text{jets} [tW, \text{incl.}]$	0	12.1	NLO	$2 \cdot 10^6$
$t/\bar{t} + \text{jets} [s, \text{incl.}]$	0	1.81	NLO	$8 \cdot 10^5$
$WW(\rightarrow 1\ell) + \text{jets}$	2	24.3	NLO	$3 \cdot 10^6$
$WW(\rightarrow 2\ell) + \text{jets}$	2	5.87	NLO	$8 \cdot 10^5$
$WZ(\rightarrow 1\ell) + \text{jets}$	2	6.47	NLO	$2 \cdot 10^5$
$WZ(\rightarrow 2\ell) + \text{jets}$	2	1.58	NLO	$2 \cdot 10^5$
$WZ(\rightarrow 3\ell) + \text{jets}$	2	0.76	NLO	$7 \cdot 10^4$
$ZZ(\rightarrow 4\ell) + \text{jets}$	2	0.17	NLO	$4 \cdot 10^4$
$ZZ(\rightarrow 2\ell) + \text{jets}$	2	1.50	NLO	$4 \cdot 10^4$
$t\bar{t}W + \text{jets} [\text{incl.}]$	2	0.25	NLO	$3 \cdot 10^4$
$t\bar{t}Z + \text{jets} [\text{incl.}]$	2	0.21	NLO	$5 \cdot 10^4$
$t\bar{t}WW + \text{jets} [\text{incl.}]$	2	0.013	LO	$2 \cdot 10^3$
$t\bar{t}t\bar{t} + \text{jets} [\text{incl.}]$	0	$7 \cdot 10^{-4}$	LO	10^3

TABLE 2.3 – Table exhaustive des bruits de fond considérés au cours de l’analyse avec pour chaque processus, le nombre de partons supplémentaire générés n , la section efficace calculée σ ainsi que l’ordre de ce calcul et enfin le nombre d’événements Monte Carlo générés pour le LHC, à une énergie $\sqrt{s} = 8$ TeV.

géométrie considérée du détecteur se rapproche de celle du détecteur ATLAS, dont les propriétés sont définies à l’aide d’une carte publiquement disponible.

Les objets physiques utilisés par la suite sont les électrons, muons, jets et énergie transverse manquante, présentés dans ce paragraphe.

Les électrons Ils sont reconstruits à partir d’une impulsion transverse de 20 GeV et $|\eta| < 2.47$. DELPHES modélise la dégradation de la mesure de l’énergie des électrons en fonction de leur position d’entrée dans le calorimètre électromagnétique dans le plan (η, φ) . Il est également à noter qu’un électron reconstruit peut engendrer un objet dans la collection de jets. Pour supprimer cet effet, le jet le plus proche d’un électron est supprimé s’il est situé à une distance ΔR ¹ inférieure à 0.1.

Les muons Le seuil minimal en p_T est fixé à 20 GeV, et la pseudo-rapacité à $|\eta| < 2.5$, ces valeurs étant déterminées avant toute dégradation de l’impulsion. Les effets de résolution du détecteur sur la mesure de l’impulsion des muons sont modélisés par une dégradation gaussienne de l’impulsion transverse au niveau générateur.

Les jets Ils sont reconstruits à partir des cellules calorimétriques grâce à l’algorithme anti- k_T [100], de paramètre $R = 0.4$. Un jet est considéré dans l’analyse si son énergie transverse est supérieure à 20 GeV et s’il vérifie $|\eta| < 2.5$. L’énergie des jets est également corrigée pour pallier les pertes d’énergie

1. ΔR est la distance entre deux objets dans le plan (η, φ) , donnée par $\Delta R = \sqrt{|\Delta\varphi|^2 + |\Delta\eta|^2}$

au cours de la procédure de reconstruction (Section 2.2.2.2). L'étiquetage des jets provenant de quarks beaux est paramétré afin d'avoir une efficacité de 60 %, sans dépendance en p_T ou η , et un taux d'erreurs de 10 % pour les jets provenant de quarks c , et de 1 % pour les jets légers.

Suppression des superposition d'objets Afin de simuler l'isolation des leptons, il est requis qu'aucun jet ne soit présent dans un rayon $\Delta R = 0.4$ autour du lepton, après que celui-ci ait passé les critères définis plus haut. Tout lepton ne respectant pas cette condition est ôté de la collection de leptons correspondante.

2.2.2.2 Étalonnage en énergie des jets

La reconstruction des jets dans les détecteurs comme ATLAS utilise certains algorithmes qui ne peuvent aboutir à une reconstruction parfaite. Il est souvent nécessaire d'appliquer, sur les objets reconstruits, des corrections permettant de se rapprocher au plus des caractéristiques de l'objet réel, en particulier son énergie ou son impulsion. Dans le cadre de cette étude phénoménologique, le logiciel DELPHES a été utilisé et la reconstruction des jets a nécessité l'application d'une correction relative à leur énergie.

La Figure 2.5(a) montre le spectre de masse invariante dijet obtenu sur des échantillons du processus $Z \rightarrow q\bar{q}$. Les deux jets sélectionnés ont été au préalable appariés aux objets *vrais* provenant de la désintégration du boson Z , en utilisant les informations Monte Carlo. Ces objets vrais correspondent à des jets reconstruits après les processus de fragmentation et d'hadronisation réalisés par PYTHIA [86], mais sans simulation des effets de détecteur. La valeur moyenne du pic est plus faible de 9 % (81.7 GeV) que la valeur attendue (91.2 GeV [12]). La même observation est faite sur la Figure 2.5(b) montrant le même spectre de masse pour un boson Z' de masse 500 GeV dont le pic de masse est décalé de moins de 4 % par rapport à la valeur attendue.

Cet effet est inhérent à la reconstruction du jet dans le détecteur. En effet, DELPHES reconstruit les jets en utilisant un algorithme anti- k_T de paramètre $R = 0.4$. Les jets de faible impulsion étant peu collimés, une partie significative de leur énergie peut être perdue hors du jet finalement reconstruit. Cet effet est également accru par la présence, dans les détecteurs, d'un champ magnétique qui engendre une dispersion des constituants des jets d'autant plus importante que leur impulsion est faible. Il est à noter qu'au cours de cette étude, les couplages du boson Z' sont pris identiques aux couplages du boson Z .

Les expériences du LHC utilisent des procédures d'étalonnage afin de corriger de tels effets. Aussi, pour se rapprocher des ces conditions expérimentales, une méthode similaire a été développée.

Le jet vrai provenant de la désintégration du boson Z' possède une énergie transverse $E_{T,vrai}$, tandis que le jet reconstruit associé porte l'énergie $E_{T,reco}$. Dans le cas idéal où le jet est parfaitement reconstruit, il possède la même énergie que le jet vrai, soit $E_{T,vrai} = E_{T,reco}$. Sinon, lorsqu'une partie de l'énergie du jet est perdue $E_{T,vrai} > E_{T,reco}$. La caractérisation de la différence entre $E_{T,vrai}$ et $E_{T,reco}$ peut être faite au moyen de la variable ω , définie comme :

$$\omega = \frac{E_{T,reco} - E_{T,vrai}}{E_{T,vrai}} \quad (2.3)$$

La valeur moyenne de cette variable dans un intervalle de $E_{T,vrai}$ est obtenue par l'ajustement gaussien de la distribution de ω dans cet intervalle. Elle est ensuite tracée en fonction de $E_{T,vrai}$, pour des valeurs entre 20 et 1000 GeV. Ces gammes cinématiques sont obtenues grâce à la génération

d'échantillons du processus $Z' \rightarrow q\bar{q}$ pour lesquels la masse du boson Z' est comprise entre 100 GeV et 2 TeV. L'évolution de ω est ajustée par une fonction de la forme (Figure 2.6(a)) :

$$f(E_{T,vrai}) = \alpha_1 + \beta_1 \frac{\ln(E_{T,vrai})}{E_{T,vrai}} \quad (2.4)$$

Les paramètres α_1 et β_1 sont mesurés comme $(2.1 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ et -0.49 ± 0.02 GeV respectivement.

La variable ω est ensuite exprimée en fonction de $E_{T,reco}$ à l'aide d'une méthode dite *d'inversion numérique* [101], permettant d'extrapoler $E_{T,reco}$ à partir de $E_{T,vrai}$ par la relation :

$$E_{T,reco} = E_{T,vrai} \times [\omega + 1] \quad (2.5)$$

L'évolution obtenue est présentée sur la Figure 2.6(b), ainsi que l'ajustement s'appuyant sur la fonction 2.6. Les valeurs extraites des paramètres α_2 et β_2 sont alors de $(2.6 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ et -0.45 ± 0.01 GeV respectivement.

$$f(E_{T,reco}) = \alpha_2 + \beta_2 \frac{\ln(E_{T,reco})}{E_{T,reco}} \quad (2.6)$$

La correction est appliquée par la suite à tous les jets des événements. Leur énergie est corrigée par un facteur ζ dépendant de l'énergie transverse du jet reconstruit.

$$\zeta(E_{T,reco}) = \frac{1}{1 + \omega} \times E_{T,reco} \quad (2.7)$$

L'effet de cette correction sur des échantillons du processus $Z' \rightarrow q\bar{q}$ est présenté sur la Figure 2.7. La valeur de ω après la correction est rendue constante est égale à zéro, signe de l'efficacité de l'étalonnage.

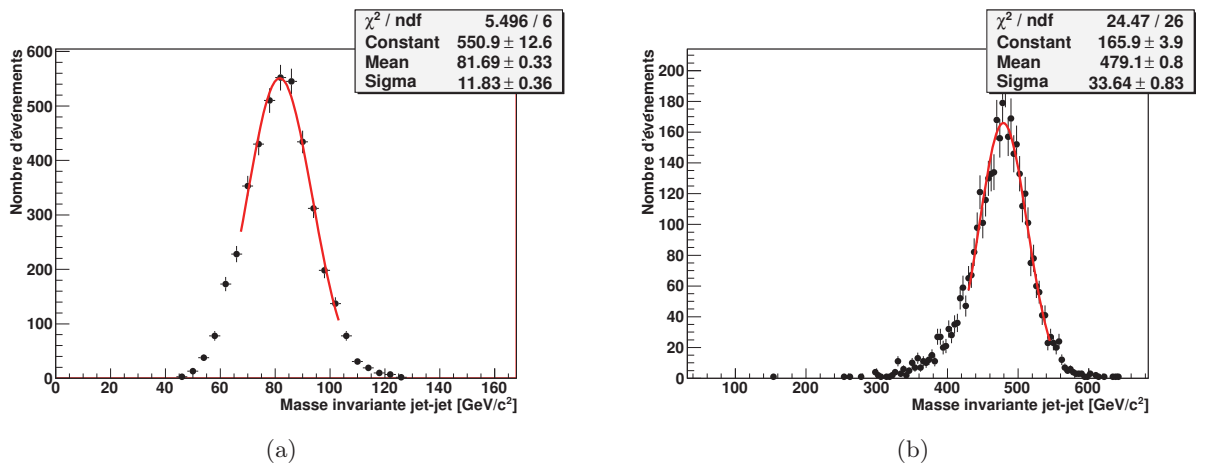
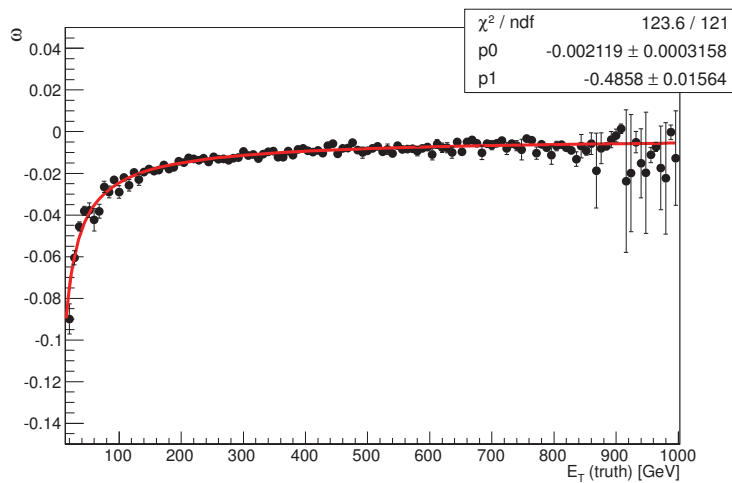


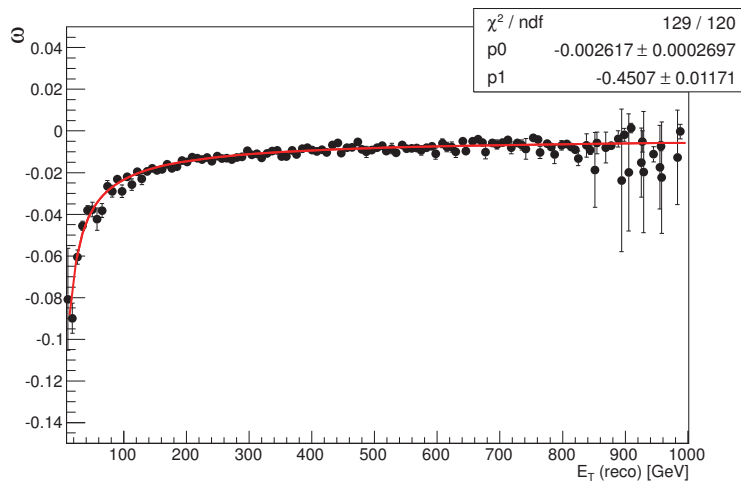
FIGURE 2.5 – Distributions de masse invariante pour du système jet-jet dans le cas d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ (Figure (a)) ou Z' de 500 GeV (Figure (b)) après avoir associé les jets aux jets vrais (vérité Monte Carlo).

2.3 Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals multitops

Le but de l'analyse décrite ci-dessous est d'estimer la sensibilité d'expériences comme ATLAS à des signaux de sgluons dans chacune des trois topologies présentées plus tôt. Chacune correspond à une multiplicité de quarks top dans l'état final : deux, trois ou quatre dans les topologies $tjtj$, $tjtt$ et 4-tops respectivement. De plus, prenant en compte les désintégrations possibles des quarks tops, l'état final peut contenir, pour chaque topologie un ou plusieurs leptons chargés. Au cours des analyses présentées ci-après, deux cas seront considérés : un état final monoleptonique et un multileptonique,



(a)



(b)

FIGURE 2.6 – Évolution de ω en fonction de : (a) l'impulsion transverse du jet *vrai*, et (b) : de l'impulsion transverse du jet reconstruit (extrapolée grâce à la méthode d'inversion numérique). L'ajustement est réalisé par les fonctions présentées dans les équations 2.4 et 2.6. Les valeurs des paramètres de ces ajustements sont précisés dans les figures.

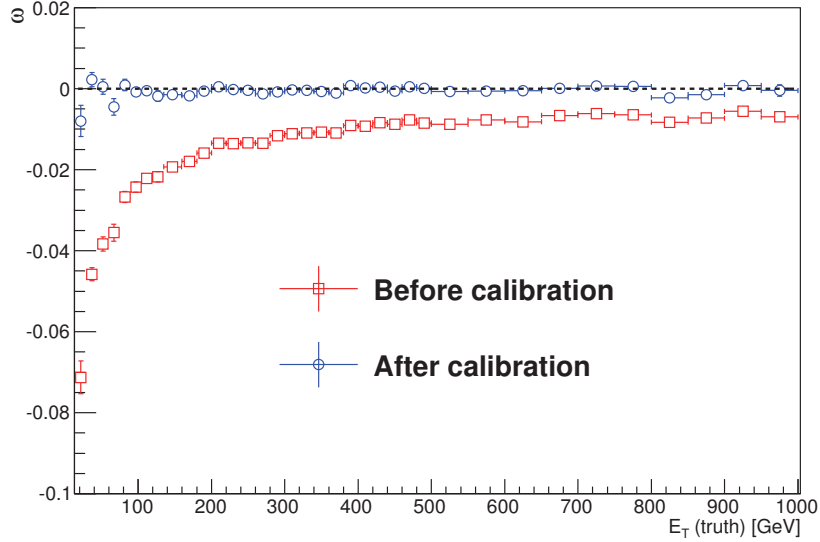


FIGURE 2.7 – Évolution de la variable ω dans avant (carrés rouges) et après (cercles bleus) l’application de la correction relative à l’énergie des jets.

chaque cas pouvant présenter des avantages et des inconvénients. Le premier montre une signature claire permettant la reconstruction des sgluons, mais un nombre important d’événements attendus de bruits de fond physiques. Le deuxième, pouvant présenter au moins trois leptons ou deux leptons de même charge électrique, est plus rare dans le Modèle Standard. Il conduit à une signature expérimentale très claire, et permet, en principe, plus simplement la mise en évidence de Nouvelle Physique.

Au cours de la Section 2.3.1, l’analyse dans le cas d’états finals multileptoniques est présentée, ainsi que ses résultats principaux. La Section 2.3.2 présente les résultats analogues pour l’analyse semi-leptonique.

2.3.1 Recherche dans les états finals contenant au moins deux leptons de même signe

Les diagrammes de Feynman présentant les topologies dans le cadre d’un état final avec deux leptons de même signe sont présentés dans la Figure 2.8. Compte-tenu de l’état final attendu de chacune, des analyses spécifiques sont conçues, et appelées analyses $tjtj$, $tjtt$ et 4-tops.

À la vue des états finals attendus pour le signal et les bruits de fond, une présélection est appliquée aux événements. Elle requiert exactement deux leptons (électrons ou muons) de même signe (topologie $tjtj$) ou au moins deux leptons de même signe (topologies $tjtt$ et 4-tops), d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV. La masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux leptons de plus haute impulsion transverse doit être supérieure à 50 GeV, en accord avec les filtres appliqués au niveau générateur. Après cette sélection, le bruit de fond attendu est quasi-exclusivement constitué d’événements Drell-Yann (98.7 % et 98.2% dans les analyses $tjtj$ et $tjtt/4$ -tops respectivement). Ces derniers ne donnant pas naissance à des neutrinos dans les processus primaires, contrairement aux événements de signal, une sélection supplémentaire est appliquée sur l’énergie transverse manquante, notée E_T^{miss} , et définie comme le vecteur permettant l’obtention d’une impulsion totale nulle dans le plan transverse :

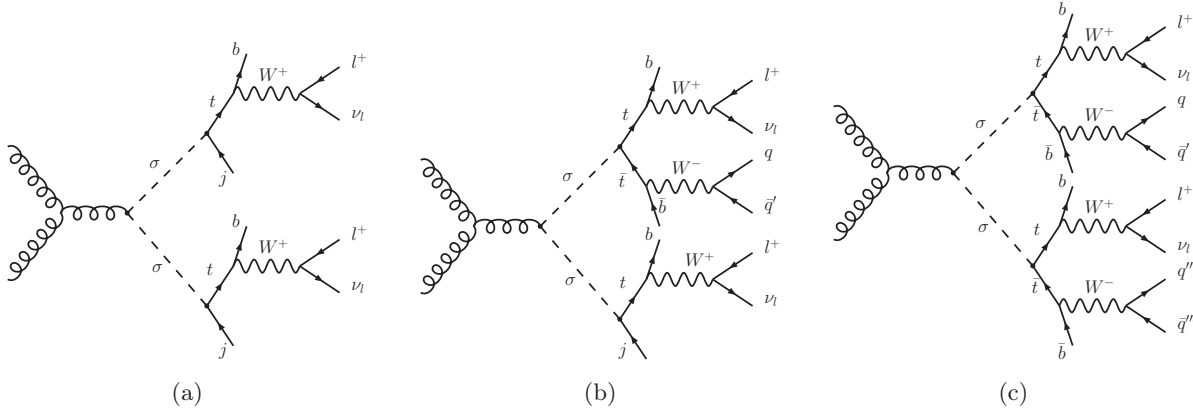


FIGURE 2.8 – Diagrammes de Feynman correspondant aux topologies $tjtj$ (a), $tjtt$ (b) et 4-tops (c) conduisant à un état final contenant deux leptons de même charge électrique.

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{particules visibles}} \vec{p}_T \quad (2.8)$$

La sélection impose alors que la norme cette grandeur, notée E_T^{miss} , soit supérieure à 40 GeV.

Enfin, les jets et leurs caractéristiques sont utilisés pour discriminer les événements de signal et de bruits de fond. Pour les événements de signal, les jets proviennent de deux sources : désintégrations d'un quark top ou désintégration d'un sgluon, leur conférant une impulsion transverse importante. Les jets présents dans la plupart des bruits de fond subsistant proviennent de radiations dans l'état initial ou final de plus faible impulsion transverse. Le seuil en impulsion transverse des jets étant défini à 25 GeV, on attend une multiplicité de jets plus faible pour les bruits de fond que pour le signal, comme le montre la Figure 2.9. En conséquence, les analyses $tjtj$, $tjtt$ et 4-tops nécessiteront la présence dans les événements d'au moins trois, quatre ou cinq jets respectivement. Enfin, les jets de signal provenant pour la plupart de quarks b , un, deux ou trois jets étiquetés b seront demandés dans les différentes analyses.

La dernière étape de la sélection requiert la présence d'au moins deux leptons de même signe dans l'état final. Aucune condition sur les signes des charges électriques n'est appliquée pour les événements contenant trois leptons chargés ou plus.

La Table 2.4 présente les nombres d'événements attendus de signal et de bruits de fond à chaque étape de la sélection. L'efficacité de sélection est de l'ordre de 10 % pour un sgluon de 400 GeV pour l'analyse 4-tops, contre 25 % dans le cadre de l'analyse $tjtj$. Le bruit de fond subsistant est essentiellement dû à la production de paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard.

L'étude du potentiel de découverte du sgluon réside dans l'estimation de la limite attendue, calculée à l'aide du programme MCLIMIT qui s'appuie sur la méthode CL_s [102]. La limite est établie en utilisant les distributions de H_T du signal et des bruits de fond, cette variable étant définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des leptons chargés, des jets et de l'impulsion transverse manquante, soit :

$$H_T = \sum_{\text{jets}} p_T + \sum_{\text{leptons chargés}} p_T + E_T^{\text{miss}} \quad (2.9)$$

La distribution de H_T est présentée sur la Figure 2.10 pour les bruits de fond présents à la fin de la sélection ainsi que les événements de signal. Ce spectre montre que les distributions sont différentes pour le signal et pour les bruits de fond, mais qu'une sélection basée sur cette variable induirait une

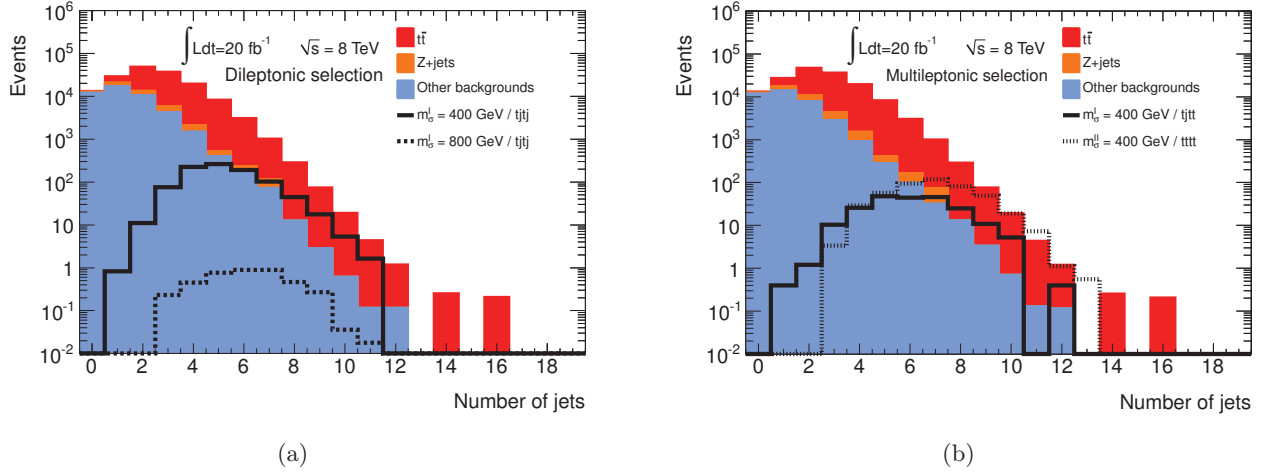


FIGURE 2.9 – Distribution du nombre de jets acceptés dans l’analyse ($p_T \geq 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$) dans le cas de l’analyse de type $tjtj$ (a) ou pour les analyses $tjtt/4$ -tops (b), pour le signal (lignes noires) et pour les bruits de fond. Ces distributions sont réalisées après les sélections sur le nombre de leptons, l’énergie transverse manquante et la masse invariante dileptonique.

efficacité de sélection trop faible pour les sgluons de basse masse et affecterait la sensibilité. Elle peut cependant être utilisée pour déterminer les limites attendues, tirant bénéfice des différences de forme de la distribution pour le signal et les divers bruits de fond.

Les analyses similaires réalisées au sein de la collaboration ATLAS [103] montrent que le bruit de fond attendu peut être dix fois plus important que celui prédit par la simulation Monte Carlo. Aussi, lors de l’extraction des limites attendues, deux hypothèses sont considérées : une hypothèse optimiste ou la simulation Monte Carlo modélise bien les bruits de fond après sélection, et une hypothèse conservatrice ou les bruits de fond Monte Carlo sont multipliés par dix afin de prendre en compte d’éventuelles contributions supplémentaires non considérées dans cette analyse, comme les bruits de fond instrumentaux (leptons mal reconstruits ou charge électrique mal identifiée par exemple). Ces contributions seront détaillées dans le Chapitre 7.

Les limites sont calculées en prenant en compte uniquement les incertitudes statistiques, mais la Référence [103] montre que les incertitudes systématiques, dans le cadre d’analyses multileptoniques n’affectent que très peu la limite attendue. La Table 2.5 montre le résumé des limites attendues dans chacune des analyses et chacun des scénarios. Celles-ci sont également présentées dans la Figure 2.11. Cette analyse se montre sensible aux sgluons jusqu’à une masse de 570 GeV, 520 GeV et 650 GeV dans les topologies $tjtj$, $tjtt$ et 4-tops (scénario II) respectivement. La topologie 4-tops (scénario I) ne peut être exclue du fait du faible rapport de branchement du sgluon en une paire top-antitop dans ce cas.

L’avantage principal de cette analyse est qu’elle offre une signature expérimentale claire, et une contamination en bruits de fond très faible. Cependant, elle ne peut fournir que des informations très limitées quant à la nature de la particule étudiée, et notamment sa masse. Aussi, afin d’avoir cette information, une étude est réalisée dans le canal monoleptonique.

2.3.2 Recherche dans les états finals ne contenant qu’un seul lepton

Les trois topologies étudiées précédemment peuvent également conduire à des états finals ne contenant qu’un seul lepton chargé (Figure 2.12). Ce type d’état final représente près de 38 % des événements dans la topologie $tjtj$ et 42 % dans les topologies $tjtt$ et 4-tops.

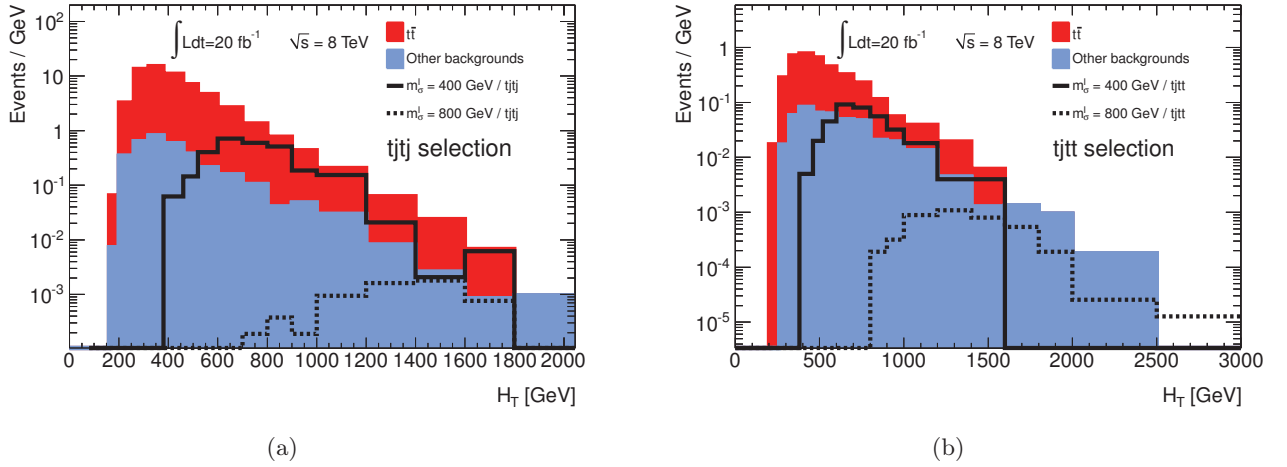


FIGURE 2.10 – Distribution de la variable H_T pour les différents bruits de fond et le signal après l'analyse $tjtj$ (a), et l'analyse $tjtt$ (b) après la totalité de la sélection.

Les événements retenus contiennent exactement un lepton (électron ou muon) de p_T supérieur à 25 GeV, afin de prendre en compte l'efficacité du système de déclenchement utilisé dans la Référence [103] et le Chapitre 7. Après cette sélection, le bruit de fond dominant est la production d'un boson W en association avec des jets. Il représente 92 % des événements de bruit de fond. De la même façon que dans l'analyse multileptonique, les bruits de fond instrumentaux ne sont pas pris en compte ici. Afin de réduire la contamination de ces types de bruit de fond, des critères de sélection spécifiques [104] sont mis en place. Ils imposent que l'énergie transverse manquante E_T^{miss} soit supérieure à 40 GeV et que la masse transverse du boson W leptonique soit supérieure à 25 GeV, cette dernière étant définie comme :

$$M_T^W = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{\text{miss}} \left[1 - \cos(\Delta\varphi_{\ell, \vec{E}_T^{\text{miss}}}) \right]} \quad (2.10)$$

où $\Delta\varphi_{\ell, \vec{E}_T^{\text{miss}}}$ représente l'angle entre le lepton et l'impulsion transverse manquante dans le plan transverse.

Les multiplicités de jets, de façon analogue à l'analyse multileptonique, sont discriminantes et permettent de séparer le signal et les bruits de fond (Figure 2.13). Plus particulièrement, une sélection sur le nombre de jets permettrait de réduire la contamination en bruit de fond $W + \text{jets}$ dont la section efficace est très élevée. Enfin, la présence de un (resp. deux) jets étiquetés b sont demandés dans les analyses $tjtj$ (resp. $tjtt/4\text{-tops}$). À l'issue de la sélection, la production de paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard représente le bruit de fond principal. Le second processus dominant est la production de paires $t\bar{t}$ en association avec un boson de jauge (Z ou W). La Table 2.6 montre les nombres d'événements attendus pour le signal et le bruit de fond à chaque étape de la sélection.

Sélections	Analyse $tjtj$		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^I = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell = 2$ with $p_T^\ell \geq 20$ GeV	$(1.26 \pm 0.02) \cdot 10^3$	4.86 ± 0.30	$(1.721 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$m_{\ell\ell} \geq 50$ GeV	$(1.15 \pm 0.02) \cdot 10^3$	4.49 ± 0.28	$(1.716 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$E_T^{miss} \geq 40$ GeV	$(9.38 \pm 0.20) \cdot 10^2$	4.04 ± 0.27	$(1.549 \pm 0.004) \cdot 10^5$
$N_j \geq 3$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	$(9.18 \pm 0.19) \cdot 10^2$	4.04 ± 0.27	$(5.693 \pm 0.020) \cdot 10^4$
$N_b \geq 1$	$(6.05 \pm 0.16) \cdot 10^2$	2.80 ± 0.22	$(4.089 \pm 0.011) \cdot 10^4$
2 leptons de même signe	$(2.81 \pm 0.11) \cdot 10^2$	1.06 ± 0.14	$(4.191 \pm 0.035) \cdot 10^3$

Sélections	Analyse $tjtt$		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^I = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell \geq 2$ with $p_T^\ell \geq 20$ GeV	$(2.89 \pm 0.11) \cdot 10^2$	4.71 ± 0.17	$(1.722 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$m_{\ell\ell} \geq 50$ GeV	$(2.63 \pm 0.10) \cdot 10^2$	4.44 ± 0.17	$(1.717 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$E_T^{miss} \geq 40$ GeV	$(2.17 \pm 0.09) \cdot 10^2$	4.12 ± 0.16	$(1.598 \pm 0.004) \cdot 10^5$
$N_j \geq 4$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	$(1.97 \pm 0.09) \cdot 10^2$	4.03 ± 0.16	$(2.375 \pm 0.012) \cdot 10^4$
$N_b \geq 2$	83 ± 6	1.89 ± 0.11	$(5.950 \pm 0.040) \cdot 10^3$
≥ 2 leptons de même signe	36 ± 4	0.77 ± 0.07	$(2.860 \pm 0.080) \cdot 10^2$

Sélections	Analyse 4-tops		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^{II} = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell \geq 2$ with $p_T^\ell \geq 20$ GeV	11.33 ± 0.33	7.90 ± 0.24	$(1.722 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$m_{\ell\ell} \geq 50$ GeV	10.42 ± 0.32	7.56 ± 0.22	$(1.717 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$E_T^{miss} \geq 40$ GeV	8.78 ± 0.29	7.03 ± 0.21	$(1.598 \pm 0.004) \cdot 10^5$
$N_j \geq 5$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	7.50 ± 0.27	6.60 ± 0.20	$(8.11 \pm 0.06) \cdot 10^3$
$N_b \geq 3$	1.61 ± 0.13	1.93 ± 0.11	$(1.88 \pm 0.06) \cdot 10^2$
≥ 2 leptons de même signe	0.69 ± 0.08	0.82 ± 0.07	10.3 ± 1.5

TABLE 2.4 – Nombre d'événements de signal et de bruits de fond attendus à chaque étape de la sélection pour chacune des analyses. Les résultats sont présentés avec les incertitudes statistiques portant sur la taille des échantillons Monte Carlo à disposition. Ces nombres d'événements sont obtenus pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} et pour une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

	Analyse multileptonique	Analyse multileptonique (bruit de fond multiplié par 10)
$tjtj$	570_{-50}^{+30} GeV	440_{-15}^{+40} GeV
$tjtt$	520_{-90}^{+35} GeV	–
4-tops (Scenario I)	–	–
4-tops (Scenario II)	650_{-40}^{+30} GeV	520_{-110}^{+50} GeV

TABLE 2.5 – Limites attendues pour le signal de type sgluon dans les trois topologies, pour une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV et une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} . Les résultats sont obtenus en prenant en compte uniquement des incertitudes statistiques et sont présentés avec les bandes d'erreurs correspondant à l'effet d'une variation de $\pm 1\sigma$ de la section efficace théorique du signal.

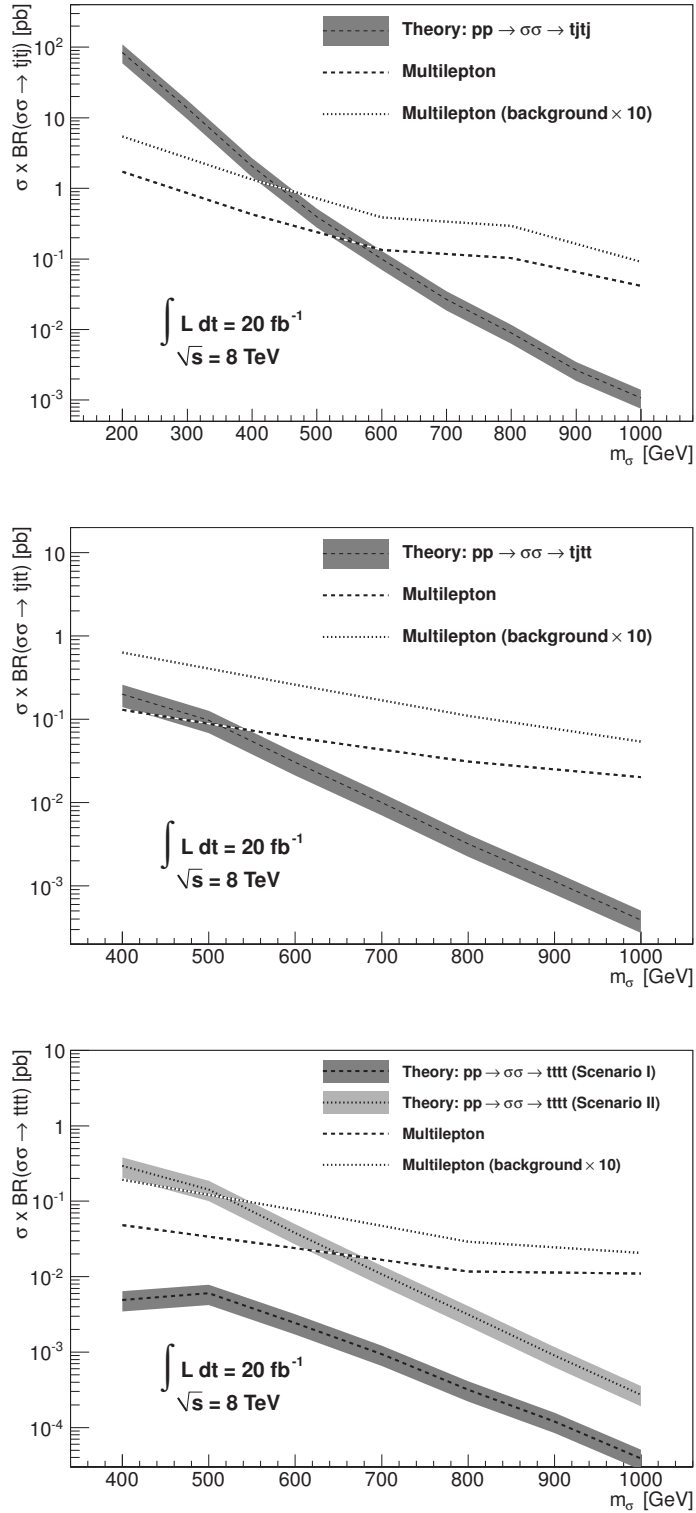


FIGURE 2.11 – Limites attendues dans le cadre de la topologie $ttjtj$ (haut), $ttjt$ (centre) et 4-tops (bas) pour l'analyse multileptonique (l'hypothèse d'un bruit de fond dix fois supérieur à celui prédit par la simulation Monte Carlo est également présentée). Ces limites sont calculées pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} et une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

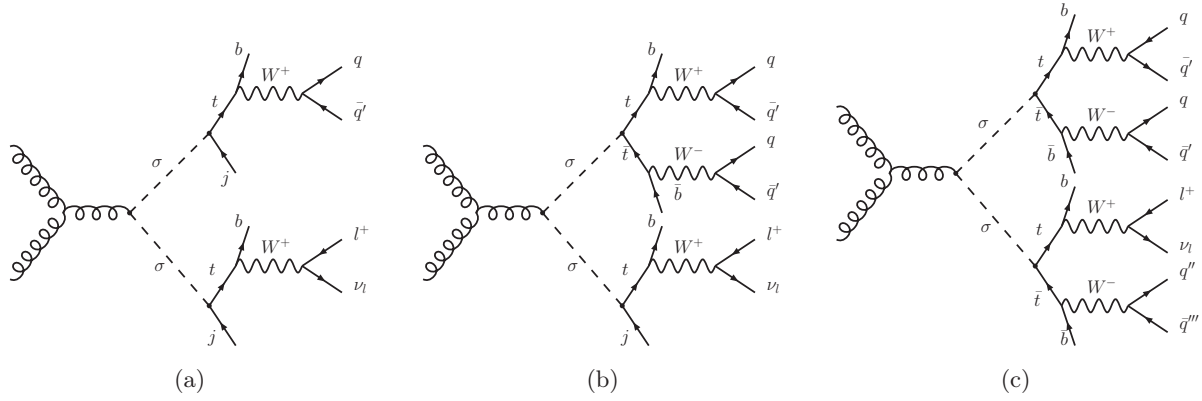


FIGURE 2.12 – Diagrammes de Feynman correspondant aux topologies $ttjt$, $tjtt$ et 4-tops (Figures (a), (b) et (c) respectivement) dans un état final contenant un lepton chargé.

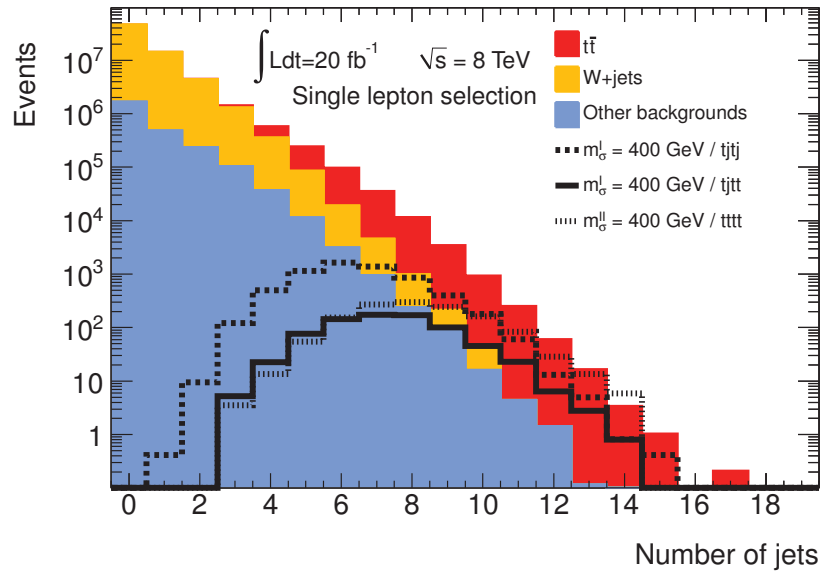


FIGURE 2.13 – Distribution du nombre de jets de $p_T \geq 25 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$ pour le signal (lignes noires) et pour les différents bruits de fond. Cette distribution est réalisée après la sélection préliminaire sur le lepton chargé, ainsi que les conditions sur l'impulsion transverse manquante et la masse transverse du boson W leptonique.

Sélections	Analyse $tjtj$		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^I = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell = 1$ with $p_T^\ell \geq 25$ GeV	$(1.06 \pm 0.01) \cdot 10^4$	45.7 ± 0.9	$(2.376 \pm 0.003) \cdot 10^8$
$E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV	$(7.65 \pm 0.06) \cdot 10^3$	37.9 ± 0.8	$(6.836 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$M_T^W \geq 25$ GeV	$(6.43 \pm 0.05) \cdot 10^3$	30.7 ± 0.7	$(6.722 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$N_j \geq 6$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	$(3.88 \pm 0.04) \cdot 10^3$	24.9 ± 0.7	$(8.634 \pm 0.024) \cdot 10^4$
$N_b \geq 1$	$(2.91 \pm 0.04) \cdot 10^3$	19.3 ± 0.6	$(6.407 \pm 0.014) \cdot 10^4$

Sélections	Analyse $tjtt$		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^I = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell = 1$ with $p_T^\ell \geq 25$ GeV	$(1.21 \pm 0.22) \cdot 10^3$	21.3 ± 0.4	$(2.376 \pm 0.001) \cdot 10^8$
$E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV	$(8.81 \pm 0.19) \cdot 10^2$	18.1 ± 0.3	$(6.836 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$M_T^W \geq 25$ GeV	$(7.66 \pm 0.18) \cdot 10^2$	15.4 ± 0.3	$(6.722 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$N_j \geq 7$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	$(4.05 \pm 0.13) \cdot 10^2$	11.08 ± 0.3	$(2.613 \pm 0.012) \cdot 10^4$
$N_b \geq 2$	$(1.99 \pm 0.09) \cdot 10^2$	5.99 ± 0.2	$(9.330 \pm 0.050) \cdot 10^3$

Sélections	Analyse 4-tops		
	$m_\sigma^I = 400$ GeV	$m_\sigma^{II} = 800$ GeV	Bruits de fond
$N_\ell = 1$ with $p_T^\ell \geq 25$ GeV	34.6 ± 0.6	23.2 ± 0.4	$(2.376 \pm 0.001) \cdot 10^8$
$E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV	27.3 ± 0.5	20.2 ± 0.4	$(6.836 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$M_T^W \geq 25$ GeV	23.6 ± 0.5	17.1 ± 0.3	$(6.722 \pm 0.002) \cdot 10^7$
$N_j \geq 8$ de $p_T^j \geq 25$ GeV	10.8 ± 0.3	12.3 ± 0.3	$(7.020 \pm 0.060) \cdot 10^3$
$N_b \geq 2$	7.21 ± 0.27	8.47 ± 0.23	$(2.658 \pm 0.026) \cdot 10^3$

TABLE 2.6 – Nombre d'événements attendus de signal et de bruits de fond après chaque étape de la sélection, pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV. Les nombres d'événements sont présentés affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés.

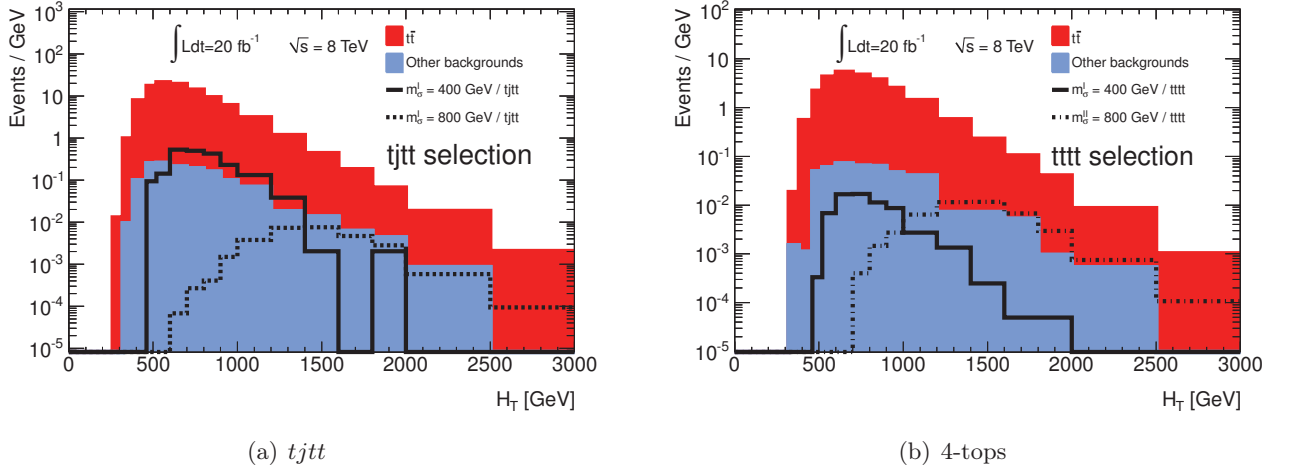


FIGURE 2.14 – Distribution de la variable H_T pour le signal (lignes noires) et pour les bruits de fond après la totalité de la sélection $tjtj$ (a) et 4-tops (b).

Comme présenté dans la Section 2.3.1, la variable H_T peut être utilisée pour discriminer davantage les événements de signal et de bruits de fond. La distribution de cette variable à l'issue des sélections $tjtj$ et 4-tops est présentée sur la Figure 2.14. Elle sera utilisée dans ces topologies pour l'extraction de la limite attendue.

La topologie $tjtj$ permet de définir une variable capable de caractériser le signal en reconstruisant les sgluons à partir des jets, du lepton et de l'énergie transverse manquante. Cette reconstruction s'appuie sur la supposition que l'impulsion transverse manquante est due exclusivement à la non-détection du neutrino émis lors de la désintégration du boson W leptonique. La minimisation d'une variable permet de trouver la combinaison de jets, lepton et neutrino provenant de la désintégration des sgluons.

On définit les notations :

$$pp \rightarrow \sigma\sigma \rightarrow (tj_5)(tj_6) \rightarrow (j_1j_2j_3j_5)(j_4\ell\nu j_6) , \quad (2.11)$$

et la variable χ^2 à minimiser comme :

$$\chi^2 = \left[\frac{m_{j_1j_2} - m_W^{(r)}}{\sigma_W^{(r)}} \right]^2 + \left[\frac{(m_{j_1j_2j_3} - m_{j_1j_2}) - m_{tW}^{(r)}}{\sigma_{tW}^{(r)}} \right]^2 + \left[\frac{m_{\ell\nu j_4} - m_{t\ell}^{(r)}}{\sigma_{t\ell}^{(r)}} \right]^2 + \left[\frac{(m_{\ell\nu j_4, j_6} - m_{\ell\nu j_4}) - (m_{j_1j_2j_3, j_5} - m_{j_1j_2j_3})}{\sigma_{\sigma t}^{(r)} [(m_{\ell\nu j_4, j_6} - m_{\ell\nu j_4}) + (m_{j_1j_2j_3, j_5} - m_{j_1j_2j_3})]} \right]^2 \quad (2.12)$$

Toutes les combinaisons possibles de jets, électron et neutrinos sont testées et celle conduisant à la valeur du χ^2 la plus petite est sélectionnée. Cet algorithme s'appuie sur une comparaison entre une combinaison testée et la combinaison attendue d'après la vérité Monte Carlo (représentée par les termes portant un exposant (r)), par le biais de variables cinématiques et notamment les masses des particules reconstruites.

Le premier terme teste toutes les combinaisons de deux jets et calcule les masses correspondantes ($m_{j_1j_2}$) qui sont comparées à $m_W^{(r)}$. Ce dernier est obtenu comme la valeur moyenne des masses in-variantes jet-jet pour des jets appariés aux partons provenant de la désintégration du boson W . Le

deuxième terme permet le choix du jet provenant du quark b pour le quark top hadronique, en calculant la différence de masse entre le quark top reconstruit et le boson W hadronique ($m_{j_1 j_2 j_3} - m_{j_1 j_2}$) puis est comparée avec $m_{tW}^{(r)}$ ². Le troisième terme permet le choix du jet provenant du quark top semi-leptonique (comparaison entre la valeur testée $m_{\ell\nu j_4}$ et $m_{t\ell}^{(r)}$). Le dernier terme assure le choix des jets correspondant aux jets légers issus de la désintégration du sgluon. Ce dernier terme est une différence de masse relative entre le côté hadronique et le côté leptonique de la différence de masse entre le quark top et le sgluon, permettant d'obtenir un terme stable quelles que soit la masse du sgluon et de réduire les corrélations.

Les valeurs de l'ensemble des paramètres utilisés sont répertoriées dans la Table 2.7.

Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
$m_W^{(r)}$	80.7 GeV	$m_{t\ell}^{(r)}$	167.8 GeV
$\sigma_W^{(r)}$	8.9 GeV	$\sigma_{t\ell}^{(r)}$	19.1 GeV
$m_{tW}^{(r)}$	90.8 GeV	$\sigma_{\sigma t}^{(r)}$	0.098
$\sigma_{tW}^{(r)}$	10.5 GeV		

TABLE 2.7 – Valeurs des paramètres utilisés lors de la reconstruction des sgluons par l'algorithme du χ^2 dans la topologie $tjtj$. Ces paramètres sont déterminés comme les valeurs moyennes ($m_i^{(r)}$) et les largeurs ($\sigma_i^{(r)}$) des distributions de variables cinématiques considérées après avoir apparié les jets reconstruits aux partons provenant de la désintégration des sgluons.

Les événements sélectionnés sont reconstruits avec cet algorithme et le spectre de masse obtenu est montré sur la Figure 2.15

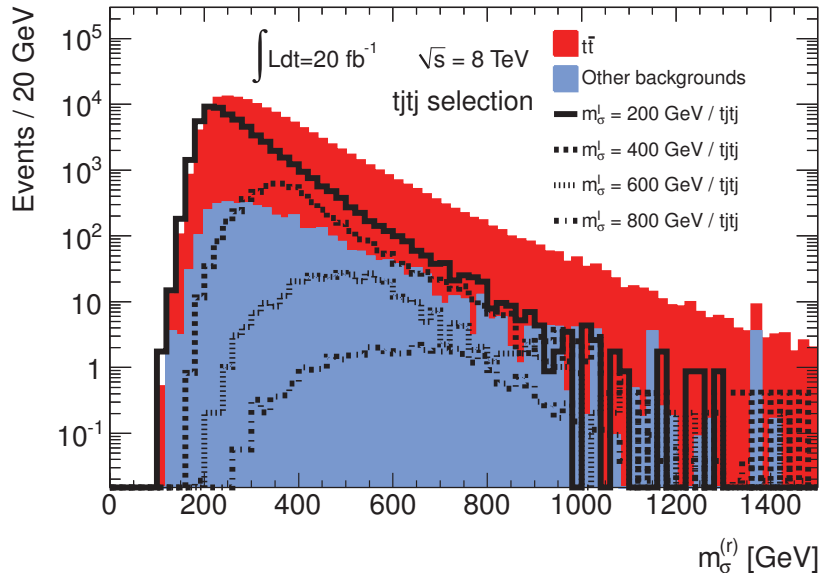


FIGURE 2.15 – Spectre de masse invariante tj correspondant à la masse reconstruite du sgluon, obtenu par l'algorithme du χ^2 , pour le signal (lignes noires) et pour les bruits de fond.

2. Cette différence permet de réduire les corrélations qui existent entre $m_{j_1 j_2 j_3}$ et $m_{j_1 j_2}$

Ce spectre de masse montre un pic étroit pour les faibles masses, mais un pic plus large pour les hautes masses, correspondant essentiellement à des mauvaises combinaisons choisies par l'algorithme du χ^2 , ou des radiations dans l'état final qui ne peuvent être sélectionnées par cet algorithme.

Ce spectre de masse dans la topologie $tjtj$ et les spectres de H_T dans les topologies $tjtt$ et 4-tops sont utilisés par la suite pour extraire les limites attendues. Ce choix conduit à une amélioration de 25 % de la limite sur la section efficace du sgluon à basse masse (400 GeV). À haute masse, du fait de l'élargissement du spectre de masse obtenu, les limites attendues sont similaires à celles pouvant être obtenues à partir du spectre en H_T . Les résultats de cette extraction sont présentés sur la Figure 2.16 et dans la Table 2.8. Les limites en masse sont de 590 GeV, 480 GeV et 640 GeV dans le cas des topologies $tjtj$, $tjtt$ et 4-tops (Scénario II) respectivement. Aucune limite ne peut être placée sur la topologie 4-tops (Scénario I) du fait de la section efficace très faible dans ce cas.

	Analyse monoleptonique
$tjtj$	590^{+40}_{-30} GeV
$tjtt$	480^{+70}_{-80} GeV
4-tops (Scenario I)	-
4-tops (Scenario II)	640^{+40}_{-30} GeV

TABLE 2.8 – Limites attendues pour les signal de type sgluon dans les trois topologies, pour une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV et une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} . Les résultats sont obtenus en prenant en compte uniquement les incertitudes statistiques, et sont présentés avec les bandes d'erreurs correspondant à l'effet d'une variation de $\pm 1\sigma$ de la section efficace théorique de signal.

2.4 Conclusions et perspectives

L'analyse présentée dans les paragraphes précédents avait pour but d'explorer les capacités de détecteurs généralistes comme ATLAS quant à la détection de signaux de sgluons, prédits dans certaines théories de supersymétrie ou d'autres théories de Nouvelle Physique. Cette étude fut menée en plusieurs temps : création d'un modèle effectif simplifié, génération d'échantillons Monte Carlo pour le signal comme pour les bruits de fond et simulation simplifiée d'un détecteur pour laquelle une procédure d'étalonnage des jets a été spécifiquement conçue. Elle montre finalement que la recherche de sgluons dans le cadre particulier d'états finals multitops est prometteuse. En effet, la Table 2.9 résume l'ensemble des limites attendus pour tous les scénarios et les analyses.

	Analyse monoleptonique	Analyse multileptonique	Analyse multileptonique (background $\times 10$)
$tjtj$	590^{+40}_{-30} GeV	570^{+30}_{-50} GeV	440^{+40}_{-15} GeV
$tjtt$	480^{+70}_{-80} GeV	520^{+35}_{-90} GeV	-
$tttt$ (Scenario I)	-	-	-
$tttt$ (Scenario II)	640^{+40}_{-30} GeV	650^{+30}_{-40} GeV	520^{+50}_{-110} GeV

TABLE 2.9 – Limites attendues pour tous les scénarios de désintégration du sgluon et les différentes analyses réalisées, pour une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse au LHC et une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} .

L'une des signatures les plus claires est la topologie 4-tops et peut conduire à une limite en masse autour de 600 GeV dans l'hypothèse où la désintégration du sgluon en quarks se fait exclusivement dans le canal top-antitop. Cette topologie sera étudiée en détail dans l'expérience ATLAS au cours du Chapitre 7.

Les résultats présentés ici, bien que démontrant une réelle sensibilité au signal de sgluon doivent être considérés avec précaution. En effet, plusieurs effets ont été négligés au cours de cette analyse. Par exemple, la modélisation de collisions concomitantes, l'isolation des leptons, mais également les différentes incertitudes systématiques. Ces dernières pourraient affecter les résultats, et en particulier dans l'étude monoleptonique.

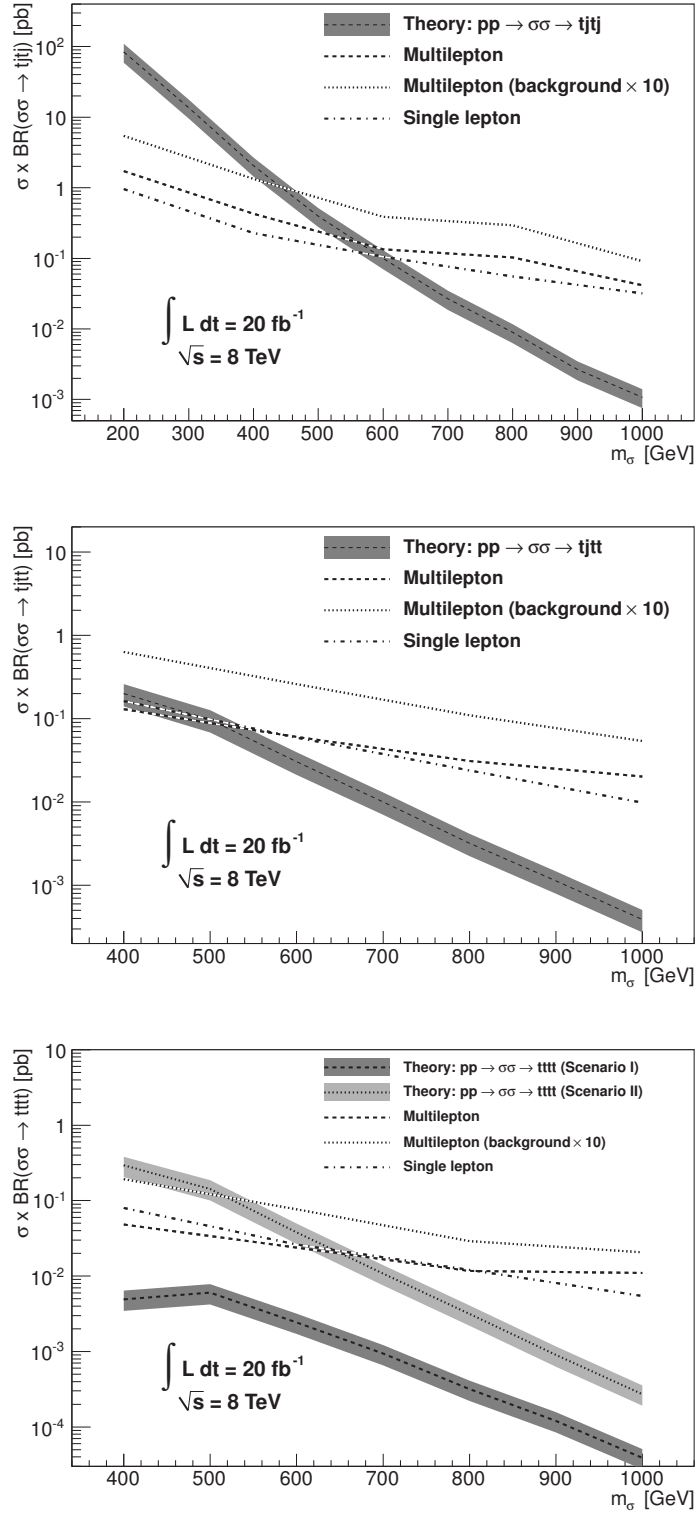


FIGURE 2.16 – Limites attendues dans le cadre de la topologie $ttjt$ (haut), $ttjt$ (centre) et 4-tops (bas) pour les analyses mono-leptonique et multi-leptonique (cette dernière étant également calculée avec l’hypothèse d’un fond dix fois supérieur à celui prédit par la simulation Monte Carlo). Ces limites sont calculées pour une luminosité intégrée de 20 fb^{-1} et une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

Deuxième partie

Contexte expérimental

3

Contextes expérimental et technologique

Sommaire

Introduction	53
3.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC)	54
3.1.1 Chaîne d'accélération	54
3.1.2 Collisions et grandeurs afférentes	56
3.1.2.1 Luminosités	56
3.1.2.2 Effet d'empilement	56
3.1.3 Évolutions prévues - Calendrier du LHC	56
3.2 L'expérience ATLAS	58
3.2.1 Introduction	58
3.2.2 Systèmes d'aimants	59
3.2.3 Détecteurs internes	60
3.2.3.1 Détecteurs à pixels	60
3.2.3.2 Trajectographe à semi-conducteurs (SCT)	62
3.2.3.3 Trajectographe à rayonnement de transition (TRT)	62
3.2.4 Le système calorimétrique	62
3.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide	63
3.2.4.2 Les calorimètres hadroniques	64
3.2.4.3 Calorimètres vers l'avant	65
3.2.5 Spectromètres à muons	66
3.3 Système de déclenchement	67
3.3.1 Le système de déclenchement de Niveau 1	67
3.3.2 Le système de déclenchement de Niveau 2	67
3.3.3 Le filtre d'événements	69
3.4 Évolutions matérielles attendues	69
3.4.1 Évolutions majeures des détecteurs internes	69
3.4.2 Évolutions prévues du système calorimétrique	70
Conclusions	71

Introduction

La compréhension de l'infiniment petit, des particules et des interactions est aujourd'hui l'objectif de tous les physiciens des particules.

Ces recherches, cependant, ne peuvent être réalisées que grâce à un matériel extrêmement performant, permettant la production de processus de physique à haute énergie, mais aussi leur détection, ces étapes étant réalisées par l'accélérateur-collisionneur de particules, le LHC, et le détecteur polyvalent ATLAS.

Dans une première partie, le LHC est brièvement décrit, ainsi que ses caractéristiques au cours de la première période de prise de données, mais aussi ses caractéristiques nominales, attendues pour la deuxième période de prise de données, à partir d'Avril 2015. La Section 3.2 introduit ensuite l'un des quatre grands détecteurs installés auprès du LHC, le détecteur ATLAS, ses principaux sous-détecteurs et leurs performances, et la Section 3.3 décrit plus précisément son système de déclenchement.

3.1 Le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC)

Le LHC (*Large Hadron Collider*) [105] est un accélérateur et collisionneur de particules, dont les premières collisions enregistrées ont eu lieu le 7 novembre 2009 à une énergie de 900 GeV dans le référentiel du centre de masse. Les deux objectifs du LHC (accélération et collision) sont présentés dans cette section, ainsi que ses perspectives à moyen et long terme.

3.1.1 Chaîne d'accélération

Le LHC est le dernier maillon d'une chaîne d'accélération constituée d'accélérateurs linéaires et circulaires, permettant des collisions de protons à une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse (en 2012)¹. L'ensemble de cette chaîne est présenté sur la Figure 3.1.

Les protons sont d'abord extraits d'hydrogène ionisé puis portés à une énergie de 50 MeV par un accélérateur linéaire, le LINAC2, avant d'être injectés dans le premier accélérateur circulaire, le BOOSTER qui permet l'acquisition d'une énergie de 800 MeV. Par la suite, les PS (*Proton Synchrotron*) et SPS (*Super Proton Synchrotron*) permettent l'augmentation de l'énergie jusqu'à 24 GeV et 450 GeV respectivement. Les protons sont injectés dans le LHC où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de 4 TeV (7 TeV pour la configuration nominale). Ils sont répartis en 1380 paquets séparés de 50 ns, contenant chacun 1.7×10^{11} protons [106].

Afin d'atteindre de telles énergies, le LHC est le plus grand (26.7 km de circonférence) des accélérateurs du complexe. Il fut installé dans le même tunnel que le collisionneur électron-positron précédent (LEP). Les hadrons étant moins affectés que les électrons par les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron², l'énergie atteinte peut être beaucoup plus importante que dans le cas d'un collisionneur e^+e^- (209 GeV dans le référentiel du centre de masse la dernière année de LEP). L'accélération est réalisée au moyen de cavités radiofréquence, dont la fréquence de pulsation est de 400 MHz, et la trajectoire des faisceaux est contrôlée grâce à des aimants dipolaires, quadrupolaires voire des sextupôles et décupôles. À chaque tour d'anneau, les protons peuvent acquérir, en conditions nominales, une énergie de 450 keV, soit un total de 20 minutes nécessaires pour atteindre l'énergie nominale (en 2015).

Les protons évoluent dans les deux sens (horaire et anti-horaire) au sein de deux tubes à vide différents et les faisceaux ne se rencontrent alors qu'en quatre points auxquels sont installées les expériences ALICE, ATLAS, CMS et LHCb.

1. Le LHC est aussi capable de produire des collisions d'ions lourds (plomb par exemple), à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 2.76 TeV (2011) et des collisions proton-plomb à 5.02 TeV (2013).

2. L'intensité du rayonnement synchrotron dépend de m^{-4} , où m est la masse de la particule accélérée.

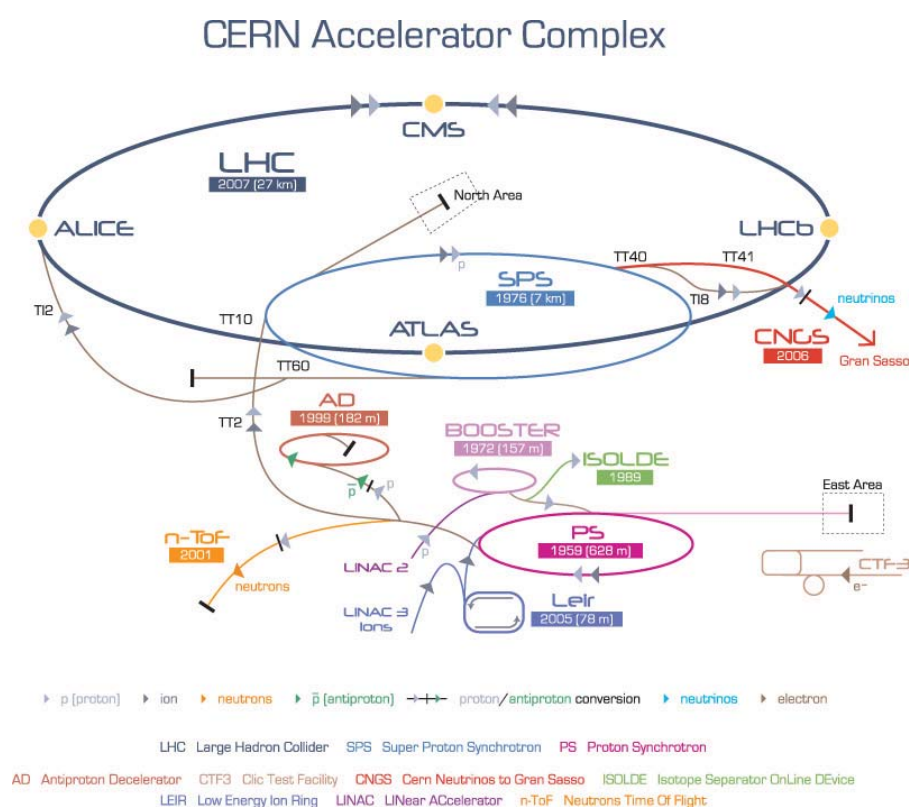


FIGURE 3.1 – Complexe d'accélérateurs linéaires et circulaires du CERN. Les chaînes spécifiques aux protons et aux ions lourds sont présentées.

3.1.2 Collisions et grandeurs afférentes

3.1.2.1 Luminosités

Les collisions de paquets de protons font intervenir des quantités telles que la **luminosité instantanée** L , exprimée en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (ou $\text{fb}^{-1}\text{s}^{-1}$). Elle permet d'obtenir le nombre d'événements du processus X produits par seconde, N_X , donné par :

$$N_X = L \times \sigma_X \quad (3.1)$$

où σ_X est la section efficace totale du processus X (exprimée en fb). La Nouvelle Physique peut se manifester avec une probabilité faible. Aussi, afin de maximiser le nombre d'événements potentiels de nouveaux phénomènes, les expériences ATLAS et CMS nécessitent une luminosité instantanée très importante, conduisant à des contraintes sur le faisceau de protons, L ne dépendant que de ses paramètres intrinsèques :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{\text{rev}} \gamma}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} \times F \quad (3.2)$$

Dans cette équation, N_b est le nombre de protons par paquet, n_b le nombre de paquets par faisceau, f_{rev} leur fréquence de révolution, γ le facteur de Lorentz de la relativité restreinte, ε_n l'émittance transverse du faisceau (correspondant à la dispersion du faisceau dans l'espace de phase position-impulsion dans le plan transverse), β^* la fonction beta au point de collision (elle quantifie l'amplitude de l'enveloppe du faisceau) et F , un facteur géométrique dépendant essentiellement de l'angle de croisement des faisceaux. La luminosité instantanée évolue au fur et à mesure des collisions, notamment du fait de la décroissance du nombre de protons par paquet, et sa valeur maximale lors des prises de données par le détecteur ATLAS est montrée sur la Figure 3.2.

Une quantité analogue, appelée **luminosité intégrée** \mathcal{L} correspond à l'intégrale de la luminosité instantanée sur le temps, et permet de quantifier la quantité totale de données délivrée par l'accélérateur et/ou enregistrée par une expérience, exprimée en femtobarns inverses (fb^{-1}). Son évolution au cours des années 2011 et 2012 est présentée sur la Figure 3.3. Dans la suite, par abus de langage, cette grandeur sera appelée simplement **luminosité**.

3.1.2.2 Effet d'empilement

Le nombre important de protons au sein d'un paquet conduit à un phénomène appelé **effet d'empilement**. Il correspond au cas où plusieurs protons du même paquet interagissent au cours du même croisement de faisceau. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux, par la suite noté $\langle \mu \rangle$, et l'évolution de ce nombre entre 2010 et 2012 est présenté sur la Figure 3.4.

La réduction de l'impact de cet effet sur les jets est présentée dans le Chapitre 6.

3.1.3 Évolutions prévues - Calendrier du LHC

Contrairement aux prévisions, la première période de prise de données du LHC ne s'est pas déroulée à l'énergie nominale de 14 TeV, à la suite d'incidents techniques survenus en fin d'année 2008 et ayant engendrés une période de réparation de près de un an. Le redémarrage du LHC en 2009 fut réalisé à une énergie faible (900 GeV), puis progressivement augmentée à 7 TeV (2010 et 2011) et 8 TeV (2012).

Au moment d'écrire ce document, le LHC est en phase de maintenance avant d'entrer dans la deuxième phase de prise de données (2015-2018) au cours de laquelle ses caractéristiques nominales devraient être atteintes, avec une énergie dans le centre de masse de 13 ou 14 TeV et un espacement des paquets de 25 ns. Cette évolution s'inscrit dans un programme présenté sur la Figure 3.5.

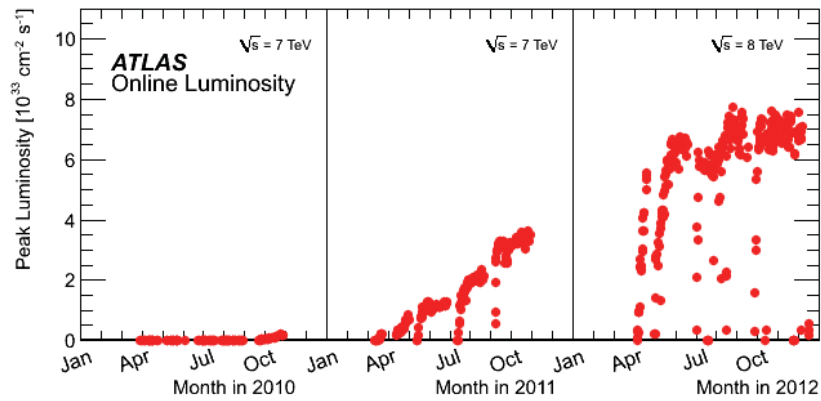


FIGURE 3.2 – Valeur du pic de luminosité instantanée au cours des prises de données de 2010, 2011 et 2012 pour le détecteur ATLAS.

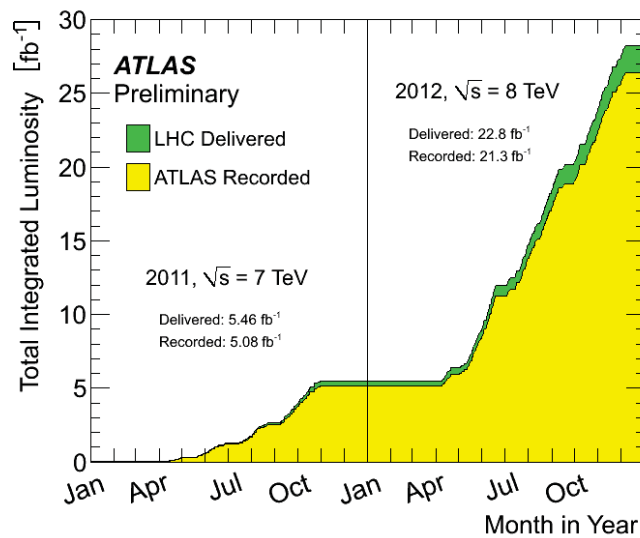


FIGURE 3.3 – Évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC (vert) et enregistrée par le détecteur ATLAS (jaune) au cours des prises de données de 2011 et 2012.

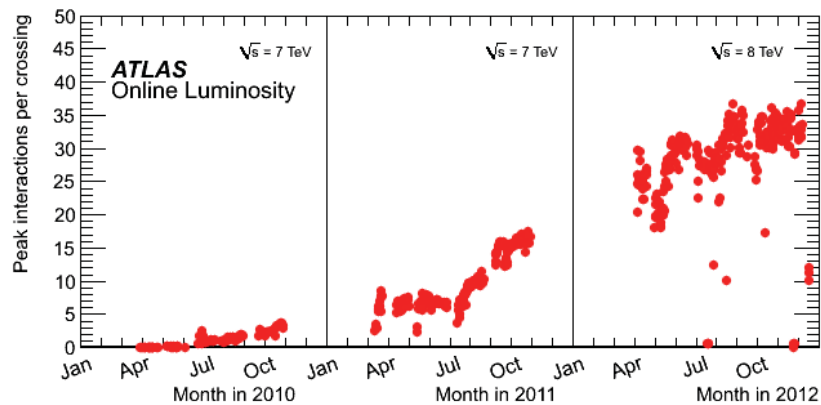


FIGURE 3.4 – Évolution du nombre moyen de collisions par croisement de faisceau $\langle \mu \rangle$ au cours des prises de données en 2010, 2011 et 2012. Cette évolution est fortement corrélée à l'évolution de la luminosité instantanée (Figure 3.2).

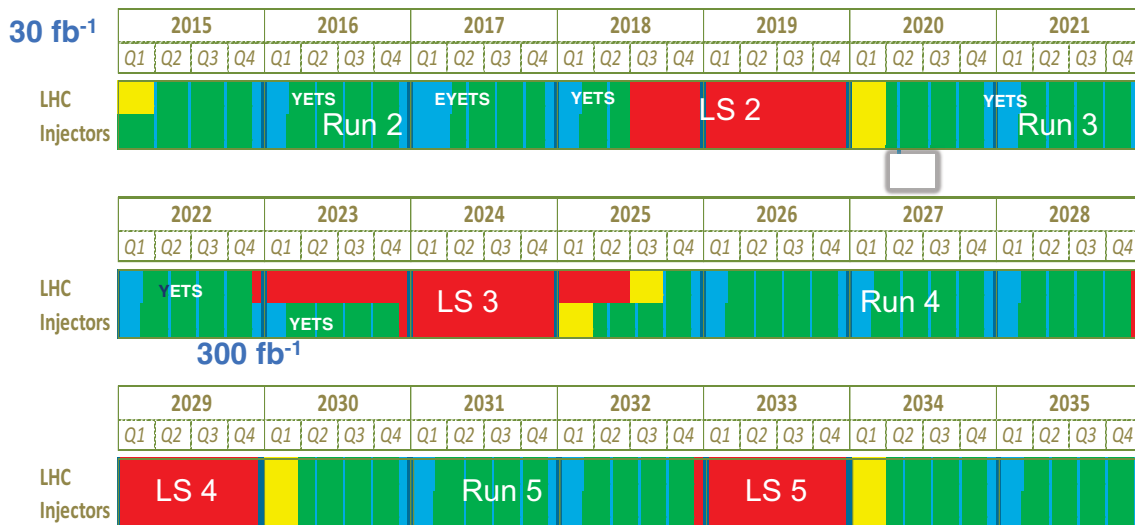


FIGURE 3.5 – Programme du LHC de 2015 à 2035 avec les différents états du LHC et des injecteurs. En vert, les périodes de prise de données pour les analyses de physique ; en jaune, les périodes de test de faisceau ; en bleu les périodes d’interruptions techniques ((E)YETS : (*Extended*) *Year End Technical Stops*) ; et en rouge, les longues périodes de maintenance appelées LS2, 3, 4 et 5.

Entre 2015 et 2018 (Run 2), le CERN a pour objectif d’accroître l’énergie du LHC, mais aussi la luminosité intégrée délivrée, qui devrait atteindre 300 fb^{-1} en 2018. Une deuxième période de maintenance est alors prévue pendant deux ans, permettant des améliorations relatives aux accélérateurs préliminaires (BOOSTER, PS et SPS). À l’issue de cette maintenance, la troisième période de prise de données (Run 3) débutera dans des configurations proches de celle du Run 2.

L’une des étapes majeures de l’évolution du LHC réside dans la maintenance LS3 entre 2022 et 2025, permettant de faire évoluer le LHC en HL-LHC (*High Luminosity LHC*), dont les caractéristiques envisagées seraient de permettre la production de près de 3 fb^{-1} par jour ! Cette interruption technique sera également bénéfique aux expériences qui, pour s’adapter aux changements de conditions du LHC, réaliseront des modifications très importantes, tant dans le matériel utilisé (électronique, matériaux par exemple), que dans l’infrastructure logicielle.

3.2 L’expérience ATLAS

3.2.1 Introduction

Le détecteur ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) est l’un des deux détecteurs polyvalents installés auprès du LHC, et présente une acceptance de près de $4\pi \text{ sr}$. Il est constitué, à l’instar d’autres détecteurs de ce type, de plusieurs sous-détecteurs tels que les **détecteurs internes**, consacrés à la détermination des traces des particules chargées, un **système calorimétrique**, permettant la mesure de l’énergie de la plupart des particules, et enfin un **système de spectromètres à muons** qui enregistre leurs trajectoires. De plus, il comporte un ensemble d’aimants solénoïdal et toroïdal utilisé pour courber les traces des particules chargées et permettre la mesure de leur impulsion.

En dépit de cette multiplicité de sous-détecteurs, tous partagent le même système de coordonnées (Figure 3.6), permettant de caractériser la position ou l’impulsion d’un objet. La base de projection

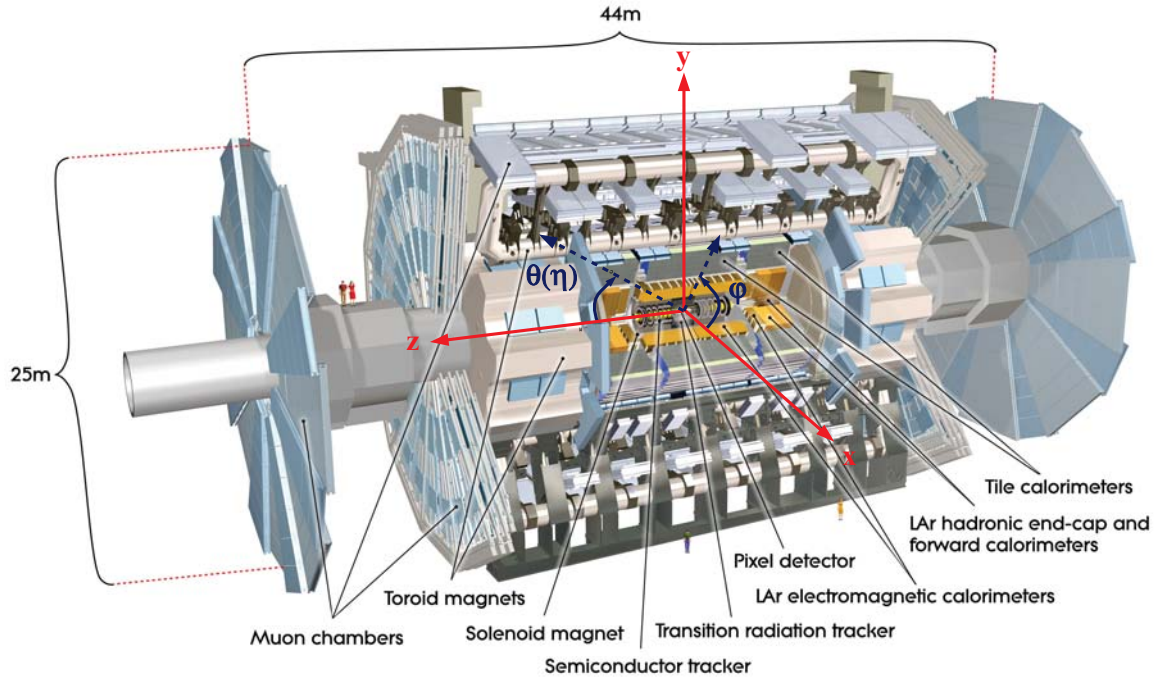


FIGURE 3.6 – Schéma du détecteur ATLAS et de son système de coordonnées.

est constituée de trois vecteurs orthogonaux formant un trièdre direct, l'axe z étant orienté le long du faisceau de protons, et les axes x et y définissant le plan transverse du détecteur. Par convention, l'axe x est orienté vers le centre du LHC.

Les angles θ et φ sont utilisés pour caractériser respectivement l'angle par rapport à l'axe z et par rapport à l'axe x . Cependant, θ sera par la suite substitué par la grandeur η , appelée **pseudo-rapacité**, et définie comme :

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (3.3)$$

Cette nouvelle grandeur permet de s'affranchir de l'une des indéterminations inhérentes aux collisionneurs hadroniques : la composante longitudinale de l'accélération. En effet, les partons qui interagissent n'emportent qu'une fraction inconnue de l'énergie des protons, pouvant conduire à une asymétrie de la collision et à des produits n'étant pas au repos dans le référentiel du détecteur : on parle de *boost*. La différence de pseudo-rapacité $\Delta\eta$ est invariante par *boost*.

Enfin, l'écart entre deux particules dans le plan (η, φ) , noté ΔR est défini comme :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} \quad (3.4)$$

est sera utilisé à de multiples reprises dans les chapitres à venir.

3.2.2 Systèmes d'aimants

Le détecteur ATLAS est équipé de deux systèmes d'aimants supraconducteurs courbant les trajectoires des particules chargées, ce qui autorise la mesure de leurs impulsions. Un **aimant solénoïdal** plonge le détecteur interne dans un champ magnétique de 2 T, tandis que le **système toroïdal** permet

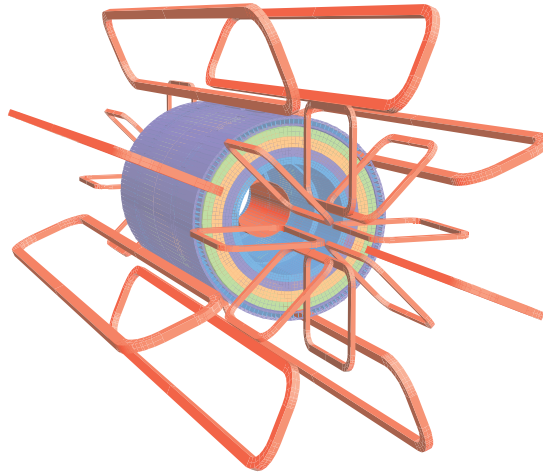


FIGURE 3.7 – Système d’aimants du détecteur ATLAS avec l’aimant solénoïdal (au centre), et l’aimant toroïdal, dont le champ magnétique s’étend dans les trajectographes à muons. Les deux parties latérales (appelées *bouchon*) sont également représentées.

de courber la trajectoire des muons au niveau de la partie extérieure du détecteur : les spectromètres à muons. La Figure 3.7 montre la disposition des systèmes d’aimants.

L’aimant solénoïdal [107, 108] Long de 5.8 m et d’un diamètre compris entre 2.46 et 2.56 m, il permet de générer un champ d’environ 2 T, grâce à un courant d’intensité 7730 kA. Il est situé entre les détecteurs internes et le calorimètre électromagnétique et est conçu de telle sorte que la quantité de matière soit minimale afin d’assurer des performances optimales du calorimètre électromagnétique : il correspond à environ 0.66 longueur de radiation pour une particule en incidence normale.

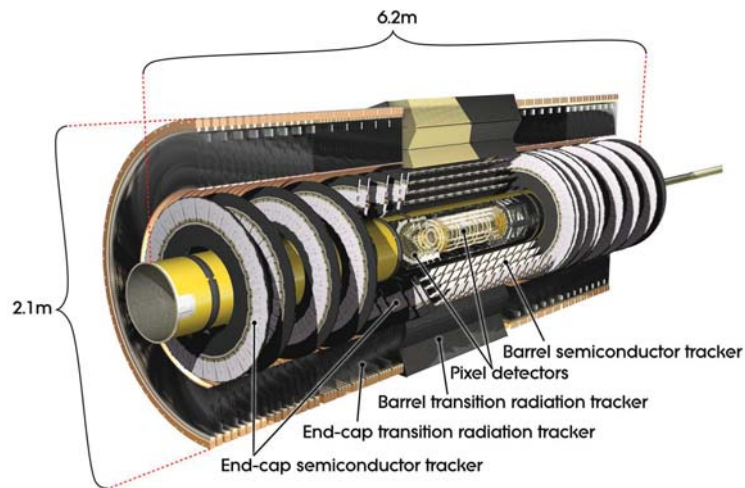
L’aimant toroïdal [109–111] Il est divisé en deux parties : la partie tonneau (pour la région centrale du détecteur $|\eta| < 1.2$) et la partie bouchon ($|\eta| < 2.7$). Pour la partie tonneau, huit aimants de 25.3 m et alimentés par une intensité de 20.5 kA engendrent un champ d’au plus 2.5 T, tandis que les parties bouchons, plus petites, conduisent à un champ magnétique jusqu’à 3.5 T.

3.2.3 Détecteurs internes

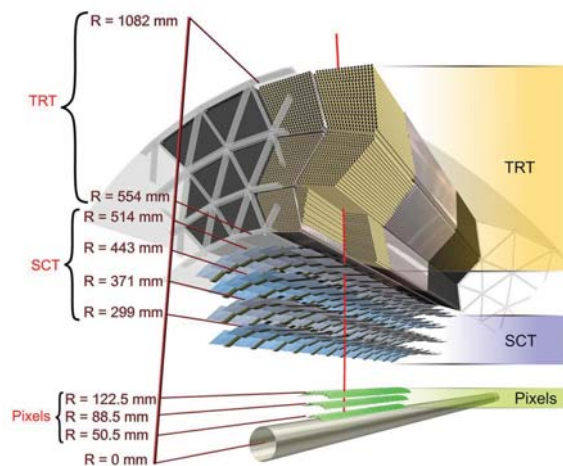
Ils permettent de déterminer la trajectoire et la charge des particules chargées, et jouent un rôle majeur dans la reconstruction des vertex primaires et secondaires, ainsi que dans l’identification des hadrons beaux. La Figure 3.8 présente leur structure générale. Ils sont composés de trois sous-détecteurs : le détecteur à pixels, le détecteur à micropistes de silicium (SCT) et enfin le détecteur à rayonnement de transition (TRT), tous trois baignés dans le champ magnétique engendré par l’aimant solénoïdal.

3.2.3.1 Détecteurs à pixels

Le détecteur à pixels est le plus proche du faisceau puisque la première couche de pixels est située à 5 cm de son axe. Il comprend deux parties, la partie tonneau et la partie bouchon, qui permettent une couverture dans la région $|\eta| < 2.5$ (Figure 3.9). La partie tonneau est constituée de trois couches



(a)



(b)

FIGURE 3.8 – Schémas des détecteurs internes. (a) : ensemble de la partie tonneau des détecteurs internes, avec les parties bouchon. (b) : disposition transverse de la partie tonneau des différents sous-détecteurs (pixels, SCT et TRT).

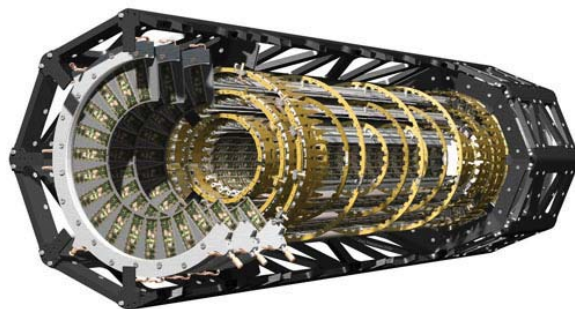


FIGURE 3.9 – Schéma du détecteur à pixels. La partie tonneau est constituée par trois cylindres coaxiaux. Chacune des deux parties bouchon est constituée de trois disques orthogonaux à l'axe du faisceau.

cylindriques de pixels distantes du point de collision d'entre 5 et 12 cm comportant respectivement 13, 22 et 31 millions de pixels de section $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ chacun. Chaque partie bouchon est constituée de trois disques équipés d'un total de 6.6 millions de pixels.

Cette géométrie assure que chaque particule chargée émise dans l'acceptance du détecteur engendre trois impulsions, une pour chaque couche traversée. Lors du passage d'une particule au travers d'un pixel, une paire électron-trou est créée, et la présence d'un champ électrique appliqué sur le pixel permet la production d'un signal mesurable, déterminant la position de la particule, avec une résolution expérimentale de $115 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale, et de $10 \mu\text{m}$ dans la direction $r - \varphi$.

De plus, du fait de sa proximité du point d'interaction, ce détecteur joue un rôle fondamental dans la reconstruction des vertex secondaires, nécessaires à l'identification des jets provenant de hadrons beaux, mais est susceptible d'être endommagé par les radiations produites lors des collisions. Les radiations sont principalement constituées de photons et de neutrons, et leurs flux dépendent de la région du détecteur considérée. Par exemple, la couche du détecteur interne la plus proche du faisceau subit un flux de particules d'environ $40 \times 10^6 \text{ Hz/cm}^{-2}$, contre 10^5 Hz/cm^{-2} pour la couche la plus extérieure.

3.2.3.2 Trajectographe à semi-conducteurs (SCT)

La technologie utilisée ici est très proche de celle du détecteur à pixels, le matériau utilisé étant toujours du silicium, et la géométrie est également comparable : quatre cylindres coaxiaux forment la partie tonneau, tandis que neuf disques orthogonaux au faisceau constituent la partie bouchon. Les parties sensibles ne sont alors plus des pixels, mais des micropistes de silicium de $80 \mu\text{m}$ de large et 126 mm de long. Cette technologie conduit à une résolution de $17 \mu\text{m}$ selon $r - \varphi$ et $580 \mu\text{m}$ dans la direction longitudinale. En moyenne, chaque particule chargée située dans l'acceptance géométrique du détecteur ($|\eta| < 2.5$) produira quatre impulsions.

3.2.3.3 Trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le principe s'appuie sur le schéma des tubes à dérive. Le principal composant de ce sous-détecteur est un ensemble de tubes de polyimide de 4 mm de diamètre, rempli d'un mélange gazeux ($70\% \text{ Xe} + 27\% \text{ CO}_2 + 3\% \text{ O}_2$) en légère surpression. L'axe de révolution de ces tubes est une anode plaquée en or et tungstène et ils sont entourés par un matériau engendrant l'émission d'un rayonnement dit de transition. En particulier, ce matériau permet la différenciation entre électrons et pions chargés π^\pm de basse énergie, ces derniers étant peu émetteurs de ce type de rayonnement. Par conséquent, les photons émis par le passage d'un électron engendrent une ionisation plus importante du gaz situé dans le tube, soit une amplitude du signal plus grande pour les électrons que pour les pions chargés.

La partie tonneau, longue de 160 cm permet de couvrir la région $|\eta| < 0.7$ grâce aux tubes placés longitudinalement, et la partie bouchon comprend un ensemble de neuf disques orthogonaux au faisceau dans lesquels les tubes sont eux-mêmes perpendiculaires au faisceau.

Le TRT offre une résolution intrinsèque de $160 \mu\text{m}$ dans la direction $R - \varphi$.

3.2.4 Le système calorimétrique

La mesure de l'énergie des particules est réalisée grâce à un système calorimétrique couvrant la région $|\eta| < 4.9$ et décomposé en trois parties (Figure 3.10) : un **calorimètre électromagnétique** à argon liquide, sensible particulièrement aux photons et électrons ; un **calorimètre hadronique**, sensible aux jets et un calorimètre « **vers l'avant** » à argon liquide permet de détecter à la fois les hadrons et les électrons/photons.

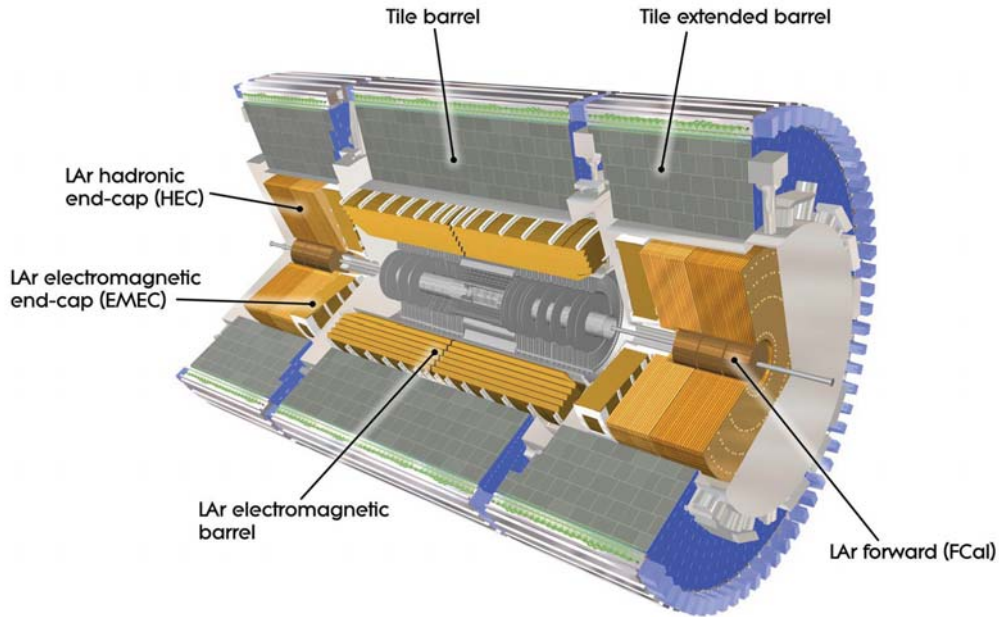


FIGURE 3.10 – Système calorimétrique d'ATLAS.

3.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique à argon liquide

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est un calorimètre à échantillonnage constitué de deux parties : une partie tonneau ($|\eta| < 1.475$), ainsi qu'une partie bouchon portant l'acceptance jusqu'à $|\eta| < 3.2$.

Il s'appuie sur un ensemble plomb/argon liquide disposé selon une structure en accordéon, permettant une couverture complète en φ . Trois couches de détection sont mises en place dans la région du détecteur où sont réalisées les mesures de précision ($|\eta| < 2.5$), puis seulement deux au-delà [108, 112]. Tant pour la partie tonneau que pour les bouchons, l'argon liquide est maintenu à une température constante de 90 K à l'aide de cryostats (un pour la partie tonneau et un pour chaque partie bouchon) afin d'éviter la formation de bulles.

La segmentation spatiale dans le plan (η, φ) dépend de la valeur de $|\eta|$ et de la couche calorimétrique concernée (Figure 3.11). La première couche, mesurant les débuts du développement de la gerbe électromagnétique est segmentée très finement en η ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = (0.0031 \times 0.1)$). Les deuxième et troisième couches autorisent une segmentation plus grossière : respectivement ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = (0.025 \times 0.025)$) et ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = (0.05 \times 0.025)$) pour la région centrale.

Enfin, les pertes d'énergie en amont du calorimètre électromagnétique peuvent être corrigées au moyen d'une portion du calorimètre, appelé **pré-échantillonneur** dont la segmentation spatiale est de ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = (0.025 \times 0.1)$). Il est également constitué d'argon liquide et est situé avant la première couche du calorimètre électromagnétique.

La structure du calorimètre électromagnétique fut particulièrement optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, et sa résolution en énergie, tant dans la partie tonneau que dans les deux bouchons est donnée par [108] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (3.5)$$

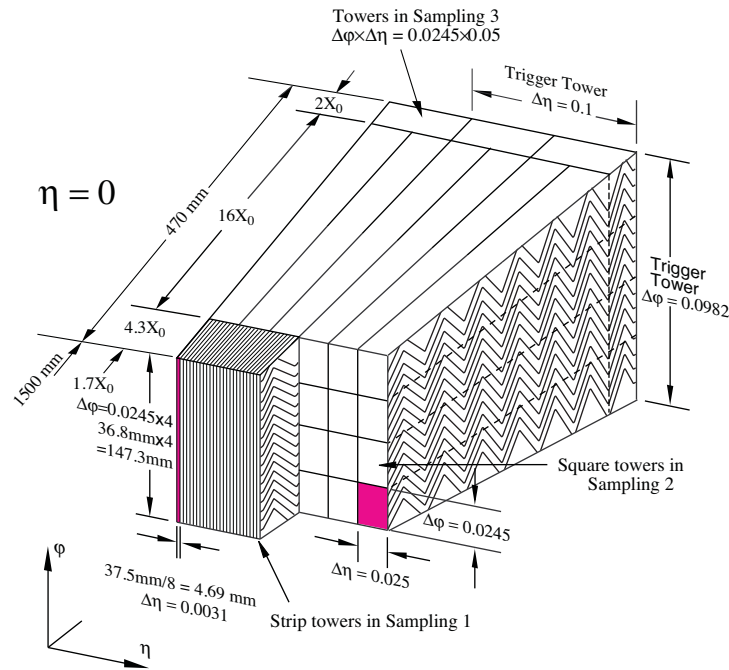


FIGURE 3.11 – Module de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique.

3.2.4.2 Les calorimètres hadroniques

Le calorimètre hadronique est également constitué d'une partie tonneau et de deux bouchons. Toutefois, les technologies utilisées pour les deux composantes sont différentes. La partie tonneau correspond au **calorimètre hadronique à tuiles scintillantes** [113, 114], et la partie bouchon repose sur un échantillonnage cuivre/argon liquide [112]. Ce choix de technologies s'est imposé par la trop grande sensibilité des tuiles scintillantes aux radiations, très importantes dans la partie bouchon, et également un compromis quant au prix des différentes configurations.

Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage dont le matériau absorbeur est du fer, et la partie active est constituée par des tuiles scintillantes de polystyrène (fraction d'échantillonnage de 4.7 pour 1). La lumière émise par les particules en interaction avec le fer et diffusée dans le matériau actif est captée par des fibres optiques à décalage d'indice pour être traitée par des tubes photomultiplicateurs. Décomposé en quatre parties, elles mêmes divisées en 64 modules trapézoïdaux en azimut (avec une segmentation $\Delta\varphi$ d'environ 0.1), ce calorimètre permet de couvrir la région $|\eta| < 1.7$, et représente une longueur radiale de 7.4 longueurs d'interaction [108]. Le détail d'un module est donné par la Figure 3.12. La résolution en énergie accessible pour des pions est de [108] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (3.6)$$

Le calorimètre hadronique à argon liquide Les deux bouchons constitués d'argon liquide permettent la couverture de la région $1.5 < |\eta| < 3.2$, et résident dans deux roues de 64 modules disposés en φ . Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage cuivre/argon dont la granularité en (η, φ)

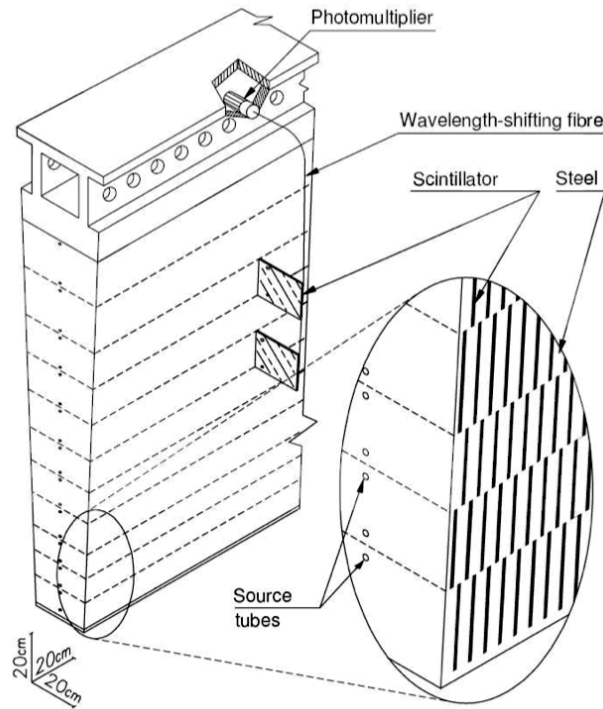


FIGURE 3.12 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique à tuile d'ATLAS.

est variable selon la région de pseudo-rapacité : $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0.1 \times 0.1)$ pour $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $(\Delta\eta \times \Delta\varphi) = (0.2 \times 0.2)$ pour $2.5 < |\eta| < 3.2$.

3.2.4.3 Calorimètres vers l'avant

Avec une technologie proche de celle du calorimètre électromagnétique à argon liquide, ce détecteur couvre l'espace pour de très grandes pseudo-rapidités jusqu'à $|\eta| < 4.9$, assurant les fonctions de calorimétrie électromagnétique et hadronique.

Il s'agit d'un ensemble de quatre roues, dont trois seulement sont équipées, la dernière servant de blindage pour les chambres à muons situées en aval. La première roue est un calorimètre électromagnétique à échantillonnage cuivre/argon liquide, tandis que les deuxième et troisième sont constituées de tungstène et d'argon liquide, et correspondent à des calorimètres hadroniques. Le choix de ces matériaux s'explique par la volonté de réduire la sensibilité aux radiations, très fortes en cette région du détecteur. De plus, le tungstène permet une réduction de la dispersion des gerbes hadroniques, *a priori* plus larges que les gerbes électromagnétiques. L'ensemble des roues correspond à environ 10 longueurs d'interaction [108].

La géométrie de ces calorimètres est toutefois différente de celle utilisée pour les parties tonneau et bouchon. Chaque roue instrumentée est formée d'absorbeur, percée de trous d'environ 5 mm de diamètre, dans lesquels sont disposés des tubes métallique de 4.5 mm de diamètre servant d'électrode. L'espace restant est comblé par de l'argon liquide qui sert de matériau actif, et cet espace est particulièrement réduit afin de permettre une réponse rapide du détecteur grâce à un temps de dérive réduit.

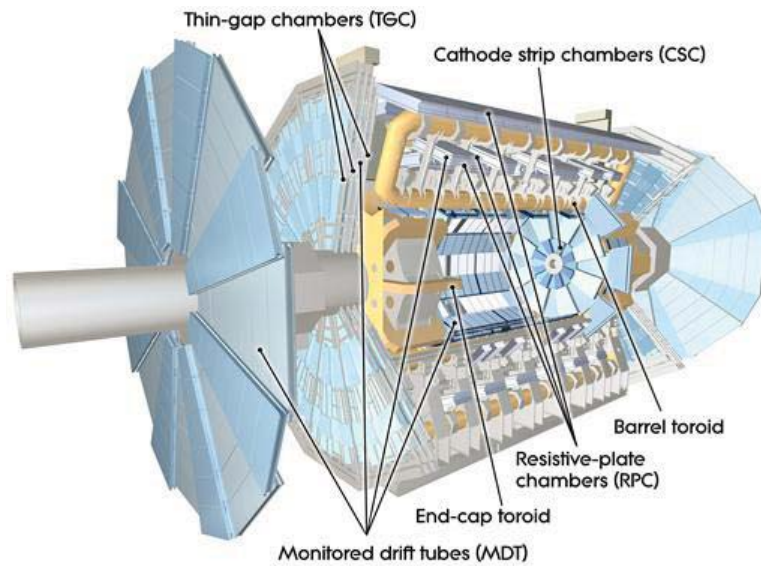


FIGURE 3.13 – Spectromètre à muons du détecteur ATLAS.

Sa résolution en énergie est donnée par [108] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

3.2.5 Spectromètres à muons

Comme tous les sous-détecteurs évoqués jusqu'alors, les spectromètres à muons [115] (Figure 3.13) comportent une partie tonneau, couvrant les régions centrales ($|\eta| < 1$) et une partie bouchon permettant de détecter les muons de plus grande pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| = 2.7$ ³. Ces deux ensembles sont destinés à déterminer les trajectoires des muons, incurvées par le champ magnétique créé par l'aimant toroïdal (Paragraphe 3.2.2), permettant la mesure de leur impulsion.

Dans chacune de ces parties, deux types de détecteurs sont présents : un **détecteur à réponse rapide**, utilisé par le système de déclenchement, et un **détecteur de précision**, utilisé pour les mesure des propriétés des muons (impulsion et charge par exemple). Le premier type correspond aux détecteurs RPC (*Resistive Plate Chambers*) et TGC (*Thin Gap Chambers*), tandis que le deuxième est constitué des MDT (*Monitored Drift Tube*) et des CSC (*Cathode Strip Chambers*).

Les MDT sont utilisés dans la partie tonneau et la partie bouchon pour couvrir la région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.7$ et sont formés de trois couches⁴, et reposent sur le principe d'un tube à dérive utilisant un gaz à base d'argon et de dioxyde de carbone. L'anode collectant les électrons engendrés par le passage d'un muon est constituée par un fil d'alliage de tungstène-rhénium.

Les CSC Il s'agit de chambres multifils dans lesquelles les fils sont soumis à une tension de 1900 V, et baignant dans un mélange argon/dioxyde de carbone. Ces détecteurs sont capables d'endurer un

3. Excepté en $\eta \approx 0$ où la couverture est réduite afin de permettre la sortie de câbles pour les détecteurs internes et calorimètres.

4. Excepté pour la partie bouchon où la couche interne est remplacée des CSC, capables de fonctionner malgré le flux important de particules.

flux de particules bien plus important que les MDT (1000 Hz/cm^2 au lieu de 150 Hz/cm^2).

Les RPC Situés uniquement dans la partie tonneau, ils sont constitués de deux plaques entre lesquelles est retenu un mélange gazeux ($C_2H_2F_4/\text{Iso} - C_4H_{10}/SF_6$), ionisé au passage d'un muon. La différence de potentiel appliquée (9.8 kV) permet la formation d'une avalanche constituant un signal électrique mesurable.

Les TGC Elles utilisent une technologie similaire à celle des RPC, mais tolèrent un flux de particules plus important. Elles sont en conséquence présentes uniquement dans la partie bouchon du spectromètre à muons.

La résolution en impulsion transverse attendue par ce dispositif est alors $\frac{\sigma_{pT}}{pT} = 10\%$ pour une impulsion transverse de 1 TeV [108].

3.3 Système de déclenchement

Le rythme nominal des collisions de 25 ns entre chaque paquet de protons (50 ns en 2012) conduit à une fréquence d'événements de 40 MHz (20 MHz en 2012). La plupart présente peu d'intérêt, car correspondant à des événements produits avec très peu d'énergie dans le plan transverse, ou vers l'avant par exemple.

De plus, le traitement de l'information des différents détecteurs, la reconstruction des événements, ainsi que le stockage de ces informations nécessitent un temps plus important que 25 ns. Par conséquent, un système filtrant les événements, appelé **système de déclenchement**, ou *trigger* [116, 117] est mis en place. Il permet la sélection des événements présentant un intérêt pour la physique, et s'appuie sur les informations fournies par les différents sous-détecteurs d'ATLAS.

L'architecture du système de déclenchement est présentée sur la Figure 3.14. Il est divisé en trois niveaux, selon la nature et la précision des informations utilisées.

3.3.1 Le système de déclenchement de Niveau 1

Cette étape [116] s'appuie sur les informations calorimétriques et des spectromètres à muons (plus spécifiquement des RPC et TGC). En ce qui concerne les informations calorimétriques, la granularité utilisée est plus grossière que dans les analyses (0.1×0.1 au lieu de 0.025×0.025 dans le plan (η, φ) pour le calorimètre électromagnétique par exemple). Ce niveau permet de définir les régions d'intérêt (ROI), formées d'objets physiques reconstruits grossièrement (leptons, jets par exemple). Le nombre d'objets reconstruits et leur énergie transverse permettent d'obtenir la décision de transmettre ou non l'événement au système de Niveau 2. Le temps de traitement ne doit pas excéder $2.5 \mu\text{s}$. En effet, les collisions étant réalisées en conditions nominales toutes les 25 ns, les informations sont stockées dans la mémoire tampon (*pipeline memory* dans la Figure 3.14) en attendant leur traitement par le système de Niveau 1. Elles peuvent être perdues si la prise de décision est trop longue.

Ce niveau de déclenchement conduit à une fréquence nominale d'événements de 75 kHz (65 kHz en 2012).

3.3.2 Le système de déclenchement de Niveau 2

L'ensemble de l'information du détecteur est utilisée au cours de cette étape [117], et les algorithmes de reconstructions utilisés mettent à profit cette granularité supplémentaire pour affiner la

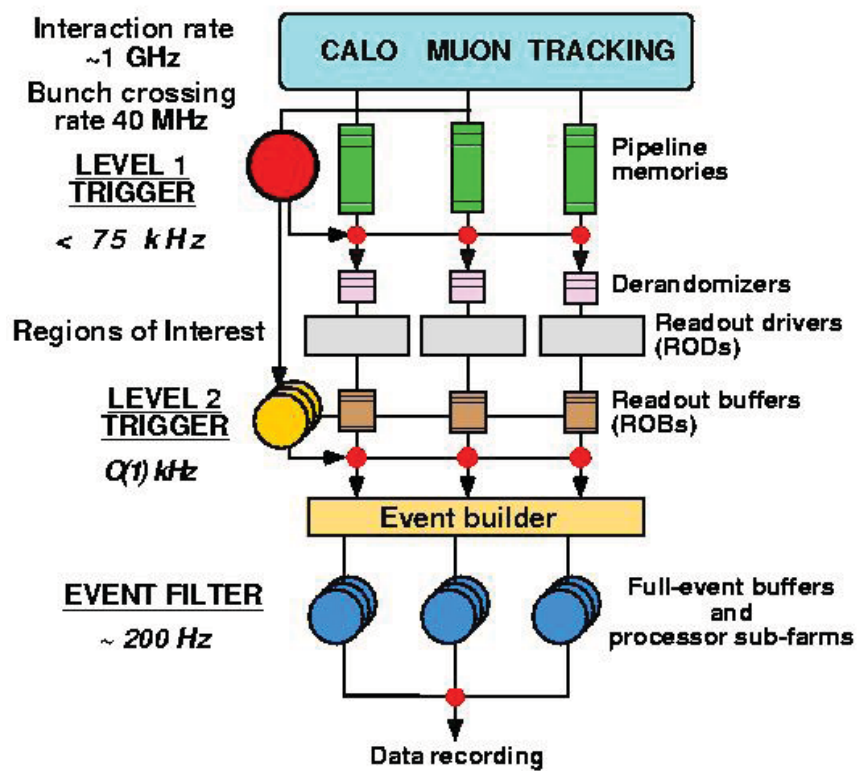


FIGURE 3.14 – Schéma de principe du système de déclenchement du détecteur ATLAS.

reconstruction des objets. En particulier, l'utilisation des détecteurs internes permet une identification améliorée des électrons. À l'issue de cette étape, la fréquence des événements est réduite à l'ordre de 1 kHz.

3.3.3 Le filtre d'événements

Il s'agit de la dernière étape du système de déclenchement [117], qui doit confirmer les décisions du Niveau 2, et dispose de davantage d'informations, telles que les dernières constantes d'étalonnage, et des algorithmes de reconstructions identiques à ceux utilisés dans les analyses. Il permet de réduire la fréquence des événements à environ 400 Hz en 2012, autorisant l'enregistrement de ces données sur disque.

Il assure également la séparation des événements en flux de données, ou *data streams* selon le contenu des événements en objets physiques (électron, muon, jets, biais minimum par exemple).

Enfin, par la suite, la nomenclature des filtres d'événements sera utilisée (Chapitres 6, et 7). Elle est réalisée suivant le schéma :

$$[\text{LEVEL}]_ [\text{N}] [\text{TYPE(S)}] [\text{THRESHOLD}] [\text{INFO}] _ [\text{QUALITY}]$$

où :

- [LEVEL] correspond au niveau de utilisé (EF pour le filtre d'événements, L2 pour le système de Niveau 2 et L1 pour le système de Niveau 1) ;
- [N] le nombre d'objets nécessaire au système de déclenchement. Lorsque ce nombre est égal à 1, il n'est pas noté dans le nom ;
- [TYPE(S)] est le type d'objets nécessaires au système de déclenchement (électron, ou muon par exemple, respectivement notés *e* et *mu*) ;
- [THRESHOLD] est le seuil requis en impulsion/énergie transverse des objets ;
- [INFO] contient les conditions appliquées sur les objets :
 - *i* en cas de requête d'isolation de l'objet.
 - *v* signifie que le seuil [THRESHOLD] peut être varié (correction d'un effet dû à du matériel défectueux au Niveau 1).
 - *h* lorsqu'une condition est appliquée sur l'isolation hadronique au Niveau 1.
- [QUALITY] qualité de l'identification des objets (*e.g. medium, loose, tight*)

Par exemple, au cours du Chapitre 6, les événements peuvent être considérés dans l'analyse uniquement s'ils sont sélectionnés par le filtre d'événements `EF_e24vhi_medium1`, correspondant à la requête d'un électron de qualité moyenne, isolé ayant une énergie transverse supérieure à 24 GeV.

Au cours de la prochaine prise de données, les systèmes de déclenchement évoluent de telle sorte à combiner les deux derniers niveaux (Niveaux 2 et filtres des événements). Cela permettra le raffinement des algorithmes utilisés, autorisant une meilleure sélection des événements intéressants, et une meilleure réjection sinon.

3.4 Évolutions matérielles attendues

3.4.1 Évolutions majeures des détecteurs internes

La première évolution concerne l'IBL [118], représentant une quatrième couche de pixels, plus proche du faisceau, et permettant de compenser les dommages du détecteur de pixels du fait des

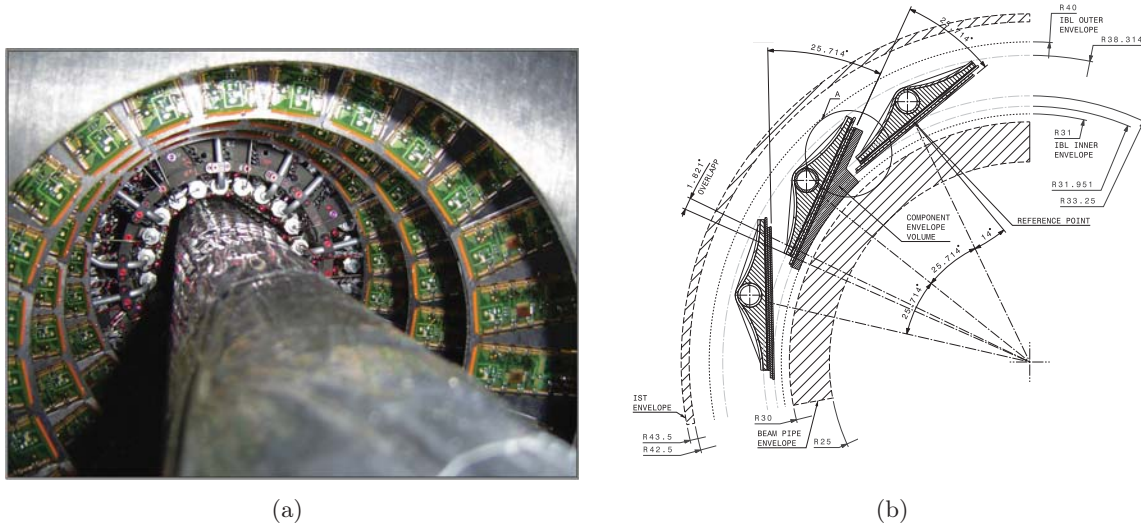


FIGURE 3.15 – (a) : photographie du tube à vide et de son insertion actuelle dans le détecteur ATLAS. (b) : coupe transverse du tube à vide équipé de quelques modules de l'IBL.

radiations. Ce nouveau détecteur est constitué de 14 lames apposées sur un nouveau tube à vide (Figure 3.15). Pour ce faire, le tube à vide actuel doit être changé et son rayon réduit de 4 mm. Ce changement devrait conduire, malgré l'augmentation de l'effet d'empilement, à une plus grande efficacité de reconstruction des vertex, et d'identification des jets provenant de hadrons b . De plus, le taux de réjection des jets légers, pour une efficacité de sélection des jets de b de 60 %, serait supérieure avec $\langle \mu \rangle = 50$ à celle obtenue actuellement en supposant $\langle \mu \rangle = 0$ [118].

L'installation de ce nouveau détecteur est terminée et il devrait être fonctionnel pour la prise de données en 2015.

D'autres projets, à plus long terme, sont envisagés pour les détecteurs internes permettant en particulier d'étendre leur couverture en η et leur granularité. Ceci devrait également permettre d'accroître l'efficacité d'identification des jets de b et la réjection de jets légers [119].

3.4.2 Évolutions prévues du système calorimétrique

Au cours de la période de maintenance s'écoulant jusqu'en 2015, peu de modifications importantes sont attendues, tant sur les calorimètres électromagnétiques qu'hadroniques. Au cours de LS2, l'objectif principal est d'accroître l'efficacité du système de déclenchement. Ce système (présenté dans le Paragraphe 3.3) doit s'adapter aux nouvelles conditions de luminosité prévues en 2015, ainsi que l'effet d'empilement. Pour cela, il est envisagé d'améliorer la granularité du calorimètre électromagnétique au niveau du système de déclenchement, ouvrant la voie à des algorithmes permettant une discrimination plus aisée des jets et des électrons [120], mais nécessitant une interface électronique améliorée entre le calorimètre et ce système.

La seconde phase d'amélioration significative du système calorimétrique est prévue au cours du LS3 (2023-2024). Pour le calorimètre électromagnétique, il s'agit en particulier de poursuivre les progrès réalisés au cours de la phase LS2, mais également de prendre en compte les effets du vieillissement des composants électroniques, prévus pour durer dix ans, devenus alors obsolètes, et prématurément

viellissent pas les très fortes radiations. L'ensemble de l'électronique sera alors, au cours de cette phase, mis à jour avec des technologies récentes [119].

Le calorimètre hadronique à tuiles va subir des changements de fond dans l'architecture électronique. Alors que l'électronique de lecture sera rapprochée autant que possible du détecteur, le déport de la partie responsable de l'alimentation haute tension est envisagé. L'interface avec le système de déclenchement est également modifiée afin de prendre en compte les évolutions de la luminosité instantanée et de l'effet d'empilement [119].

Conclusions

Les outils utilisés au cours de ce manuscrit pour la production et la détection d'éventuelles particules de Nouvelle Physique ont été présentés dans ce chapitre.

Tout d'abord, le LHC est responsable de la production de ces particules. La haute luminosité actuelle et à venir, accompagnée de l'énergie disponible dans le centre de masse permet d'envisager la recherche de nouvelles particules dont la section efficace est pourtant supposée faible.

Le détecteur ATLAS dont la conception permet de couvrir la quasi-totalité de l'espace des phases, constitue un excellent outil pour ces recherches. Ses détecteurs internes permettent de reconstruire avec une grande précision les vertex, tant primaires que secondaires, les traces ainsi que les charges des particules. Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques assurent une mesure précise de l'énergie. Les propriétés des muons sont quant à elles spécifiquement déterminées par les spectromètres à muons.

L'histoire ne s'arrête pourtant pas là. Dans les années à venir le LHC et les détecteurs installés auprès de lui vont être soumis à de perpétuelles mises à jour, leur programme s'étalant à l'heure actuelle jusqu'en 2035, permettant de sonder des énergies et des luminosités jusqu'alors jamais atteintes.

Malgré ces perspectives, d'autres accélérateurs et détecteurs se développent pour l'ère post-LHC. Par exemple, l'ILC (*International Linear Collider*) se propose de réaliser des collisions électrons-positrons à haute énergie, permettant d'étudier des phénomènes (tels que la production de boson de Higgs) sans l'environnement hadronique, qui peut être expérimentalement difficile. La feuille de route de ce projet, comme celles des autres (CLIC, TLEP, FCC, ...) est étroitement liée aux résultats obtenus par le LHC au cours des années 2015/2016.

4

Suivi des hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles du détecteur ATLAS

Sommaire

Introduction	73
4.1 Le système de hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles	74
4.1.1 Introduction	74
4.1.2 Gain et stabilité des hautes tensions	76
4.1.3 Principaux comportements problématiques du système	78
4.2 Suivi du système de hautes tensions	79
4.2.1 Base de données DCS (<i>Detector Control System</i>)	79
4.2.2 Détection des canaux avec ΔHV trop important	79
4.2.2.1 Etablissement des seuils	80
4.2.2.2 Résultats	82
4.2.3 Détection des canaux instables	82
4.3 Comparaison des résultats avec les systèmes d'étalonnage du TileCal	84
4.3.1 Les systèmes LASER et Césium	85
4.3.1.1 Le système LASER	85
4.3.1.2 Le système Césium	86
4.3.2 Résolution du gain calculé à partir des hautes tensions	86
4.3.3 Comparaisons entre les systèmes LASER et Césium et les hautes tensions	86
4.3.3.1 Canaux en accord avec le LASER et/ou le Césium	86
4.3.3.2 Canaux en désaccord avec le LASER et le Césium	87
4.3.3.3 Résumé	87
4.4 Comportement du système de hautes tensions au cours de la prise de données en 2012-2013	91
Conclusions	91

Introduction

La plupart des modèles étudiés dans la suite de ce manuscrit conduisent à des états finals pouvant contenir un grand nombre de jets. Aussi, la mesure précise des propriétés de ces derniers est cruciale pour l'analyse. Pour cela, le détecteur ATLAS comporte un calorimètre hadronique à tuiles (TileCal), dédié à la mesure de l'énergie et de la direction des jets et des muons isolés.

Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage dont le matériau absorbeur est de l'acier et le matériau actif réside dans des tuiles en plastique scintillant [121]. De point de vue de l'électronique, ce détecteur est divisé en 4 *partitions* notées EBA, EBC, LBA et LBC. La Figure 4.1(a) montre les trois parties mécaniques du calorimètre : les deux tonneaux étendus ($0.8 < |\eta| < 1.7$), contenant les partitions EBA et EBC, et le tonneau central ($|\eta| < 1.0$), correspondant aux partitions LBA et LBC. Les jets de plus grand $|\eta|$ sont reconstruits en utilisant la partie bouchon du calorimètre, constituée d'argon liquide, et commune aux calorimètres hadronique et électromagnétique. La conversion de la lumière est réalisée à l'aide de photomultiplicateurs (PMTs) insérés, avec leur électronique dans des super-tiroirs. Chaque partition est elle-même divisée en 64 modules en azimuth, chacun correspondant à un super-tiroir dans lequel sont insérés jusqu'à 48 PMTs et leur électronique associée nécessaire à la mesure de la lumière produite par les particules dans le scintillateur (Figure 4.1(b)). Dans les faits, chaque module est doté d'un plus faible nombre de PMTs : 45 dans les partitions LBA et LBC, et 32 dans la plupart des modules des partitions EBA et EBC. Finalement, le nombre de photomultiplicateurs présents dans le TileCal est de 9852.

Chacun des ces photomultiplicateurs est alimenté par une haute tension dont la stabilité doit être contrôlée. C'est dans ce cadre que se place l'étude présentée dans ce chapitre.

La Section 4.1 décrit de façon succincte le système de régulation des hautes tensions, ainsi que les comportements anormaux qui pourraient être observés. Dans la Section 4.2, l'analyse mise en place pour suivre l'évolution des hautes tensions est présentée, ainsi que les résultats obtenus. Enfin, la Section 4.3 présente une analyse comparée entre les hautes tensions et deux systèmes d'étalonnage du TileCal : le système LASER et le système Césium. L'analyse présentée ici porte sur la période 2012-2013 pendant les collisions proton-proton et proton-ions.

4.1 Le système de hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles

4.1.1 Introduction

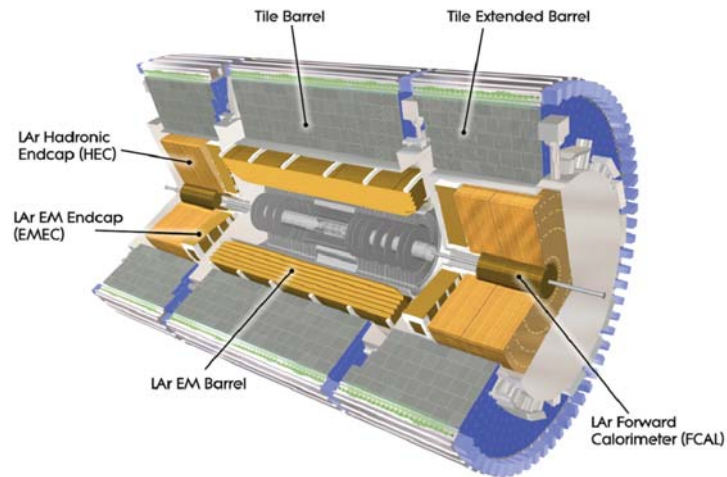
Le système de hautes tensions du TileCal a été conçu de telle sorte que tous les PMTs d'un module soient alimentés à partir de la même tension d'entrée, cette tension pouvant prendre deux valeurs : $HV_{in} = -830$ V ou $HV_{in} = -950$ V [122]. Cependant chacun des PMTs du TileCal doit être alimenté par une tension qui lui est spécifique selon ses caractéristiques (tension nominale, tension maximale par exemple). Pour cela, chaque PMT est connecté à un système de régulation des hautes tensions qui lui est propre.

Ce système de régulation est constitué de trois parties principales : la carte HVmicro, les cartes HVopto, et la boucle de régulation située sur ces dernières [122].

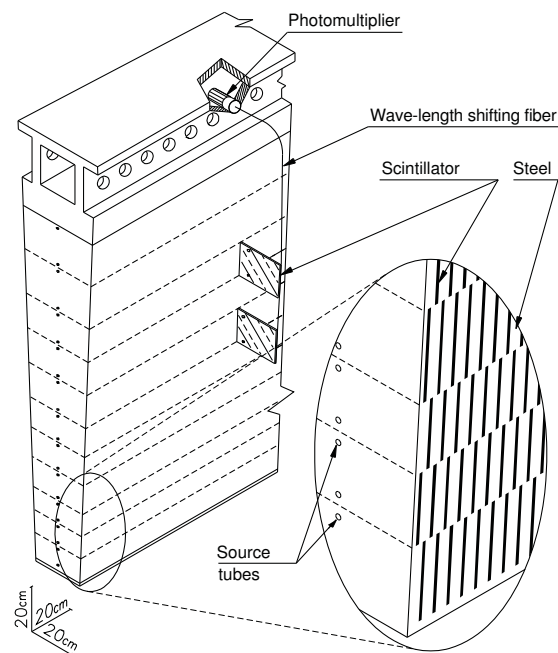
- **La carte HVmicro** est une carte électronique permettant de définir la valeur de tension à appliquer (appelée ordre) et permet la mesure de la haute tension pour tous les canaux d'un module toutes les 2 secondes environ. Il existe une carte HVmicro dans chaque module, contrôlant deux cartes HVopto.
- **La carte HVopto** est responsable de la régulation de la haute tension pour 24 canaux de hautes tensions (un canal par PMT), mais permet également la mesure d'autres paramètres comme les températures ou les basses tensions (basses tensions qui alimentent l'ensemble de l'électronique alimentant ces cartes électroniques). On trouve deux cartes HVopto par module du calorimètre hadronique.

Le schéma de la Figure 4.2 montre les positions indicatives des cartes électroniques présentées ci-dessus dans un module, ainsi que les cartes HVbus qui supportent les cartes précédentes et véhiculent les tensions et signaux de contrôle.

- Le **système de régulation** est un ensemble de composants électroniques localisé sur la carte HVopto. Ces composants permettent d'assurer que la haute tension appliquée sur le PMT correspond à l'ordre HV_{set} . Dans le cas où la différence ΔHV entre la tension appliquée et l'ordre est



(a)



(b)

FIGURE 4.1 – (a) : Système calorimétrique du détecteur ATLAS. La partie extérieure (bleue) correspond au TileCal. À gauche, le tonneau étendu est la partition EBA (EBC à droite). La partie gauche du tonneau principal est la partition LBA (LBC pour la partie droite). (b) : Schéma de l'un des 64 modules azimutaux du TileCal.

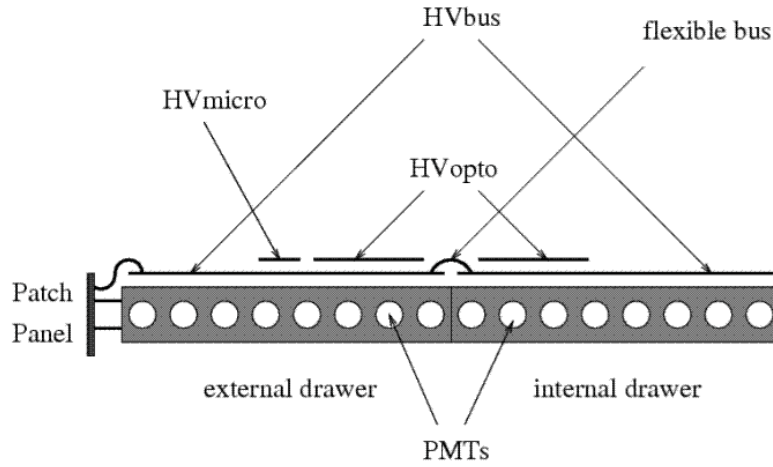


FIGURE 4.2 – Emplacement relatif des cartes électroniques HVmicro et HVopto dans un module du TileCal. Ces cartes sont reliées entre elles grâce au HVbus.

différente de zéro, une correction est appliquée. La boucle de régulation permet à chaque PMT d’être alimenté par des tensions HV_{out} dans le domaine :

$$HV_{in} - 360 \text{ V} < HV_{out} < HV_{in} - 1 \text{ V} \quad (4.1)$$

La Figure 4.3 montre le rôle de chacun des composants présentés dans le paragraphe précédent.

L’analyse présentée dans ce chapitre porte sur l’étude de la capacité du système de régulation de maintenir la haute tension appliquée au PMT (HV_{out}) proche de celle demandée par l’ordre (HV_{set}), afin d’assurer un fonctionnement optimal du détecteur.

4.1.2 Gain et stabilité des hautes tensions

L’observable qui doit être maintenue constante au cours du temps est le gain des PMTs. En effet, toute modification de ce gain induirait une modification de la mesure de l’énergie dans le calorimètre. Le gain est notamment dépendant de la valeur de la haute tension qui est appliquée au photomultiplicateur, par la relation suivante :

$$G_{HV} = \alpha \times HV_{out}^\beta \quad (4.2)$$

où α et β sont deux paramètres intrinsèques du PMT, mesurés expérimentalement, dont les valeurs typiques sont de 10^{-14} et 7 respectivement.

À partir de l’équation 4.2, il est possible de calculer la variation relative de gain entre un temps de référence t_r et un temps donné t par la relation :

$$\frac{\Delta G_{HV}}{G_{HV}} = \frac{G_{HV}(t) - G_{HV}(t_r)}{G_{HV}(t_r)} = \frac{HV_{out}^\beta(t)}{HV_{out}^\beta(t_r)} - 1 \quad (4.3)$$

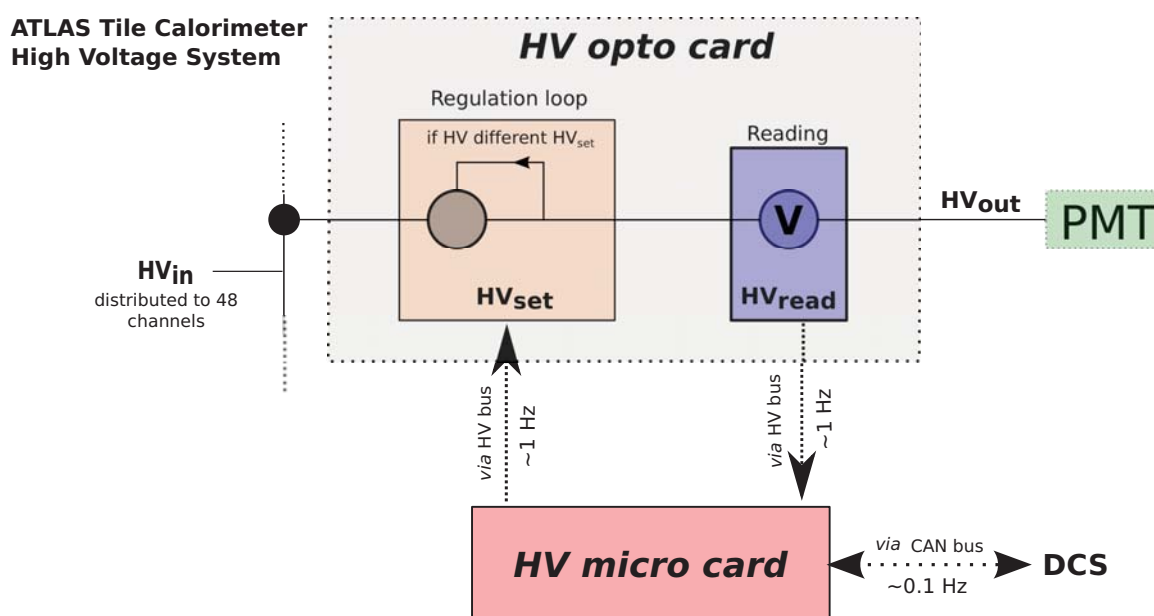


FIGURE 4.3 – Schéma récapitulatif simplifié du fonctionnement du système de hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS. La carte HV_{micro} communique à la carte HV_{opto} (*via* le HV_{bus}) les valeurs de l'ordre pour chaque canal de haute tension pour que cette dernière soit ajustée au sein de la boucle de régulation. Une fois la haute tension régulée, un système de lecture mesure la haute tension appliquée et transmet sa valeur à la carte HV_{micro} qui communique avec l'extérieur du détecteur (*via* le CAN_{bus}). La fréquence de ces communications est de l'ordre du Hertz.

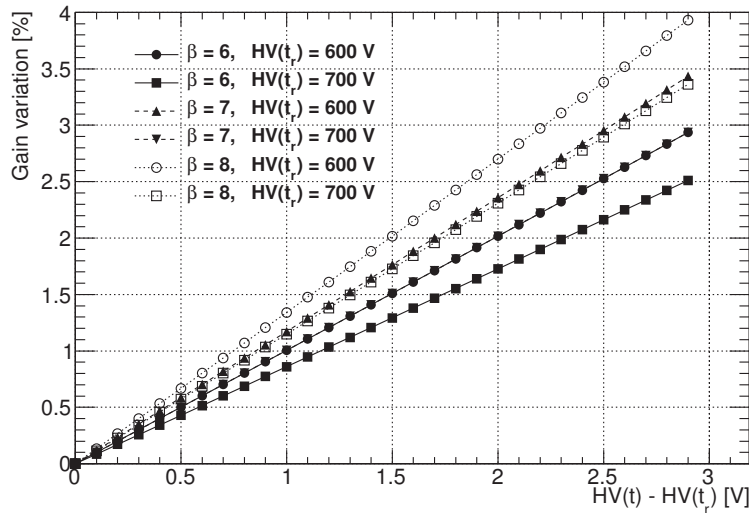


FIGURE 4.4 – Variation relative de gain entre les temps t_r et t pour une variation de haute tension. Cette évolution est tracée pour différentes valeurs de $HV(t_r)$ et du paramètre β .

Une variation de 1 V entre les temps t et t_r conduit à une variation du gain de photomultiplicateur d'environ 1%. La Figure 4.4. montre la variation de gain induite par une variation de haute tension donnée, selon les valeurs de β ou de $HV(t_r)$.

L'équation 4.2 comprend deux paramètres dépendant des propriétés du PMT, mais le paramètre α n'est pas nécessaire pour le calcul de la variation relative de gain. Cependant, la connaissance du paramètre β est indispensable. Il a été déterminé lors du test de caractérisation des photomultiplicateurs, et sa distribution est représentée sur la Figure 4.5.

La valeur de β n'est pas accessible pour près de 15 % des PMTs. Dans ces cas, elle sera prise égale à 7 lors du calcul de la variation de gain, correspondant à la valeur moyenne de la distribution de la Figure 4.5.

Le cahier des charges du TileCal impose que le gain des photomultiplicateurs soit maintenu stable dans la limite de 0.5%. Par conséquent, le système de hautes tensions doit assurer une stabilité de ces dernières meilleure que 0.5 V [122].

4.1.3 Principaux comportements problématiques du système

Le système de régulation est conçu pour que les hautes tensions appliquées soient en accord avec l'ordre pour un canal donné. Cependant, dans le cas d'un dysfonctionnement de ce système, différents types de comportements peuvent être attendus :

- La valeur de ΔHV est différente de zéro, mais constante, cas auquel peuvent remédier les différents systèmes d'étalonnage des PMTs, détaillés dans la Section 4.3.
- ΔHV change au cours du temps, et les différents systèmes d'étalonnage ne sont pas adaptés à la correction de tels effets car les variations sont plus rapides que la fréquence de ces derniers (tous les trois jours en moyenne).

L'objet principal du suivi des hautes tensions réside dans la détection des instabilités des hautes tensions qui ne seraient pas en accord avec les prescriptions d'ATLAS pour le gain des PMTs [122].

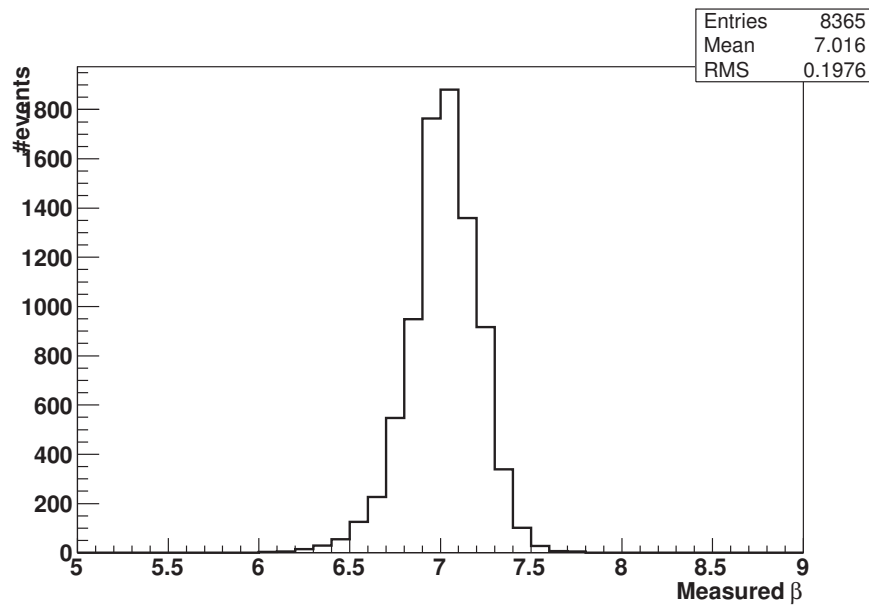


FIGURE 4.5 – Distribution des valeurs de β pour chacun des photomultiplicateurs du TileCal. Pour 1487 PMTs, cette valeur n’a pas été enregistrée dans la base de données du TileCal.

4.2 Suivi du système de hautes tensions

4.2.1 Base de données DCS (*Detector Control System*)

Comme précisé dans la Section 4.1.1 et montré sur la Figure 4.3, la carte HVmicro réalise une mesure des hautes tensions environ toutes les deux secondes (chaque mesure étant la moyenne de 1000 mesures), et communique avec un serveur PVSS [123]. Ce dernier décide d’enregistrer ou non la mesure dans une base de données, appelée base de données DCS [123]. L’enregistrement d’une mesure est réalisé si au moins l’une des deux conditions suivantes est vérifiée :

- La dernière mesure enregistrée est antérieure à une heure ;
- La nouvelle mesure diffère de la dernière mesure enregistrée par plus de 0.5 V.

Le fonctionnement est identique pour l’enregistrement d’autres données, telles que les températures. La base de données DCS contient donc l’ensemble des informations nécessaires pour identifier l’origine d’un dysfonctionnement d’un canal du TileCal. De plus, le système DCS permet également la modification à distance de l’ordre d’un canal, ou la différence autorisée entre la tension appliquée et l’ordre pour éviter des alarmes intempestives, liées à des problèmes connus et maîtrisés.

Dans la suite, toutes les valeurs de hautes tensions ont été obtenues à partir de cette base de données.

4.2.2 Détection des canaux avec ΔHV trop important

Même si l’objet principal de cette analyse est de mettre en évidence des canaux pour lesquels les hautes tensions sont instables, une différence entre la valeur de l’ordre et la tension appliquée peut refléter un dysfonctionnement de la boucle de régulation ou de l’un des composants électroniques qui la constituent. Pour détecter les canaux pour lesquels la valeur de ΔHV est pathologique, la procédure utilisée au cours de cette analyse est la suivante :

- Des seuils doivent être définis pour déclarer qu’un canal est pathologique (section 4.2.2.1).

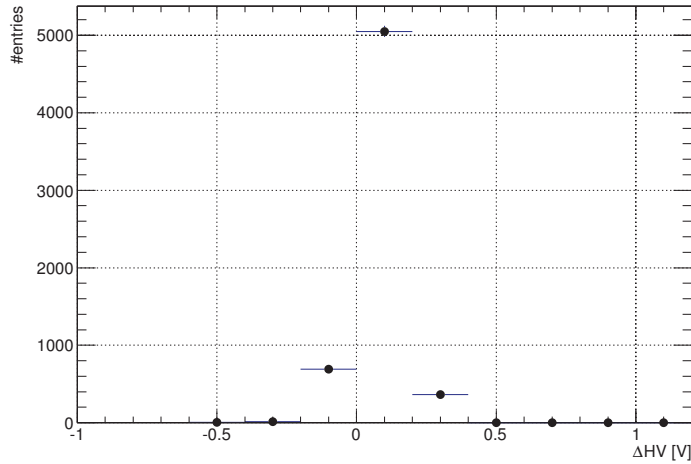


FIGURE 4.6 – Distribution de ΔHV pour le PMT 16 du module EBA01. Une entrée dans cet histogramme correspond à une entrée dans la base de données DCS entre les mois d’avril et juin 2012.

	EBA	EBC	LBA	LBC
μ_{part} [V]	0.072 ± 0.008	0.129 ± 0.008	0.127 ± 0.008	0.090 ± 0.008
σ_{part} [V]	0.318 ± 0.009	0.325 ± 0.008	0.340 ± 0.008	0.347 ± 0.008

TABLE 4.1 – Valeurs des paramètres des ajustements gaussiens réalisés sur les distributions de $\mu_{i,\text{part}}$.

- Chacun des canaux du TileCal est analysé individuellement (section 4.2.2.2).

4.2.2.1 Etablissement des seuils

La distribution typique de ΔHV pour un canal de haute tension est présentée sur la Figure 4.6 pour le PMT 16 du module EBA01.

Pour définir les valeurs de référence qu’une telle distribution doit respecter, les distributions de tous les canaux d’une partition *part* sont utilisées. Chacune de ces distributions est ajustée par une distribution gaussienne, de paramètres $\mu_{i,\text{part}}$ et $\sigma_{i,\text{part}}$, représentant respectivement la moyenne et l’écart-type de la distribution pour le canal *i* de la partition *part*.

Les distributions de $\mu_{i,\text{part}}$ (présentées dans le Figure 4.7) sont ensuite ajustées par des distributions gaussiennes, conduisant aux paramètres μ_{part} et σ_{part} au cours de la période Avril-Juin 2012. Les valeurs de ces paramètres sont recensées dans la Table 4.1.

Ces derniers paramètres sont ensuite utilisés pour qualifier un canal de *bon* ou de *mauvais* du point de vue des hautes tensions. En effet, un canal est déclaré *mauvais* s’il présente l’une des caractéristiques suivantes ;

- $|\mu_{i,\text{part}} - \mu_{\text{part}}| > 5 \sigma_{\text{part}}$
- $\sigma_{i,\text{part}} > 0.5 \text{ V}$

Le deuxième critère est défini par le cahier des charges du TileCal, indiquant que les hautes tensions doivent être gardées stables dans la limite de 0.5 V [122].

Chaque canal de hautes tensions du TileCal est ensuite comparé à ces seuils.

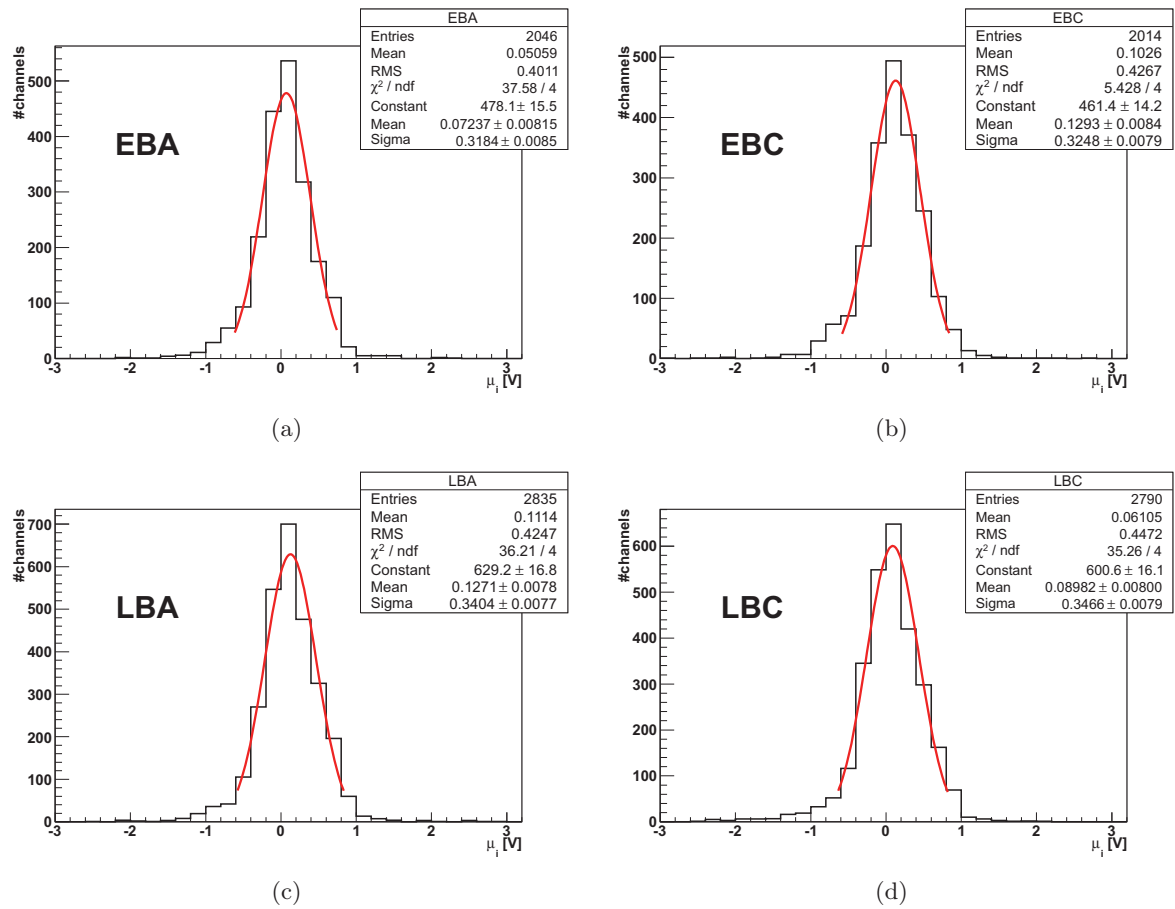


FIGURE 4.7 – Distribution de $\mu_{i,\text{part}}$ pour les quatre partitions du TileCal. Les ajustements gaussiens sont aussi présentés, ainsi que les paramètres. Une entrée dans ces histogrammes correspond à un canal. Les modules éteints ou pour lesquels les basses tensions sont éteintes ne sont pas pris en compte.

EBA				EBC			
Module(PMT)	μ_i (V)	$\frac{ \mu_i - \mu_{part} }{\sigma_{part}}$	σ_i (V)	Module(PMT)	μ_i (V)	$\frac{ \mu_i - \mu_{part} }{\sigma_{part}}$	σ_i (V)
$\mu_i < 5$ V				$\mu_i < 5$ V			
07(02)	-1.87	6.07	0.10	20(01)	2.73	8.01	0.29
07(43)	2.22	6.71	0.11	30(14)	2.01	5.79	0.09
17(09)	-2.17	7.00	0.13	31(44)	-2.06	6.74	0.10
29(03)	-1.64	5.35	0.10	36(06)	-2.24	7.29	0.12
32(03)	-1.58	5.16	0.13	40(14)	-2.11	6.83	0.10
35(06)	2.17	6.56	0.09	51(14)	-1.74	5.75	0.10
38(11)	-2.00	6.48	0.03	51(24)	2.38	6.93	0.25
40(11)	2.08	6.27	0.11	56(11)	1.77	5.05	0.12
61(12)	-3.99	12.7	0.12	56(44)	-2.46	7.97	0.10
61(24)	-1.56	5.10	0.16	60(07)	1.84	5.27	0.14
$\mu_i > 5$ V				61(18)	-3.00	9.63	0.14
40(33)	-8.89	28.0	0.28	61(23)	-3.61	11.5	0.31
				63(10)	1.52	4.28	0.15
				$\mu_i > 5$ V			
				51(15)	6.93	20.6	0.20
				64(30)	-36.9	114	2.91
				$\mu_i > 60$ V			
				53(22)	66.7	205	0.51

TABLE 4.2 – Listes des canaux du tonneau étendu désignés comme problématiques (ayant une distribution ΔHV trop large, ou de moyenne trop élevée). Les valeurs en gras correspondent aux valeurs qui ont permis cette classification.

4.2.2.2 Résultats

Les Tables 4.2 et 4.3 présentent les canaux détectés par les critères définis précédemment, dans les tonneaux étendu et central respectivement pour la période de Mars à Juin 2012 pendant les collisions proton-proton.

Parmi les 9852 canaux du TileCal, 60 présentent une différence entre la tension appliquée et l'ordre supérieure aux standards définis au cours de cette analyse, soit une fraction de 0.6 %. Parmi ceux-ci, seuls 17 présentent une moyenne supérieure à 5 V, soit moins de 0.2 % de l'ensemble des canaux. Ces deux chiffres montrent que le système de régulation des hautes tensions assure un excellent accord entre tension appliquée et ordre.

4.2.3 Détection des canaux instables

Même si le comportement moyen d'un canal respecte le cahier des charges du TileCal, il faut aussi tenir compte de son comportement instantané, afin de s'assurer qu'aucune instabilité temporaire n'est présente. Pour cela, une analyse complémentaire doit être menée, étudiant l'évolution de ΔHV au cours du temps.

La Figure 4.8 présente l'évolution de ΔHV en fonction du temps pour le PMT 19 du module LBC52. Elle montre que ce canal est stable pendant la première partie de la période considérée, puis devient subitement instable. Ce genre de comportement doit être détecté.

LBA				LBC			
Module(Canal)	μ_i [V]	$\frac{ \mu_i - \mu_{part} }{\sigma_{part}}$	σ_i [V]	Module(Canal)	μ_i [V]	$\frac{ \mu_i - \mu_{part} }{\sigma_{part}}$	σ_i [V]
$\mu_i < 5 \text{ V}$				$\mu_i < 5 \text{ V}$			
03(05)	1.84	5.03	0.16	02(07)	-2.22	6.66	0.09
03(20)	2.57	7.18	0.23	02(25)	3.39	9.52	0.11
15(30)	2.54	7.08	0.37	02(36)	-2.08	6.26	0.11
16(18)	-1.77	5.57	0.15	02(37)	-2.11	6.35	0.11
17(17)	2.92	8.20	0.21	02(40)	2.03	5.60	0.06
21(31)	-2.01	6.28	0.08	03(40)	3.73	10.5	0.17
21(35)	-2.19	6.81	0.08	06(12)	-1.94	5.86	0.11
23(04)	-2.19	6.81	0.09	09(20)	-1.87	5.65	0.11
23(45)	2.42	6.74	0.14	18(24)	-1.76	5.34	0.12
25(02)	2.14	5.91	0.20	24(21)	1.84	5.05	0.15
33(17)	-2.20	6.84	0.08	25(29)	-1.76	5.33	0.10
42(35)	-1.80	5.66	0.11	32(36)	-1.82	5.51	0.10
43(02)	2.74	7.68	0.08	38(27)	-1.66	5.05	0.13
44(20)	-1.87	5.87	0.18	41(38)	-1.91	5.77	0.11
47(03)	-2.42	7.48	0.07	43(39)	-2.38	7.13	0.11
50(24)	1.85	5.06	0.23	44(19)	-1.97	5.94	0.15
53(17)	4.13	11.8	0.19	45(28)	4.71	13.3	0.10
59(19)	1.87	5.12	0.17	46(02)	-2.26	6.78	0.15
$\mu_i > 5 \text{ V}$				46(40)	-3.89	14.8	0.15
15(17)	-5.61	16.9	0.24	48(13)	-1.77	5.37	0.09
37(07)	-14.7	43.6	0.21	53(08)	-2.48	7.41	0.29
59(13)	-7.08	21.2	0.24	57(14)	-1.76	5.34	0.08
$\mu_i > 60 \text{ V}$				60(17)	-2.24	6.72	0.08
61(14)	-63.2	186	0.61	61(35)	-1.92	5.80	0.12
51(10)	-206.5	607	0.14	62(24)	-2.38	7.13	0.19
				62(39)	-1.71	5.19	0.10
				62(42)	-2.18	6.55	0.06
				$\mu_i > 5 \text{ V}$			
				02(41)	-11.34	33.0	0.10
				04(21)	-27.2	78.7	0.31
				27(18)	5.85	16.6	0.24
				42(41)	-7.82	22.8	0.18
				44(37)	8.03	22.9	0.24
				45(46)	49.8	143	16.1
				58(22)	-6.86	20.1	0.15
				$\mu_i > 60 \text{ V}$			
				23(14)	112.7	325	13.1

TABLE 4.3 – Listes des canaux du tonneau central désignés comme problématiques (ayant une distribution ΔHV trop large, ou de moyenne trop élevée). Les valeurs en gras correspondent aux valeurs qui ont permis cette classification.

Tous les canaux détectés ou non comme défectueux par l'analyse précédente sont à nouveau analysés. Un canal est déclaré instable si au moins cinq points (avec un point par jour) sont situés à plus de 0.5 V de $\mu_{i,part}$. Ce délai de cinq jours a été choisi afin de permettre le déclenchement d'une erreur

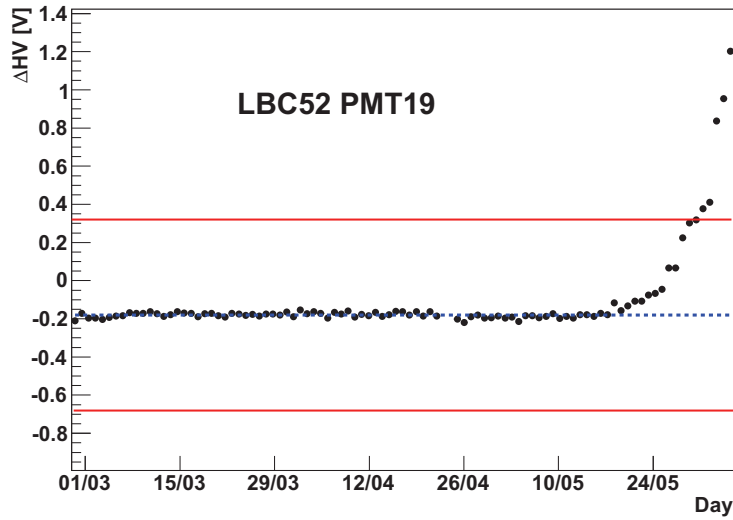


FIGURE 4.8 – Évolution de ΔHV en fonction du temps pour le PMT 19 du module LBA52 au cours de l’année 2012. Chaque point représente la valeur moyenne de ΔHV sur 24 heures. La ligne pointillée bleue représente la valeur de $\mu_{i,\text{part}}$ pour ce canal, et les bandes rouge les variations de ± 0.5 V.

dans le cas de vraies instabilités, et non dans le cas où les modules sont redémarrés manuellement, ou en cas d’arrêt de l’alimentation électrique du TileCal. Les canaux déclarés instables par l’analyse sont présentés dans la Table 4.4.

Après cette analyse, seuls 17 canaux de hautes tensions sont détectés comme instables, soit moins de 0.02% des canaux de l’ensemble du TileCal.

4.3 Comparaison des résultats avec les systèmes d’étalonnage du TileCal

Le nombre de canaux détectés comme instables est très faible en rapport au nombre total des canaux de hautes tensions du TileCal. Cependant, il est aussi possible que l’instabilité des hautes

Identification des PMTs		
EBC	LBA	LBC
64(30)	15(30)	03(30)
	25(02)	04(21)
	37(07)	23(14)
	39(18)	27(18)
	46(17)	42(41)
	54(09)	44(37)
	61(14)	45(46)
		52(19)
		53(08)

TABLE 4.4 – Liste des canaux déclarés instables par les critères définis dans 4.2.3.

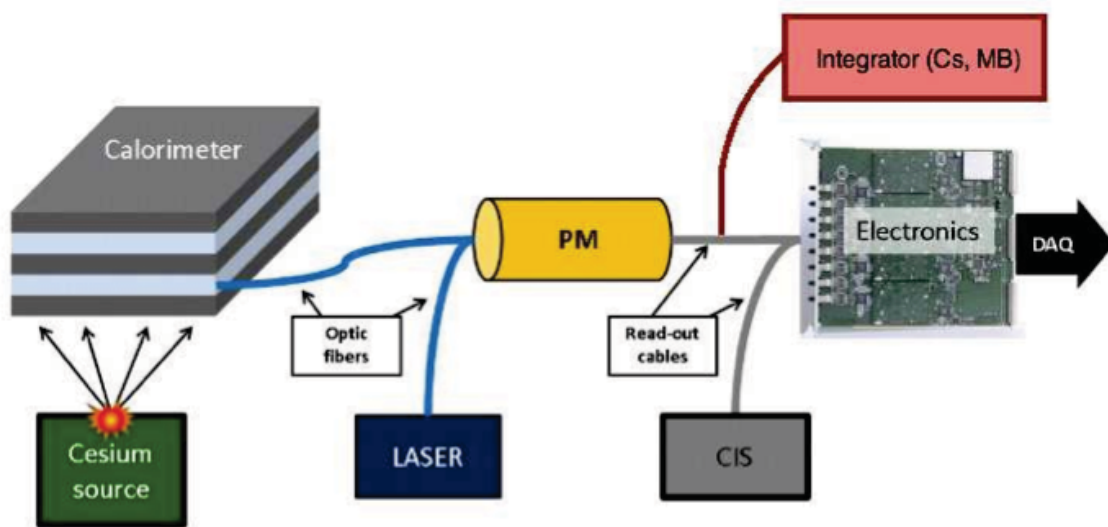


FIGURE 4.9 – Schéma simplifié des systèmes d'étalonnage du TileCal. Le LASER est sensible uniquement aux variations de gain dues aux fibres optiques (différentes de celles utilisées pour la physique) et aux photomultiplicateurs, tandis que le système Césium est sensible aux variations de gain dues à la fois aux PMTs, aux fibres optiques, mais aussi aux scintillateurs.

tensions ne soit pas avérée, mais qu'elle ne soit due qu'à un dysfonctionnement de la boucle de lecture. Une comparaison entre le gain des PMTs calculé à partir des hautes tensions et celui mesuré par les systèmes d'étalonnage du TileCal doit permettre de confirmer que certaines instabilités sont réelles. Les systèmes d'étalonnage utilisés dans ce chapitre sont les systèmes LASER et Césium.

4.3.1 Les systèmes LASER et Césium

4.3.1.1 Le système LASER

Un LASER [124] émet une puissante lumière capable de saturer l'ensemble des 9852 PMTs du calorimètre. Il s'agit d'une radiation de longueur d'onde 532 nm, proche de la longueur d'onde des processus physiques détectés par le TileCal (480 nm). Le système LASER est utilisé pour étalonner les PMTs, et corriger leur gain afin d'assurer une mesure constante de l'énergie, avec une précision de l'ordre de 0.3 %¹ [125]. Un étalonnage LASER est réalisé en moyenne tous les deux jours. Il s'agit d'une correction relative, c'est-à-dire qu'il est nécessaire de définir une référence par rapport à laquelle une variation de gain sera calculée. Il est également utilisé pour certains ajustements de temps de l'électronique de lecture. La Figure 4.9 montre le fonctionnement des systèmes d'étalonnage du TileCal. Ainsi, il est visible que, par définition, le système LASER n'est sensible qu'à des variations de gain dues aux PMTs et à l'électronique placée en aval, mais pas aux scintillateurs. Pour tenir compte de cette dernière, le système d'étalonnage au Césium est utilisé.

1. Le système LASER II, qui remplacera le système LASER actuel à la reprise de 2015 conduira à une précision meilleure que 0.3 %.

4.3.1.2 Le système Césium

Un autre moyen d'étalonner le TileCal est d'utiliser la réponse des PMTs au passage d'une source radioactive connue [126]. Ici, la source utilisée est le noyau de Cesium Cs^{137} émettant un photon γ de 662 keV. Il existe plusieurs différences avec le système LASER :

- Le temps de réalisation d'un étalonnage au Césium est de l'ordre de 8 heures, contre une dizaine de minutes avec le système LASER nécessitant un grand nombre de pulsations LASER
- La précision de la mesure du système Césium est de l'ordre de 0.3 % [127],
- Le système Césium est sensible à une variation de gain due au PMT, à la fibre optique et aux scintillateurs (la position du système Césium dans la chaîne d'étalonnage est présentée sur la Figure 4.9), mais pas à l'électronique de lecture placée en aval du PMT.
- Le système Césium permet un étalonnage absolu.

Par la suite, le gain attendu d'après les variations de hautes tensions sera comparé à la fois à celui mesuré par le système LASER et par le système Césium. Ceci permet de s'assurer de la cohérence des mesures entre ces deux derniers (un désaccord entre le système LASER et le système Césium pourrait révéler un problème d'électronique, puisque les électroniques associées aux deux systèmes sont différentes).

Par ailleurs, un dysfonctionnement de l'électronique de lecture placée en aval du PMT peut être détecté par le système d'injection de charge, noté CIS [128].

4.3.2 Résolution du gain calculé à partir des hautes tensions

Une autre source d'incertitude quant au gain prévu par les hautes tensions provient de la résolution de la mesure des hautes tensions. Cette dernière dépend des paramètres des composants électroniques constituant les boucles de lecture ou de régulation des hautes tensions. Aussi pour estimer la résolution du gain calculé à partir des hautes tensions (G_{HV} , Equation 4.2), un canal stable d'après les critères définis plus tôt est utilisé. Sa stabilité est confirmée par les systèmes LASER et Césium. La Figure 4.10 présente l'évolution du gain pour le PMT13 du module EBC16. Elle montre qu'une résolution de 0.09 % peut être attendue dans la distribution du gain calculé à partir des données de hautes tensions. Aussi, cette résolution sera prise en compte comme une incertitude par la suite.

4.3.3 Comparaisons entre les systèmes LASER et Césium et les hautes tensions

Les comparaisons entre ces systèmes ont montré deux types de comportement :

- Un accord entre les hautes tensions, les systèmes LASER et Césium.
- Un accord entre les systèmes LASER et Césium, en désaccord avec les hautes tensions.

Ces deux comportements peuvent conduire à plusieurs interprétations qui seront proposées dans les prochains paragraphes.

4.3.3.1 Canaux en accord avec le LASER et/ou le Césium

La Figure 4.11 présente les évolutions de gain mesuré par les systèmes LASER et Césium, ainsi que la variation prédite par les hautes tensions. Ces trois évolutions sont compatibles dans les incertitudes (Figures de droite). Un tel accord montre que la variation de gain observée par les systèmes LASER et Césium peut être imputée à une instabilité du système de hautes tensions. Plus précisément, dans ce cas, la boucle de régulation peut être mise en cause.

Plusieurs dysfonctionnements peuvent être à l'origine de ce comportement. La boucle de régulation comporte plusieurs résistances haute tension dont la porosité a montré, au cours des tests réalisés à Clermont-Ferrand ou lors des tests en faisceau, des effets similaires. Il s'agit d'un processus irréversible.

De même, un dysfonctionnement de l'optocoupleur (intervenant dans la comparaison entre la haute tension appliquée et l'ordre) pourrait causer de telles fluctuations. Enfin, l'effet des radiations sur les composants actifs [129–133] pourrait expliquer cette observation, mais certaines mesures tendent à montrer qu'il ne s'agit pas de la source de ce comportement : la mesure d'une tension constante (dite tension de référence) par les composants actifs est stable dans la totalité des cas, signe de leur bon fonctionnement.

L'arrêt programmé du LHC entre 2013 et 2014 permet le remplacement des cartes électroniques correspondant aux canaux détectés comme problématiques par cette analyse.

4.3.3.2 Canaux en désaccord avec le LASER et le Césium

Tous les canaux ne montrent pas un tel accord entre la mesure du gain par le LASER et/ou le Césium et la valeur attendue à partir des mesures de hautes tensions, comme le montre la Figure 4.12.

L'observation de tels canaux conduit à deux conclusions. La boucle de régulation assure correctement sa fonction comme le montrent les systèmes LASER et Césium qui mesurent un gain stable au cours du temps. Cela indique également que l'instabilité observée lors de l'étude des hautes tensions est en réalité due à un dysfonctionnement du système de **lecture des hautes tensions**. En particulier, la cause la plus probable de ce dysfonctionnement est la porosité d'un des conducteurs ohmiques dont la résistance varie au cours du temps, induisant une modification de la valeur de la haute tension lue.

4.3.3.3 Résumé

La Table 4.5 résume la classification des canaux déclarés instables selon leur accord entre le gain attendu d'après les données de hautes tensions et celles des systèmes LASER et Césium.

Parmi les 17 canaux instables, 7 montrent un accord entre les trois systèmes, soit près de 40 % des canaux instables. En 2011, la proportion de canaux instables montrant un tel accord était de

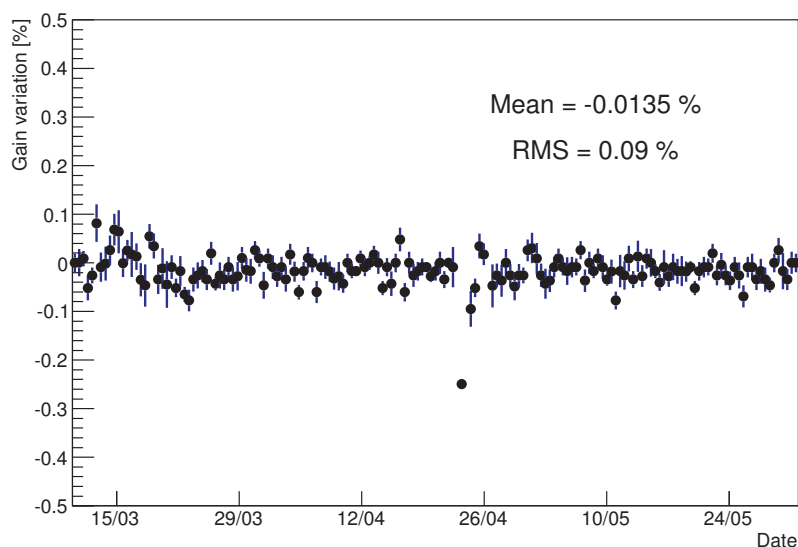


FIGURE 4.10 – Évolution du gain calculé à partir des hautes tensions pour le PMT 13 du module EBC16 entre mars et juin 2012. Un point de cette distribution correspond à la moyenne de la variation de gain au cours d'une heure. La RMS de cette distribution par rapport à l'axe vertical de 0.09 %.

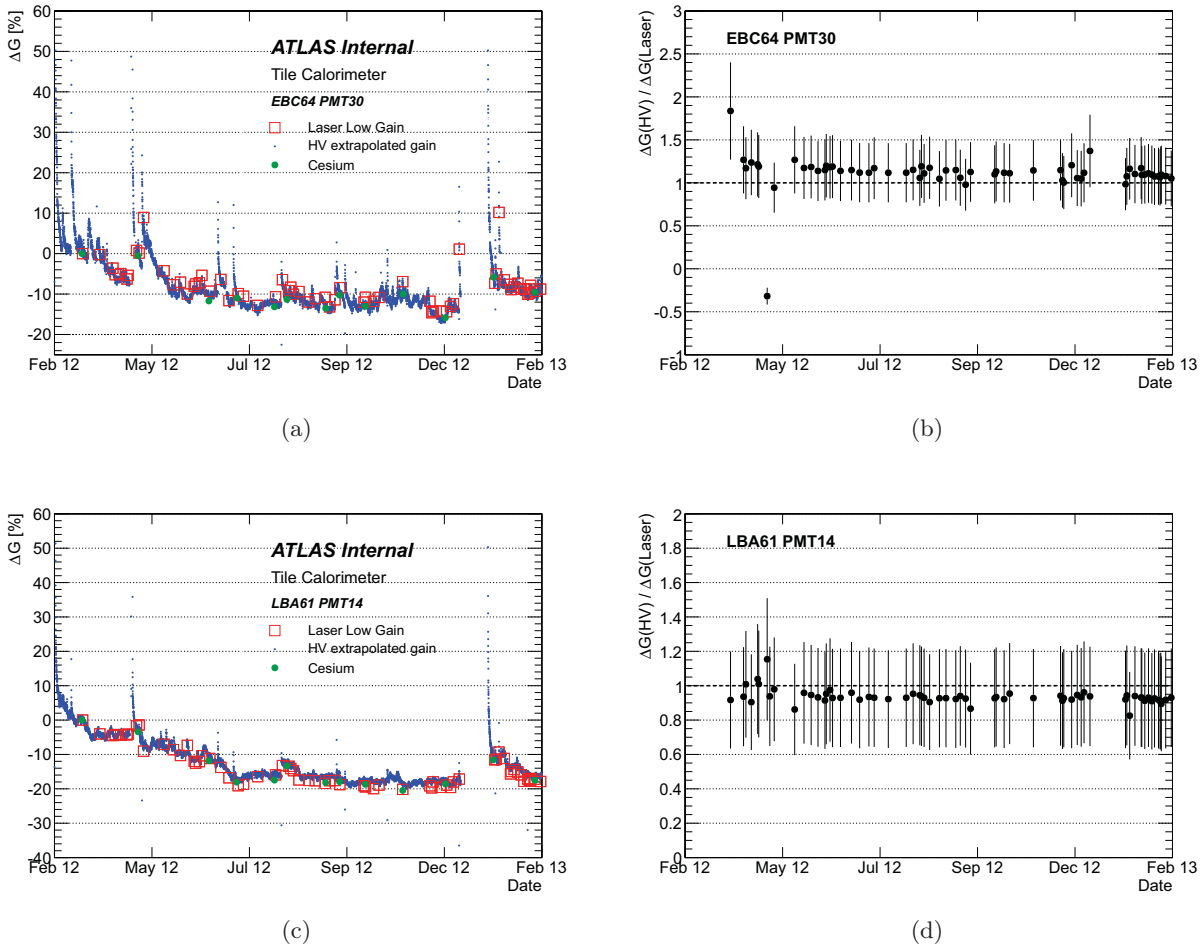


FIGURE 4.11 – (a) : Comparaison entre les variations de gain vues par le système LASER (carrés rouges), par le système Césium (point verts) et prédite par le système de hautes tensions (points bleus) pour le PMT 30 du module EBC64. (b) : Rapport point par point du gain attendu par les hautes tensions et de celui observé par le LASER. Les incertitudes prennent en compte les incertitudes liées au système LASER et celles liées aux hautes tensions. Cette figure montre que la variation de gain observée par le système Césium et le système LASER sont compatibles avec la variation attendue en ne prenant en compte que les données de hautes tensions. Les Figures (c) et (d) sont des Figures analogues pour le PMT14 du module LBA61.

90 %. Une telle augmentation des canaux présentant des problèmes de lecture pourrait être imputée au vieillissement des composants électroniques.

L'examen direct des cartes (réalisé au cours de l'arrêt programmé en 2013-2014) a permis de confirmer le diagnostic réalisé à distance. Il a montré la défaillance de résistances hautes tension dans les circuits de lecture.

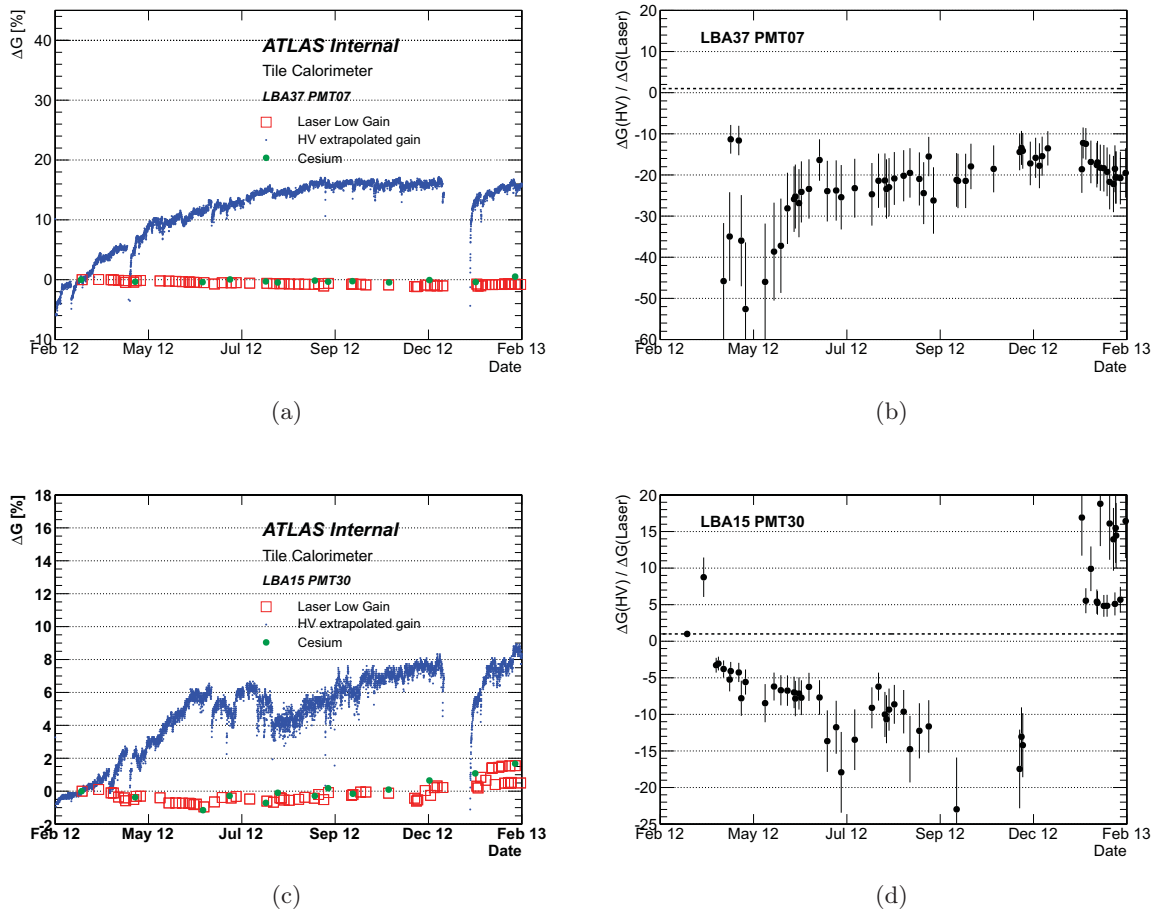


FIGURE 4.12 – Les Figures (a) et (b) sont analogues à la Figure 4.11 pour le PMT07 du module LBA37. Les mesures réalisées par les systèmes LASER et Césium montrent que le gain du canal est stable pendant toute la période, contrairement au gain attendu d’après les hautes tensions. Les Figures 4.12(c) et (d) sont analogues à la Figure 4.12 pour le PMT30 du module LBA15.

Accord	Désaccord
EBC 64(30)	LBC 03(30)
LBA 39(18)	LBA 15(30)
LBA 61(14)	LBA 25(02)
LBA 04(21)	LBA 37(07)
LBC 23(14)	LBA 46(17)
LBC 42(41)	LBA 54(19)
LBC 53(08)	LBC 27(18)
	LBC 44(37)
	LBC 45(46)
	LBC 52(19)

TABLE 4.5 – Canaux déclarés instables par l’analyse des données de hautes tensions, montrant un accord (colonne de gauche) ou un désaccord (colonne de droite) entre le gain mesuré par les systèmes LASER et Césium et celui prévu par les données hautes tensions.

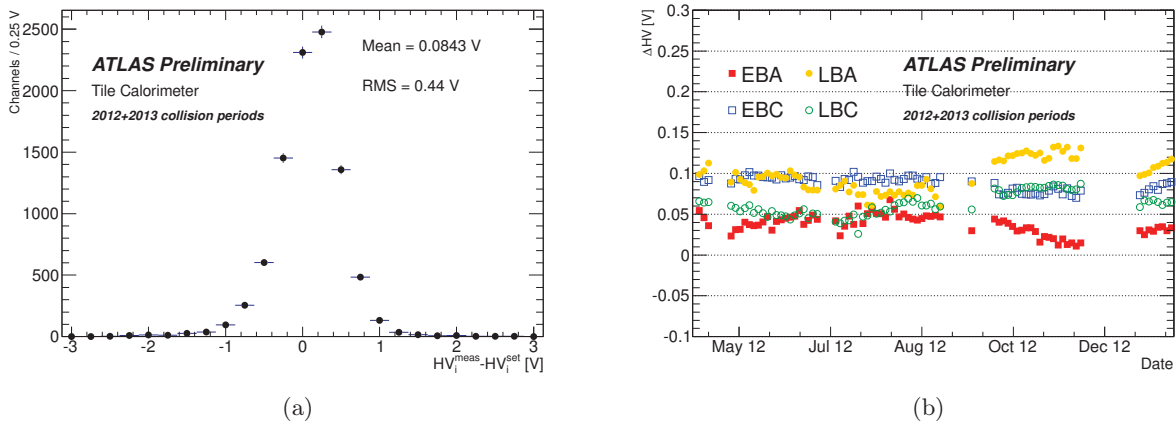


FIGURE 4.13 – (a) : Distribution de μ_i pour l’ensemble des canaux du TileCal. Une entrée correspond à μ_i pour un canal du TileCal. (b) : évolution de la valeur de ΔHV pour les quatre partitions du TileCal au cours de la prise de données 2012-2013. Chaque point correspond à la valeur de ΔHV moyennée sur 3 jours pour l’ensemble des canaux d’une partition donnée. Dans chacun de ces deux graphes, les modules éteints et les canaux déclarés instables par l’analyse précédente ne sont pas pris en compte.

4.4 Comportement du système de hautes tensions au cours de la prise de données en 2012-2013

L’analyse présentée dans les précédentes parties montre que plus de 99 % des canaux de hautes tensions du TileCal se comportent correctement, par rapport au cahier des charges. Aussi cette partie montre les performances du système au cours de la prise de données des années 2012 et 2013. Deux variables sont considérées : les valeurs de ΔHV et le gain G_{HV} . Les différentes figures présentées ont été approuvées comme publiques par la communauté du TileCal.

La Figure 4.13(a) montre que les moyennes des distributions de ΔHV pour tous les canaux du TileCal sont très proches de 0 pendant toute la période 2012-2013. La moyenne (0.08 V) et la RMS (0.44 V) de la distribution confirment que le système de régulation fonctionne correctement. La Figure 4.13(b) montre que les valeurs de ΔHV restent stables au cours du temps (la déviation maximale sur cette période de 12 mois est de moins de 0.15 V).

La Figure 4.14 s’intéresse à la grandeur physique à contrôler : le gain. La figure de gauche montre que pour la majeure partie des canaux, la variation moyenne de gain au cours de l’ensemble de la période est très proche de 0 (valeur moyenne de la distribution de 0.01 %, et RMS de 0.1 %). L’évolution visible sur la figure de droite montre que le gain au cours de cette période est très stable (l’évolution la plus grande étant inférieure à 0.05 %).

Les performances enregistrées du TileCal sont donc meilleures que les préconisations de son cahier des charges.

Conclusions

Au cours de ce chapitre, le système de régulation des hautes tensions du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes a été présenté, et son fonctionnement décrit.

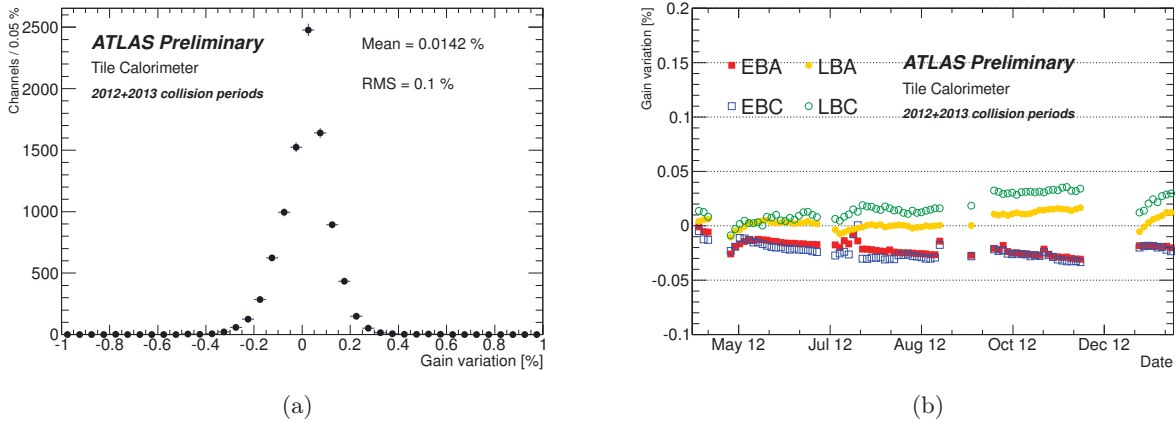


FIGURE 4.14 – (a) : Distribution de ΔG_{HV} pour l’ensemble des canaux du TileCal. Un entrée correspond à la valeur moyenne de l’ajustement gaussien de la distribution de ΔG_{HV} pour un canal donné. (b) : Évolution de ΔG_{HV} au cours de l’ensemble de la prise de données 2012-2013. Dans chacune de ces deux figures, les modules éteints ainsi que les canaux de haute tension déclarés instables par l’analyse ne sont pas pris en compte.

L’analyse permettant de s’assurer de son bon fonctionnement, mise en place pendant les années 2011 à 2013, a montré que seuls 60 canaux de hautes tensions pouvaient être détectés comme problématiques (présentant une moyenne de ΔHV trop importante, ou une distribution trop large), représentant près de 0.6 % de l’ensemble des canaux du TileCal pendant la période 2012-2013. Parmi ceux-ci seuls 17 se sont révélés être instables.

Ces derniers ont été par la suite confrontés à une comparaison avec deux systèmes d’étalonnage du TileCal : les systèmes LASER et Césium. L’information principale de cette comparaison est que la boucle de lecture des hautes tensions de 10 des 17 canaux instables présente une irrégularité, tandis que la boucle de régulation, d’après les systèmes LASER et Césium, se comporte parfaitement bien. Cette conclusion a par ailleurs été confirmée par l’examen direct des cartes HV_{opto} réalisé au cours de la période de maintenance 2013-2014.

Cette analyse a été réalisée à partir des données de hautes tensions enregistrées dans la base de données DCS, et ses conclusions pourront être confrontées au diagnostic direct des cartes pendant l’arrêt programmé du LHC en 2013 et 2014.

5

Simulation d'événements et définition des objets dans ATLAS

Sommaire

Introduction	93
5.1 Simulation des événements dans l'expérience ATLAS	94
5.1.1 Génération des événements	94
5.1.1.1 Phénoménologie des collisions pp au LHC : de l'état initial à l'état final	94
5.1.1.2 Radiations dans les états initial et final	95
5.1.1.3 Autres effets particuliers aux collisionneurs hadroniques	96
5.1.1.4 Fragmentation et hadronisation	97
5.1.1.5 Générateurs Monte Carlo	97
5.1.2 Simulation du détecteur ATLAS	99
5.2 Définitions des objets physiques	99
5.2.1 Généralités	99
5.2.2 Électrons	100
5.2.2.1 Reconstruction et identification	100
5.2.2.2 Facteurs d'échelle et correction en énergie	101
5.2.2.3 Caractéristiques des électrons dans les analyses top	101
5.2.3 Muons	102
5.2.3.1 Reconstruction et identification	102
5.2.3.2 Corrections en impulsion	102
5.2.3.3 Caractéristiques des muons dans les analyses top	104
5.2.4 Jets	104
5.2.4.1 Reconstruction	104
5.2.4.2 Échelle et résolution en énergie des jets	105
5.2.4.3 b -jets	106
5.2.5 Énergie transverse manquante	107
Conclusion	107

Introduction

Les analyses présentées dans les chapitres suivants ont pour but d'établir la présence ou l'absence de phénomènes physiques non-prévus par le Modèle Standard dans les collisions proton-proton. Aussi, une

étape primordiale consiste à décrire avec précision la physique contenue dans le Modèle Standard, mais aussi prédire l'évolution de l'ensemble des observables dans le cas de modèles de Nouvelle Physique.

Pour cela, la collaboration ATLAS est dotée d'une infrastructure de simulation Monte Carlo pour modéliser les collisions proton-proton qui est présentée au cours de la Section 5.1. Puis, les événements simulés et/ou de données réelles sont traités par des programmes permettant la reconstruction des objets physiques utilisés dans la suite de ce manuscrit. Ces derniers sont présentés dans la Section 5.2, et toutes ces étapes sont réalisées au sein de l'environnement ATHENA [134].

5.1 Simulation des événements dans l'expérience ATLAS

Les collisions de protons produites au LHC et leur détection font intervenir différents types de processus devant tous être reproduits le plus fidèlement possible (mais avec un temps de calcul raisonnable) dans le cas d'échantillons simulés, les trois principales étapes étant :

- la **génération d'événements** : correspond à la collision proton-proton, et le résultat direct de cette production, les processus de fragmentation et d'hadronisation ;
- la simulation de **l'interaction de l'ensemble des particules stables produites avec le détecteur** ;
- la simulation de la **réponse du détecteur**, puis la conversion sous formes de tensions, ou de courants, à un format rigoureusement identique à celui des données réelles enregistrées par ATLAS.

Cette étape est appelée **digitisation**.

Ces étapes sont présentées dans la suite.

5.1.1 Génération des événements

5.1.1.1 Phénoménologie des collisions pp au LHC : de l'état initial à l'état final

Contrairement au cas d'un collisionneur électron-positron, un collisionneur hadronique fait intervenir les partons constitutants des hadrons, et non les hadrons eux-mêmes, comme le montre la Figure 5.1. et conduit, pour le processus $pp \rightarrow X$ à une section efficace totale donnée [135] par l'expression :

$$\begin{aligned} \sigma_{pp \rightarrow X} &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 dx_2 \int f_a(x_1, \mu_F) \cdot f_b(x_2, \mu_F) \cdot d\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) \\ &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_1 dx_2 \int d\phi_X \cdot f_a(x_1, \mu_F) \cdot f_b(x_2, \mu_F) \cdot \frac{1}{2x_1 x_2 s} |\mathcal{M}_{ab \rightarrow X}|^2(\phi_X, \mu_F, \mu_R) \end{aligned} \quad (5.1)$$

dans laquelle :

- x_1 et x_2 correspondent respectivement à la fraction d'impulsion des hadrons initiaux emportée par les partons 1 et 2, de saveurs respectives a et b ;
- $f_{a(b)}(x_{1(2)}, \mu_F)$ sont les fonctions de densité partonique (PDF) décrivant, pour un parton de saveur $a(b)$ la probabilité que ce dernier emporte une fraction $x_{1(2)}$ de l'impulsion du hadron duquel il provient, l'échelle de factorisation¹ μ_F étant fixée à la valeur de Q^2 (correspondant au carré de l'énergie échangée au cours du processus) ;
- $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ est la section efficace différentielle du processus impliquant les partons de saveur a et b et conduisant à l'état final X . Elle peut être exprimée en fonction de ϕ_X , élément de l'espace

1. L'échelle de factorisation correspond à l'énergie au delà de laquelle la théorie des perturbations n'est plus applicable.

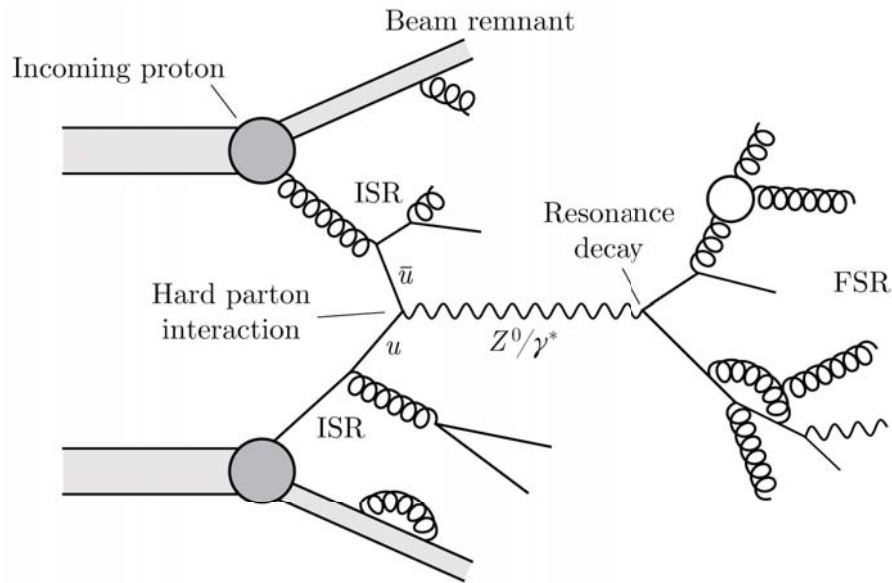


FIGURE 5.1 – Interaction entre deux protons faisant intervenir un quark u et une anti-quark \bar{u} provenant chacun d'un proton, et présentant les radiations possibles dans l'état initial (ISR) ou final (FSR). Le processus principal ici est l'annihilation de deux quarks conduisant à la formation d'un boson Z en interférence avec un photon virtuel γ^* .

de phase accessible au processus, et $\mathcal{M}_{ab \rightarrow X}$ l'élément de matrice moyenné sur les degrés de liberté de spin et de couleur de l'état initial, et du flux partonique défini comme $1/(2x_1x_2s)$ dans lequel s est le carré de l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse de la collision proton-proton.

L'élément de matrice \mathcal{M} est la somme des diagrammes de Feynman décrivant le processus, tenant compte de toutes les configurations, canaux et degrés de liberté de spin ou de couleur.

$$\mathcal{M}_{ab \rightarrow X} = \sum_i \mathcal{F}_i \quad (5.2)$$

où \mathcal{F}_i est le $i^{\text{ème}}$ diagramme de Feynman décrivant le processus.

La plupart des générateurs Monte Carlo utilisés couramment donnent accès aux PDFs les plus fiables et mises à jour régulièrement. Ces PDFs sont établies par les mesures réalisées auprès de collisionneurs et d'expériences, et ne dépendent pas des processus étudiés [135]. Un exemple des valeurs utilisées par les PDFs MSTW 2008 NLO [136] est présentée sur la Figure 5.2.

5.1.1.2 Radiations dans les états initial et final

La génération du processus principal (*e.g.* $pp \rightarrow X$) est réalisée dans le régime perturbatif, compte tenu des énergies échangées. Cependant, d'autres processus additionnels, à plus basse énergie peuvent s'ajouter. Par exemple, l'émission de radiations dans l'état initial (ISR) ou dans l'état final (FSR) qui peut conduire à un état final plus complexe (Figure 5.1) : par exemple, $pp \rightarrow X$ devient $pp \rightarrow Xg$ où g est un gluon émis par les partons initiaux ou finaux.

Afin d'obtenir une multiplicité de jets dans l'état final suffisante pour décrire les topologies étudiées dans les Chapitres 2, 6 et 7, la production peut être réalisée en requérant la présence de partons

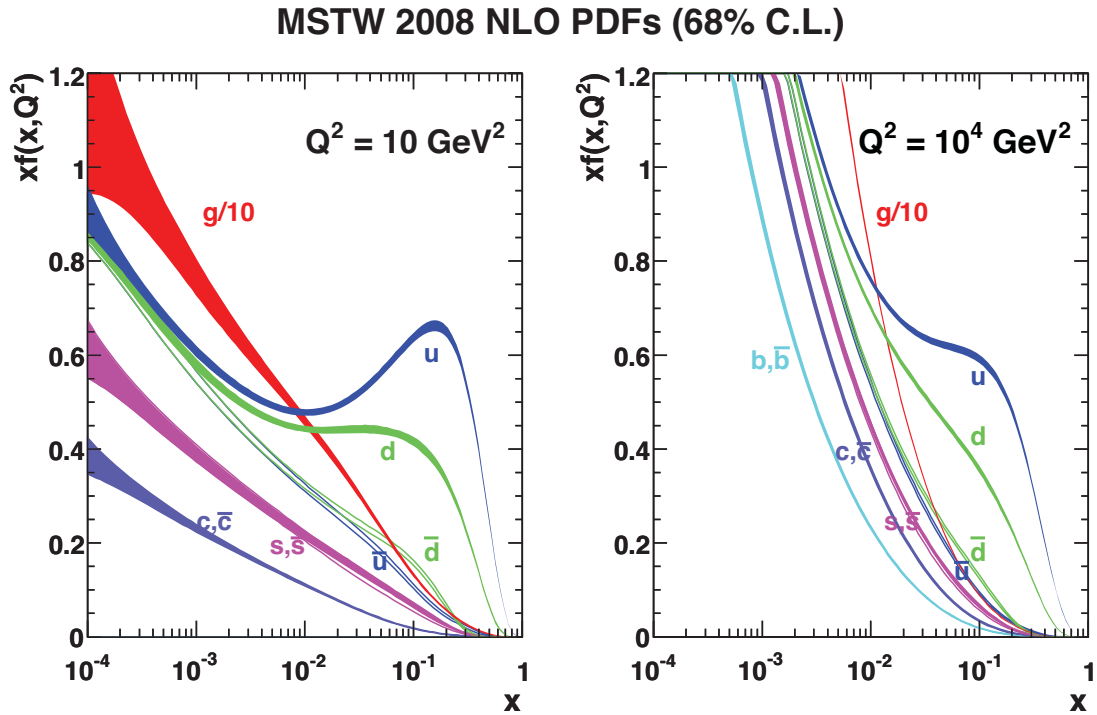


FIGURE 5.2 – Évolution de $x f(x, Q^2)$ en fonction de x pour les PDFs MSTW 2008 pour une valeur de Q^2 de 10 GeV^2 (gauche), et de 10^4 GeV^2 (droite).

supplémentaires provenant de radiations. Des générateurs spécialisés permettent l'émission de radiations de basse énergie, domaine gouverné par le régime non-perturbatif, tandis que la description de radiations de haute énergie, dans le régime perturbatif, est plus précise si elle est réalisée par l'élément de matrice. La combinaison de ces générateurs peut alors conduire à des événements identiques.

- $pp \rightarrow Z + g$ où g est produit par l'élément de matrice
- $pp \rightarrow Z + g$ où g est généré par un générateur spécifique de radiations dans l'état initial ou final.

Pour éviter de tels double-comptages, plusieurs algorithmes permettent d'assurer le non-recouvrement des différents échantillons produits, comme les algorithmes MLM [87] et CKKW [137].

5.1.1.3 Autres effets particuliers aux collisionneurs hadroniques

En plus des effets principaux décrits dans les paragraphes précédents, d'autres peuvent se produire, et doivent être pris en compte lors de la production d'échantillons Monte Carlo.

Événements sous-jacent Les autres partons présents dans les protons et ne participant pas au processus principal peuvent également émettre des radiations, ou interagir entre eux, conduisant à des partons supplémentaires dans l'état final, ou la production d'un processus dur supplémentaire. Un tel processus ne peut être décrit perturbativement, et est modélisé par des modèles phénoménologiques [138, 139]. Ces processus comprennent les interactions partoniques multiples (MPI) et les résidus de faisceau.

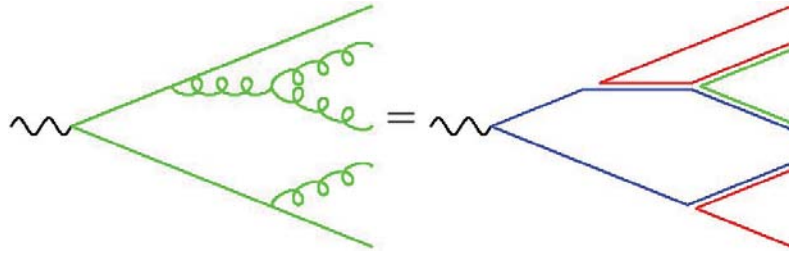


FIGURE 5.3 – Propagation de la charge de couleur lors de l'émission de gluons dans le cadre de radiations dans l'état final [135].

Effet d'empilement Il s'agit de collisions de protons concomitantes à la collision principale, conduisant à une superposition des processus durs. La simulation de cet effet est réalisée par l'adjonction, au processus principal d'autres collisions indépendantes. Cet effet sera décrit amplement lors du Chapitre 6.

5.1.1.4 Fragmentation et hadronisation

De nombreux modèles ont proposé la description du phénomène d'hadronisation, basé sur les prédictions théoriques et phénoménologiques de QCD. Les premiers modèles établis furent les approches de Atru-Mennessier [140] et de Field-Feynman [141] mais deux principaux modèles sont encore utilisés de nos jours : les modèles de cordes de couleur (modèle de Lund) [142, 143], et le modèle des amas [144].

Le modèle des cordes de couleur On assimile une paire $q\bar{q}$ à deux quarks liés entre eux par un tube de couleur. L'éloignement des quarks, d'une distance r , conduit à un potentiel $V = \kappa r$, avec $\kappa \approx 0.2 \text{ GeV}^2$ [135]. Lorsque le potentiel atteint une valeur suffisamment importante, le tube de couleur est rompu, et engendre la formation d'une nouvelle paire quark-antiquark, conduisant à deux paires : $q\bar{q}'$ et $q'\bar{q}$. Le schéma se reproduit ainsi tant que l'énergie de la corde est suffisante.

Le modèle des amas Ce modèle met à profit les corrélations de couleur existantes au cours des processus de radiations. En effet, la Figure 5.3 montre schématiquement la propagation de la charge de couleur lors de la radiation de gluons dans l'état final. Les gluons sont assimilés à des lignes bicolores, conduisant, lors du processus $g \rightarrow q\bar{q}$ à deux quarks, chacun porteur d'une couleur. Enfin, les quarks résultant de ce processus peuvent être combinés avec d'autres quarks de la même couleur pour former des hadrons singulets de couleur. L'évolution des hadrons est ensuite gouvernée par un modèle similaire à celui des cordes de couleur.

5.1.1.5 Générateurs Monte Carlo

Les procédés relatifs aux étapes présentées précédemment peuvent être mis en œuvre au moyen de différents programmes utilisés couramment au sein de la collaboration ATLAS. Les principaux générateurs utilisés dans la suite de ce manuscrit sont présentés ainsi que certaines de leurs propriétés.

De façon générale, on peut répartir les générateurs en deux types :

- **Les générateurs généraux** qui prennent en charge la totalité des processus présentés plus tôt, de l'élément de matrice à l'hadronisation en passant par l'émission des radiations. Ils peuvent être utilisés en association avec d'autres générateurs plus spécialisés dans certains types de particules.
- **Les générateurs spécifiques** ne peuvent engendrer qu'une seule partie des processus cités plus tôt, ou peuvent être spécialisés dans la prise en charge de certaines particules (leptons τ par exemple).

Générateurs généraux

PYTHIA [86, 145] est un générateur LO généraliste écrit en Fortran (PYTHIA6) ou en C++ (PYTHIA8). Il utilise le modèle de Lund pour les processus d'hadronisation et est capable de simuler les événements sous-jacents.

HERWIG [146, 147] est un outil LO écrit en Fortran (HERWIG) et en C++ (HERWIG++), pour lequel la génération des événements sous-jacents est réalisée par les moyens de JIMMY [148]. Le modèle des amas est utilisé pour la simulation des processus d'hadronisation.

SHERPA [149] est programmé en C++ et permet la production d'événements dans lesquels le nombre de jets isolés est important avec une précision meilleure que celle de HERWIG ou PYTHIA. L'hadronisation s'appuie sur le modèle des amas.

Générateurs spécifiques

ALPGEN [150] est un générateur d'éléments de matrice LO permettant de modéliser les états finals contenant plusieurs partons. Les radiations et les processus de fragmentation et d'hadronisation sont par la suite réalisés par des programmes comme HERWIG ou PYTHIA.

MADGRAPH5 [83] est un générateur LO permettant la production d'éléments de matrice du type $2 \rightarrow n$. Cette tâche peut également être réalisée à partir de lagrangiens convertis au format UFO [82].

MC@NLO [151, 152] est un générateur permettant la production d'éléments de matrice à l'ordre sous-dominant (NLO). Les processus de fragmentation et d'hadronisation sont réalisés par HERWIG.

PHOTOS [153] et TAUOLA [154] sont deux logiciels responsables respectivement de la description précise des radiations électromagnétiques, et de la désintégration des leptons τ . De fait, leur utilisation est complémentaire.

POWHEG [155] est un générateur permettant la production d'événements au NLO. Plus particulièrement utilisé pour la production associée de bosons électrofaibles et de jets ($Z/W + \text{jets}$), ce générateur est aussi actuellement utilisé pour simuler la production de paires $t\bar{t}$ dans le cadre du Modèle Standard. Les processus de fragmentation, d'hadronisation et l'émission de radiations sont gérés par les programmes HERWIG ou PYTHIA.

5.1.2 Simulation du détecteur ATLAS

Après l'étape de génération des événements, la simulation du détecteur a pour rôle :

- de simuler l'interaction des particules produites avec la matière qui constitue le détecteur ;
- de modéliser la réponse de l'électronique du détecteur (tensions et courants électriques notamment).

La première étape est réalisée en considérant une géométrie du détecteur, décomposition de ce dernier en volumes élémentaires représentant l'ensemble des parties qu'elles soient sensibles ou non. Le détecteur ATLAS est décrit au moyen de 4 806 839 volumes, quasi-uniformément répartis entre les détecteurs internes (38 %), les calorimètres (32 %) et les spectromètres à muons (30 %) [156]. Cette géométrie est modulée par les conditions d'opération du détecteur ATLAS réel, enregistrées à tout moment dans une base de données de type Oracle, afin de permettre au détecteur simulé de reproduire les défauts du détecteur réel et permettre une description correcte des données enregistrées.

La simulation complète du détecteur ATLAS s'appuie sur GEANT4 [157] et assure une excellente description mais nécessite un temps de calcul important. Aussi, compte-tenu du nombre important d'événements générés (*e.g.* 15 millions d'événements pour le processus $pp \rightarrow t\bar{t}$), une procédure simplifiée est également accessible, appelée ATLFastII [158], permettant de réduire le temps de calcul par un facteur 20 à 40 [156].

Cette dernière simulation, dite rapide, diffère de la précédente par la description du système calorimétrique, et plus particulièrement du calorimètre électromagnétique à Argon liquide. En effet, il n'est pas procédé à la simulation de l'interaction des particules avec le détecteur, mais une bibliothèque de gerbes électromagnétiques et hadroniques [159] est utilisée. Cette dernière est obtenue par la simulation complète de près de 30 millions d'événements, différents par les profils longitudinal ou transverse des gerbes. À des fins de simplification, les gerbes électromagnétiques sont modélisées à partir de photons, et les gerbes hadroniques à partir de pions chargés. À l'issue de cette simulation simplifiée du détecteur, les propriétés des objets sont très proches de celles obtenues en utilisant la simulation complète du détecteur, avec par exemple une différence sur l'échelle en énergie des jets de 1 à 2 % [156]. Dans les analyses présentées dans la suite, une incertitude systématique spécifique est appliquée aux échantillons simulés au moyen de la modélisation rapide du détecteur afin de tenir compte de ces différences d'efficacité.

La réponse du détecteur simulé est ensuite convertie dans un format exactement identique à celui des données réelles, de telle sorte que la phase de reconstruction des objets physiques, tels que les électrons, muons, jets et l'énergie transverse manquante soit réalisée à l'identique dans les échantillons simulés et de données.

5.2 Définitions des objets physiques

5.2.1 Généralités

Que cela soit dans la simulation Monte Carlo ou dans les données d'ATLAS, les informations transmises par l'électronique de lecture du détecteur ne sont pas directement exploitables par les physiciens dans le cadre des analyses.

Ces derniers utilisent des objets physiques (électrons, muons, jets, énergie transverse manquante) obtenus après l'utilisation d'algorithmes de reconstruction présentés dans ce chapitre. Ces algorithmes mettent à profit la totalité des sous-détecteurs d'ATLAS, et s'appuient donc sur les traces enregistrées par les détecteurs internes, et les spectromètres à muons, mais également sur les dépôts calorimétriques, tant dans les calorimètres électromagnétiques qu'hadroniques.

5.2.2 Électrons

5.2.2.1 Reconstruction et identification

Les électrons sont reconstruits dans la région centrale ($|\eta| < 2.5$) en associant l'information issue du calorimètre et du trajectographe au moyen d'un algorithme de *fenêtre glissante* [160]. Cet algorithme recherche une zone correspondant à 3×5 cellules élémentaires de la couche moyenne du calorimètre électromagnétique, chacune d'entre elles correspondant à une surface dans le plan (η, φ) de 0.025×0.025 , et requiert que l'énergie totale déposée dans cette zone soit supérieure à 2.5 GeV. De plus, dans la région centrale, couverte par les détecteurs internes, une association avec les traces est réalisée après leur extrapolation jusqu'au calorimètre. Il est alors requis que la distance $|\Delta\eta|$ entre la trace et la zone considérée du calorimètre soit inférieure à 0.05. La valeur de l'angle $|\Delta\varphi|$, est asymétrique et dépend de la charge de l'électron afin de prendre en compte l'effet d'un rayonnement *bremsstrahlung*. Si plusieurs traces sont candidates, la plus proche dans le plan (η, φ) est sélectionnée. L'efficacité de reconstruction, définie comme la fraction d'électrons effectivement reconstruits par l'algorithme précédent est représentée sur la Figure 5.4 en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique². Elle est obtenue à l'aide d'événements du processus $Z \rightarrow ee$. Les différences observées entre les données 2011 et 2012 proviennent de la prise en compte, en 2012, de l'émission d'un rayonnement *bremsstrahlung* lors de la reconstruction des traces, augmentant significativement l'efficacité de reconstruction [161].

Plusieurs critères permettent de définir un objet comme un électron avec une certaine probabilité. Ainsi, au cours des prochaines analyses, différents types d'électrons sont considérés.

Medium++ L'identification des électrons est basée sur la forme de la distribution en énergie dans les deux premiers compartiment du calorimètre électromagnétique. De plus, ces électrons doivent respecter des critères plus stricts que ceux évoqués dans le paragraphe introductif. En particulier, le paramètre d'impact transverse $|d_0|$ doit être inférieur à 5 mm, et la distance $|\Delta\eta|$ entre la trace et le dépôt calorimétrique inférieure à 0.005. Enfin, afin de supprimer les électrons provenant de conversion de photons, il est requis que les traces associées aux dépôts calorimétriques trouvent leur origine dès la première couche du détecteur à pixels.

Tight++ Ils correspondent aux critères définis pour les Medium++, avec l'adjonction de conditions sur l'association entre les traces et l'amas calorimétrique. Tout d'abord, une condition sur le rapport E/p (avec E l'énergie de l'amas et p l'impulsion de la trace associée), mais aussi sur l'angle $\Delta\varphi$, ce dernier étant calculé entre la trace et le dépôt calorimétrique dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique. Le paramètre d'impact doit, de plus, respecter la condition $|d_0| < 1$ mm. Les électrons associés à un photon converti sont rejetés.

5.2.2.2 Facteurs d'échelle et correction en énergie

Comme le montre la Figure 5.4, l'efficacité de reconstruction des électrons est différente dans les données et dans la simulation Monte Carlo. Aussi, une correction est appliquée sur cette dernière par le biais de facteurs d'échelle, très proches de 1, utilisés pour pondérer l'événement. Il en est de même pour les efficacités d'identification des électrons (critères Tight++, Medium++).

2. L'énergie transverse E_T est définie comme :

$$E_T = \frac{E_{cl}}{\cosh(\eta_{tr})}$$

où E_{cl} est l'énergie de l'amas et η_{tr} est la pseudo-rapidité de la trace associée.

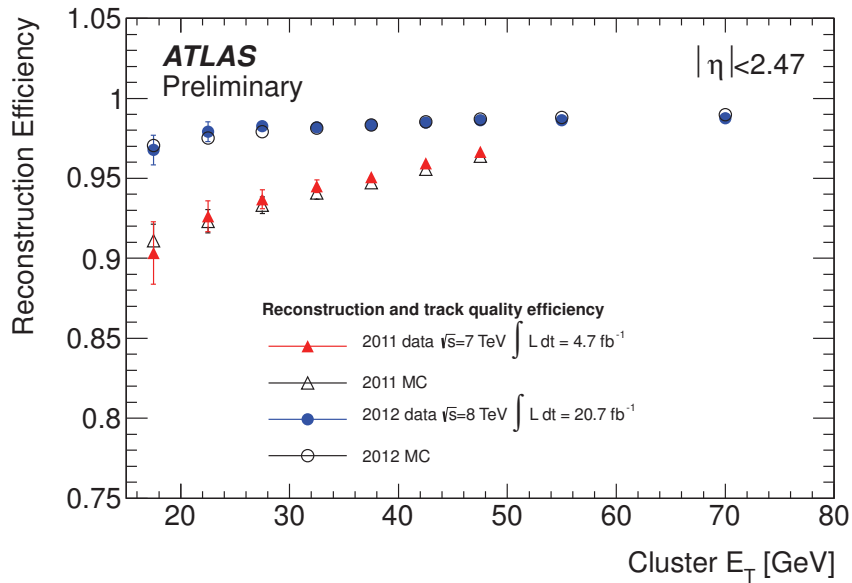


FIGURE 5.4 – Efficacité de reconstruction des électrons dans la région centrale ($|\eta| < 2.47$) en fonction de l'énergie transverse E_T déposée dans le calorimètre électromagnétique pour les données réelles d'ATLAS (marqueurs pleins) et pour la simulation (marqueurs vides). Les efficacités étant différentes entre les données et la simulation, des facteurs d'échelle seront appliqués afin de corriger la simulation [161].

Les électrons reconstruits possèdent une énergie brute correspondant à celle de l'amas. Sur les données, cette énergie est étalonnée à l'aide du pic de masse de résonances e^+e^- ($Z \rightarrow ee$, $J/\psi \rightarrow ee$ par exemple). À l'issue de cette correction, la résolution en énergie des électrons est différente dans la simulation et dans les données. Cet effet est corrigé par une dégradation gaussienne de la résolution en énergie des électrons dans la simulation (correction de l'ordre du pourcent). Dans les analyses présentées dans les chapitres suivants, cette dégradation sera variée, afin de montrer la sensibilité des analyses à ces corrections.

5.2.2.3 Caractéristiques des électrons dans les analyses top

Dans le cadre du groupe de travail chargé des analyses impliquant des quarks top dans la collaboration ATLAS (*groupe Top* dans la suite), plusieurs caractéristiques communes sont utilisées. Elles seront également utilisées dans les Chapitres 6 et 7.

Les électrons doivent satisfaire les critères Tight++ et sont sélectionnées si leur impulsion transverse est supérieure à 25 GeV. Leur pseudo-rapacité $|\eta|$ doit être inférieure à 2.47, après avoir exclu la région de transition entre les tonneaux central et étendu du calorimètre électromagnétique (correspondant à la région $1.37 < |\eta| < 1.52$), dans laquelle l'efficacité de reconstruction est réduite.

De plus, dans la suite, un critère d'isolation est appliqué sur les électrons, permettant de supprimer la majeure partie des électrons proches d'autres objets physiques (*e.g.* des électrons issus provenant des désintégrations de hadrons de saveurs lourdes). Deux types d'isolation seront utilisés dans les Chapitres 6 et 7.

L'isolation « à cône fixe » Elle est constituée de deux critères fondés sur la somme des énergies transverses des dépôts calorimétriques dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour de l'électron (E_T^{cone}), ou des impulsions transverses des traces dans un cône de $\Delta R = 0.3$ autour de l'électron (p_T^{cone}). Elle permet d'obtenir, une efficacité de sélection de 90 % dans les processus $Z \rightarrow ee$ pour un jeu donné de valeurs seuil pour E_T^{cone} et p_T^{cone} . Ce schéma d'isolation est utilisé dans l'analyse du Chapitre 7.

La mini-isolation Ce schéma d'isolation permet de définir un critère d'isolation dépendant de l'énergie transverse de l'électron : réjection importante du bruit de fond pour de basses valeurs de l'énergie transverse et acceptation substantielle pour de grandes valeurs. Elle utilise la variable I_{mini} correspondant à la somme des impulsions transverses des traces situées dans un cône de taille ΔR dépendant de l'énergie transverse de l'électron selon :

$$\Delta R = \frac{10 \text{ GeV}}{E_T(e)} \quad (5.3)$$

où $E_T(e)$ est l'énergie transverse de l'électron. Pour être considéré comme isolé, un électron doit vérifier :

$$I_{mini} < 0.05 \times E_T \quad (5.4)$$

Ce type d'isolation est utilisé dans les Chapitres 6 et 8.

5.2.3 Muons

5.2.3.1 Reconstruction et identification

Les muons utilisés au cours des analyses décrites dans ce manuscrit sont reconstruits à partir des traces laissées dans le détecteur interne et dans les spectromètres à muons, à l'aide d'un algorithme dit *muid* [162]. Cet algorithme est basé sur une variable (χ^2) utilisant les traces extrapolées du spectromètre à muons (MS) et celles du détecteur interne (ID) qui sont ajustées ensemble. Les pertes d'énergie liées aux calorimètres sont prises en compte au cours de l'extrapolation des traces du spectromètre à muons vers les détecteurs internes. À l'issue de la reconstruction, la valeur du χ^2 doit être inférieure à une certaine valeur pour que le candidat muon puisse être accepté.

L'efficacité de reconstruction des muons en fonction de η , mesurée dans des échantillons de simulation Monte Carlo du processus $Z \rightarrow \mu\mu$, et dans les données enregistrées en 2012 est présentée sur la Figure 5.5. Elle correspond à la fraction de muons provenant de désintégrations du boson Z pour lesquels l'algorithme de reconstruction fonctionne. Elle montre un bon accord entre les efficacités mesurées dans les données et dans la simulation, conduisant par la suite à des facteurs d'échelles de l'ordre de 0.5 %.

5.2.3.2 Corrections en impulsion

La correction en impulsion des muons est réalisée dans un échantillon enrichi en processus $Z \rightarrow \mu\mu$. La Figure 5.6(a) montre la distribution de la masse invariante di-muon dans les données et la simulation. Les deux spectres sont légèrement décalés, et la largeur du pic observé dans les données est plus importante que pour la simulation.

Ces deux effets (échelle en impulsion et résolution) sont corrigés dans la simulation. Cette correction est estimée au moyen d'une méthode dite des *modèles (templates en anglais)*. Elle teste plusieurs combinaisons possibles de corrections, et compare pour chacune d'entre elles le spectre de masse obtenu avec celui des données. L'accord entre les spectres, donné par une fonction de vraisemblance est utilisé comme figure de mérite de la correction.

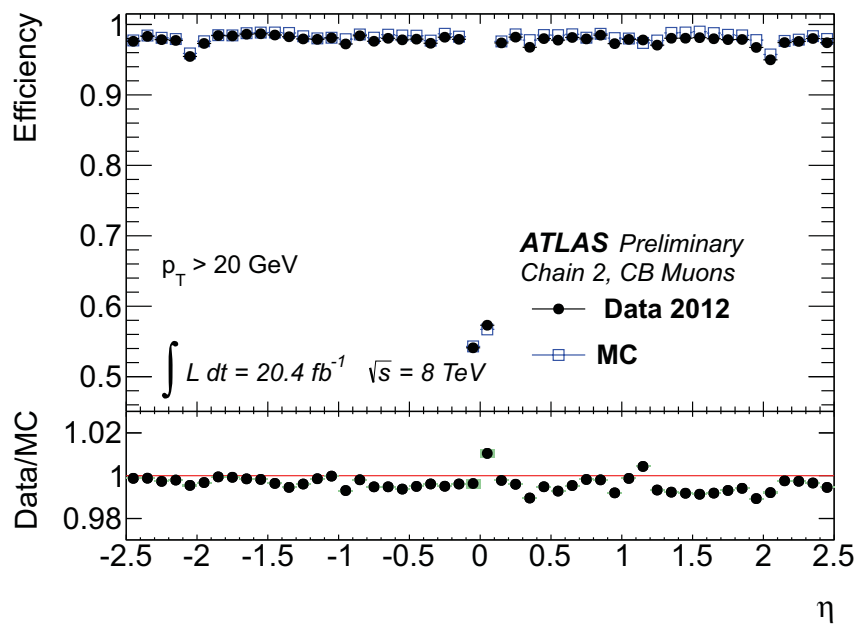


FIGURE 5.5 – Efficacité de reconstruction des muons en fonction de η d’après la simulation Monte Carlo (carrés bleus) et les données enregistrées en 2012 (points noirs). L’encadré du bas montre le rapport entre données et prédictions de la simulation. La zone $\eta \approx 0$ présente une efficacité d’identification plus faible que sur le reste de la gamme de pseudo-rapidité du fait de l’instrumentation réduite des chambres à muons dans cette région.

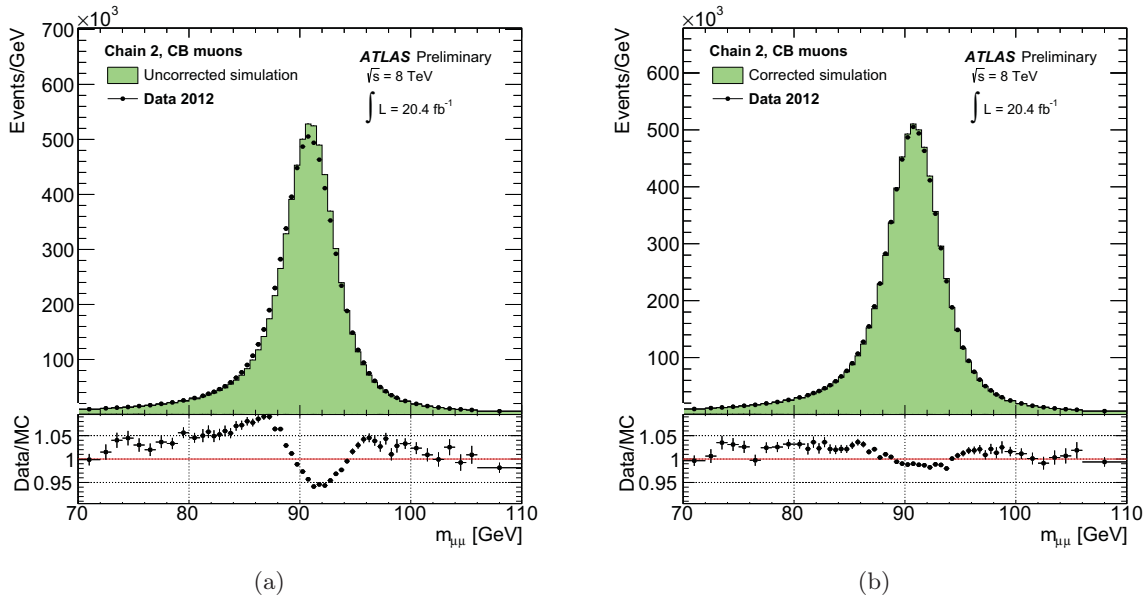


FIGURE 5.6 – Distribution de la masse invariante di-muons dans le cas de muons de $p_T > 25$ GeV. Les points noirs représentent les données enregistrées en 2012, et la surface verte la simulation. (a) : avant l'application des corrections en énergie sur la simulation, (b) : après la correction. L'encadré du bas montre le rapport entre données et prédictions de la simulation.

Finalement, l'échelle en impulsion des muons est corrigée d'environ 0.1 %, tandis que la correction à la résolution est en moyenne de 1.5 %. L'effet de ces corrections est visible sur la Figure 5.6(b).

5.2.3.3 Caractéristiques des muons dans les analyses top

Dans les analyses des Chapitres 6 et 7, tous les muons utilisés doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et une pseudo-rapidité $|\eta| < 2.5$. Par ailleurs, la mini-isolation, basée sur le même principe que pour les électrons est utilisée comme schéma d'isolation par défaut dans le groupe Top de la collaboration ATLAS.

5.2.4 Jets

5.2.4.1 Reconstruction

Dans l'environnement hadronique du LHC, les jets sont produits en grand nombre. Leurs reconstruction, étalonnage et autres corrections sont présentées dans cette section.

Ils sont reconstruits à partir d'amas topologiques de cellules calorimétriques (*topo-clusters*), eux-mêmes construits en tenant compte du rapport entre l'énergie d'une cellule élémentaire et son bruit résiduel. Leur énergie est prise égale à la somme des énergies des cellules qui les constituent, et leur direction correspond à la moyenne pondérée des η et φ , le facteur de pondération étant la valeur absolue de l'énergie de chacune des cellules.

Les amas sont combinés au moyen d'algorithmes de reconstruction, procédures itératives basées sur les distances d_{ij} et d_i définies comme :

$$d_{ij} = \min \left(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p} \right) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (5.5)$$

et

$$d_i = p_{T,i}^{2p} \quad (5.6)$$

dans lesquelles $p_{T,i}$ (resp. $p_{T,j}$) est l'impulsion transverse de l'amas i (resp. j), R et p des paramètres de l'algorithme.

- $p = +1$ correspond à l'algorithme k_t [163]
- $p = 0$ est appelé algorithme Cambridge/Aachen [164]
- $p = -1$ correspond à l'algorithme anti- k_t [100]

$\Delta R_{ij} = \sqrt{\Delta_{ij}y^2 + \Delta_{ij}\varphi^2}$ est la distance entre deux amas i et j dans le plan (y, φ) où y est la rapidité³⁾ et φ sont angle azimutal. Enfin, d_{ij} et d_i représentent les distances entre les amas i et j , et entre l'amas i et le faisceau respectivement.

Les distances d_i et d_{ij} sont calculées pour tous les amas : la valeur minimale est appelée d_{\min} . Si cette valeur correspond à une distance d_i , alors, l'amas i forme un jet, et est enlevé de la liste des amas à prendre en compte dans la reconstruction. Au contraire, si d_{\min} correspond à une distance d_{ij} , les amas i et j sont combinés au sein d'un amas k , ce dernier étant ajouté à la liste des amas à combiner alors que i et j en sont ôtés.

Cet algorithme se poursuit jusqu'à ce qu'il n'y ait plus d'amas à combiner.

Par la suite, l'algorithme de reconstruction de jets utilisé par défaut est l'algorithme anti- k_t avec un paramètre R dont la valeur est fixe à 0.4.

Par ailleurs, dans les analyses présentées ci-après les jets doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV et $|\eta| < 2.5$, ainsi que vérifier une condition permettant de rejeter les jets issus d'une collision concomitante (*pile-up*). Ainsi les jets de $p_T < 50$ GeV et $|\eta| < 2.4$ doivent vérifier $|JVF| > 0.5$. Cette dernière variable correspond à la fraction de l'impulsion des traces associées à un jet provenant du vertex primaire⁴ de l'événement. De plus amples détails sur cette variable et cette sélection sont donnés dans le Chapitre 6.

5.2.4.2 Échelle et résolution en énergie des jets

Les interactions à l'origine des jets peuvent être nombreuses. Parmi celles-ci, deux origines sont prépondérantes : une partie électromagnétique (liée à la désintégration de pions neutres selon $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ par exemple), et une partie hadronique (due aux protons, pions chargés, ...). L'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique est mesurée à l'échelle électromagnétique, c'est-à-dire qu'elle correspond à des dépôts d'énergie liés à des gerbes électromagnétiques. Aussi, l'échelle en énergie des différents amas est ramenée à l'échelle hadronique selon leurs propriétés (développement de la gerbe par exemple), dans le schéma d'étalonnage LCW [168]. À l'issue de ce premier étalonnage, les différents amas sont utilisés pour la reconstruction des jets.

Par la suite, plusieurs autres effets, tels que les pertes d'énergie lors de la reconstruction, sont corrigés au moyen de méthodes *in situ*, utilisant la balance en impulsion dans le plan transverse entre un objet *référence* et un jet (par exemple dans le cas d'événements $\gamma + \text{jet}$) [168]. De plus, depuis le milieu de l'année 2012, la contamination des jets due aux collisions pp multiples est corrigée par l'utilisation de la notion d'aire active \mathcal{A} d'un jet [169], dénotant sa sensibilité à des radiations isotropes.

3. La rapidité est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \log \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right],$$

où E est l'énergie de la particule et p_z la composante de son impulsion selon l'axe du détecteur.

4. Le vertex primaire [165] d'un événement est reconstruit à l'aide d'un algorithme itératif appelé *Adaptive Vertex Fitting* [166, 167]. Cet algorithme itératif s'avère n'être pas biaisé par la présence de traces éloignées d'un vertex *test* du fait d'une pondération : le poids des traces dans la définition de la position du vertex diminue lorsque la trace est incompatible avec le vertex testé.

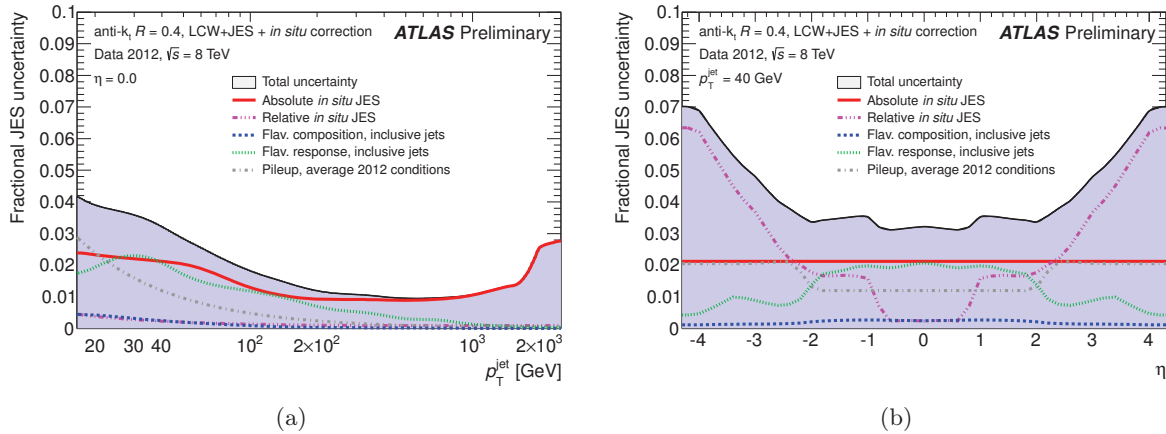


FIGURE 5.7 – Incertitudes relatives liées à l'étalonnage des jets, divisée selon différentes composantes. Ces incertitudes sont mesurées dans les données 2012. La Figure (a) présente l'évolution de cette incertitude en fonction de l'impulsion transverse du jet, pour une valeur de pseudo-rapidité fixée à 0. La Figure (b) présente quant à elle l'évolution de l'incertitude en fonction de η pour une impulsion transverse fixée à 40 GeV.

Plus précisément, de l'énergie transverse du jet est retranchée la composante $\rho \times \mathcal{A}$ où ρ est la densité d'énergie de l'événement liée à l'effet d'empilement [170].

La Figure 5.7 montre les incertitudes relatives liés à l'étalonnage des jets en fonction de leur impulsion transverse ou de leur pseudo-rapidité. En particulier, l'incertitude est au maximum de 4 %, dans la région de basse impulsion transverse (Figure 5.7(a)), puis diminue jusqu'à 1.5 % pour un jet de 1 TeV. Les jets utilisés par la suite étant définis tels que $|\eta| < 2.5$, l'incertitude en fonction de la pseudo-rapidité est inférieure à 4 % pour un jet de 40 GeV, cette incertitude étant plus faible à basse valeur de $|\eta|$ (tonneau étendu du calorimètre calorimétrique à tuiles).

Enfin, la résolution en énergie des jets s'est montrée compatible en 2012 entre les données et la simulation Monte Carlo. La résolution des jets n'est alors pas dégradée dans la simulation [171].

5.2.4.3 *b*-jets

Les états finals attendus dans les analyses présentées plus loin sont composés en partie de jets provenant de l'hadronisation de quarks *b* (appelés *b*-jets), leur conférant des propriétés particulières. En effet, les hadrons beaux ont un temps de vie leur permettant de parcourir une distance mesurable avant la formation d'un jet. Cette caractéristique permet, par la recherche d'un vertex secondaire déplacé de mettre en évidence la présence d'un *b*-jet. D'autres propriétés comme la forme du jet (plus large pour un *b*-jet que pour un jet provenant d'un quark léger ou d'un gluon, dit *léger*) sont utilisées et combinées grâce à un réseau de neurones, conduisant à un algorithme appelé MV1. Les variables combinées sont IP3D, SV1 et JetFitterCombnNN, décrites dans la Référence [172]. Dans le cadre des analyses présentées dans ce manuscrit, un jet est étiqueté *b*-jet s'il vérifie $MV1 > 0.7892$, conduisant à une efficacité de 70 % pour l'identification des *b*-jets, facteur de réjection de 140 pour les jets légers, et de 5 pour les *c*-jets.

L'efficacité de la sélection posée sur MV1 est différente dans les données et dans la simulation Monte Carlo. Afin de compenser ces différences, des facteurs d'échelle seront appliqués par la suite.

5.2.5 Énergie transverse manquante

Les analyses présentées dans la suite du manuscrit utilisent des événements dans lesquels se trouvent au moins un lepton chargé et un neutrino. L'impulsion du neutrino n'étant pas mesurée, sa présence ne peut être caractérisée que par la mise en évidence d'un déséquilibre des impulsions dans le plan transverse du détecteur dans l'état final, ce déséquilibre définissant l'énergie transverse manquante E_T^{miss} , donnée par la relation :

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{RefElec}} + E_{x,y}^{\text{RefJet}} + E_{x,y}^{\text{MuonTotal}} + E_{x,y}^{\text{SoftJets}} + E_{x,y}^{\text{CellOut}} \quad (5.7)$$

puis

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (5.8)$$

Les différents termes de l'équation 5.7 sont définis par ordre de grandeur comme suit :

- $E_{x,y}^{\text{RefJet}}$: tous les dépôts calorimétriques associés aux jets reconstruits de l'événement avec $p_T > 20$ GeV sont comptés dans ce terme, prenant en compte l'étalonnage en énergie des jets à l'échelle hadronique.
- $E_{x,y}^{\text{RefElec}}$: tous les dépôts calorimétriques associés aux électrons reconstruits de l'événement avec $p_T > 10$ GeV sont comptés dans ce terme, prenant en compte les corrections apportées à l'énergie des électrons.
- $E_{x,y}^{\text{MuonsTotal}}$: correspond à l'impulsion des muons reconstruits avec $|\eta| < 2.5$.
- $E_{x,y}^{\text{SoftJets}}$: correspond la somme des dépôts calorimétrique des jets dont l'impulsion transverse est comprise entre 7 GeV et 20 GeV. Cette énergie est déterminée à l'échelle électromagnétique.
- $E_{x,y}^{\text{CellOut}}$ est le terme comprenant les contributions non encore comptabilisées, comme les dépôts d'énergie des muons dans les calorimètres.

Dans les analyses du Chapitre 7, la définition de l'énergie transverse manquante diffère de l'équation 5.7, les termes **SoftJets** et **CellOut** étant combinés (contributions plus faibles que les autres termes). Enfin, ces derniers ne sont, à l'heure actuelle pas corrigés pour tenir compte de l'effet d'empilement.

La hiérarchie entre les termes $E_{x,y}^{\text{RefElec}}$ et $E_{x,y}^{\text{MuonsTotal}}$ dans le calcul de l'énergie transverse manquante dépend de la saveur leptonique de l'analyse considérée (le terme **RefElec** domine dans les analyses contenant des électrons, et **MuonTotal** dans le cas des muons).

Conclusion

Alors que les collisions proton-proton sont modélisées par les moyens de divers générateurs de simulation Monte Carlo, les procédures de reconstruction des objets physiques sont communes aux données réelles et à la simulation.

Ces méthodes ont été brièvement présentées pour tous les objets considérés par la suite (électrons, muons ou jets), de même que les différentes corrections liées à l'échelle en énergie et en impulsion, ou leur résolution. À l'issue de l'ensemble de ces corrections, la simulation reproduit au mieux les observations réalisées dans les données.

Les objets reconstruits seront, dans les Chapitres 6 et 7, sélectionnés, pouvant mettre au nu des différences entre les efficacités de sélection/réjection dans les données et la simulation, donnant lieu à l'utilisation de facteurs d'échelles, présentés également au cours de ce chapitre.

6

Réjection de l'effet d'empilement : Jet Vertex Fraction

Sommaire

Introduction	110
6.1 JVF : définition et principe	111
6.2 Échantillons de données et de simulation Monte Carlo	113
6.2.1 Echantillon de données	113
6.2.2 Simulation Monte Carlo	113
6.2.2.1 Simulation d'événements $Z + \text{jets}$	113
6.2.2.2 Modélisation des bruits de fond utilisés dans l'application aux analyses top	113
6.2.3 Appariement à la vérité Monte Carlo	116
6.3 Modélisation de la variable JVF dans les échantillons Monte Carlo	116
6.3.1 Sélection des événements	116
6.3.1.1 Présélection des événements	116
6.3.1.2 Définition de la région de <i>Hard Scatter</i> , RHS	118
6.3.1.3 Définition de la région de <i>Pile up</i> , RPU	119
6.3.2 Calcul des efficacités	119
6.4 Calcul de facteurs d'échelle	121
6.5 Incertitudes systématiques associées aux facteurs d'échelle	125
6.5.1 Incertitudes liées à la paramétrisation des facteurs d'échelle	125
6.5.2 Incertitudes systématiques liées à la définition de la région RHS	125
6.5.3 Incertitude liée à la simulation de la fragmentation et de l'hadronisation	126
6.5.4 Combinaison des incertitudes	126
6.5.5 Incertitudes liées aux jets de PU	126
6.6 Application des facteurs d'échelles et de leurs incertitudes aux analyses top	129
6.6.1 Effet des facteurs d'échelle	129
6.6.2 Effet des incertitudes systématiques	129
6.7 Études complémentaires	129
6.7.1 Optimisation de la sélection sur la variable JVF	132
6.7.2 Corrections des efficacités dans les régions RPU et RHS	132
Conclusions	133

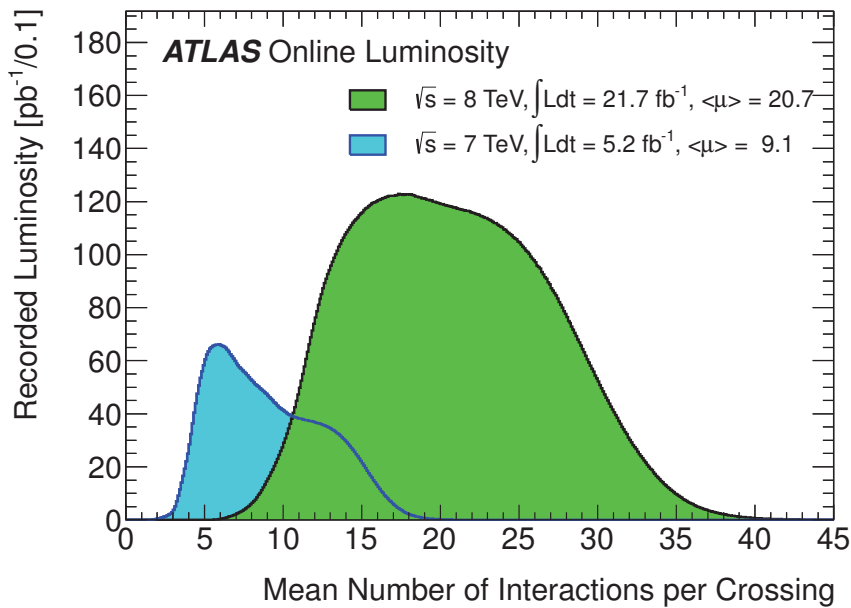


FIGURE 6.1 – Nombre moyen de collisions par croisement de faisceaux pour deux périodes de prise de données : 2011 (courbe bleue) et 2012 (courbe verte).

Introduction

Comme cela fut évoqué dans les Chapitres 3 et 5, le grand nombre de collisions produites par le LHC peut conduire à une superposition de plusieurs collisions concomitantes, phénomène dit d'empilement ou *pile-up*. La Figure 6.1, montre les distributions du nombre moyen de collisions simultanées au cours des prises de données 2011 ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$) et 2012 ($\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$) et met en évidence l'évolution de cet effet entre les deux périodes : le nombre moyen de collisions par croisement de faisceau passe de 9.1 à 20.7.

Ce phénomène induit notamment des effets sur les objets physiques considérés au cours des analyses et en particulier sur les jets. L'effet d'empilement peut se caractériser par l'apparition de jets surnuméraires ou par la dégradation de la mesure de leur énergie. Ces effets sont considérablement réduits par l'étalonnage des jets (Section 5.2.4). De plus, un critère est mis en place afin de discriminer les jets provenant d'événements voisins de l'événement considéré. Il s'appuie sur une variable, appelée JVF (*Jet Vertex Fraction*), qui fait l'objet de ce chapitre.

Dans un premier temps (Section 6.1), cette variable est définie et son comportement décrit. La Section 6.2 présente les échantillons de données et de simulation Monte Carlo utilisés pour cette étude et en particulier pour le calcul des efficacités de sélection et/ou de réjection (Section 6.3). Ces efficacités sont par la suite comparées entre simulations et données, conduisant à la détermination de facteurs correctifs et aux incertitudes systématiques associées (Sections 6.4 et 6.5 respectivement) Ces facteurs furent notamment utilisés par l'ensemble des analyses du groupe Top pour la conférence de Moriond 2013. Leur impact et celui des incertitudes systématiques est étudié dans le cadre d'une sélection utilisée pour la recherche de résonances $t\bar{t}$ dans ATLAS (Section 6.6). Enfin, la Section 6.7 indique quelques pistes étudiées afin d'améliorer l'analyse.

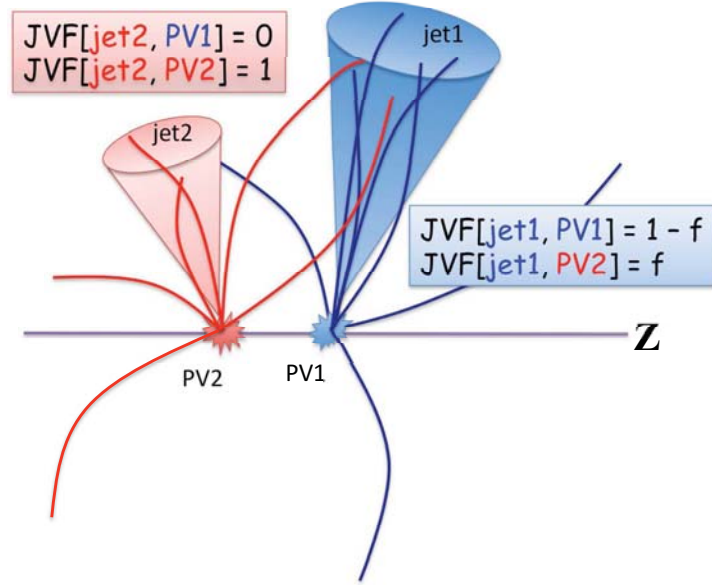


FIGURE 6.2 – Représentation schématique de l’algorithme d’appariement traces-jets utilisé pour la définition de la variable JVF.

6.1 JVF : définition et principe

La variable JVF est construite grâce à un algorithme d’appariement des jets (objets calorimétriques) et des traces reconstruites par les détecteurs internes [173]. L’appariement, schématisé sur la Figure 6.2, est réalisé grâce à un critère de proximité topologique ($\Delta R \leq 0.4$), entre les jets reconstruits par un algorithme anti- k_T de paramètre $R = 0.4$, d’impulsion transverse supérieure à 10 GeV, et $|\eta| < 2.5$, et les traces de $p_T \geq 0.4$ GeV, et $|\eta| < 2.4$ présentant, de plus, certaines propriétés comme un paramètre d’impact longitudinal $|z_0| \leq 200$ mm, une valeur de $\chi^2/\text{ndf} \leq 3.0$, ou des nombres de coups dans les différents sous-détecteurs internes : au moins 7 dans l’ensemble {Pixel+SCT}, entre 1 et 5 dans les Pixels seuls, entre 5 et 20 dans le SCT et entre 1 et 40 dans le TRT.

Après cette sélection des objets et l’appariement est réalisé, les traces sont elles-mêmes appariées aux différents vertex reconstruits de l’événement. Le vertex primaire considéré comme provenant de l’interaction principale est celui de plus grand p_T^2 , où p_T^2 est défini comme :

$$p_T^2 = \sum_k p_T^2(\text{trk}_k) \quad (6.1)$$

Après les appariements des traces aux jets, puis des traces aux vertex, la variable JVF, définie dans l’équation 6.2, est calculée. Elle correspond à la fraction de l’impulsion totale des traces associées au jet i provenant du vertex j par rapport à l’impulsion totale des traces associées à ce jet, provenant des tous les vertex de l’événement, soit :

$$\text{JVF}(\text{jet}_i, \text{vertex}_j) = \frac{\sum_k p_T(\text{trace}_k^{\text{jet}_i}, \text{vertex}_j)}{\sum_n \sum_k p_T(\text{trace}_k^{\text{jet}_i}, \text{vertex}_n)} \quad (6.2)$$

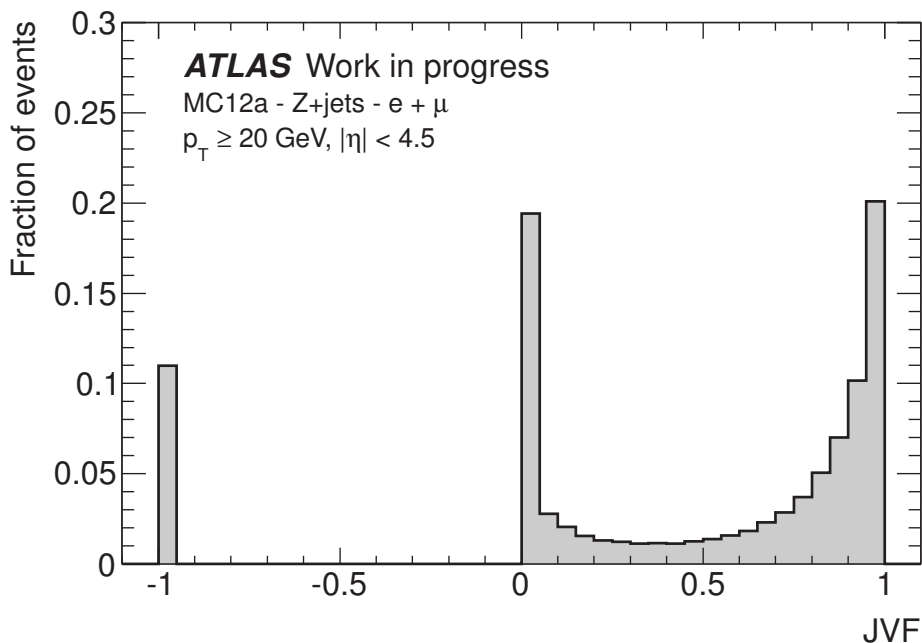


FIGURE 6.3 – Distribution de la variable JVF dans un échantillon de simulation Monte Carlo décrivant le processus $Z \rightarrow \ell\ell + \text{jets}$.

Pas la suite, nous ne nous intéresserons qu'à la JVF calculée par rapport au vertex primaire principal. La distribution de cette variable est présentée sur la Figure 6.3, et 3 valeurs remarquables sont attendues :

- $JVF = 1$: toutes les traces associées au jet proviennent du vertex primaire principal,
- $JVF = 0$: parmi toutes les traces associées au jet, aucune ne provient du vertex primaire principal,
- $JVF = -1$: aucune trace n'est appariée au jet, ou le jet est en dehors de l'acceptance angulaire du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$).

L'intervalle $0 < JVF < 1$ correspond à des jets comportant des contributions du processus principal et d'événements concomitants.

Les jets ayant une JVF proche de 1 sont essentiellement issus du processus dur, donc peu affectés par l'effet d'empilement. Au contraire, les jets dont la JVF est proche de 0 sont fortement affectés par ce phénomène.

Cette variable est alors utilisée afin de déterminer l'origine des jets, provenant de l'interaction principale ou non. Deux schémas ont été utilisés en 2013 pour l'utilisation de cette variable. Au cours de la première partie de cette année, les analyses rejetaient tous les jets pour lesquels $|JVF| < 0.5$. Depuis Juillet 2013, la correction en énergie des jets permet une meilleure prise en compte l'effet d'empilement [170], si bien que la requête sur JVF peut être moins stricte. Aussi, seuls les jets d'impulsion transverse inférieure à 50 GeV et dont $|\eta| < 2.4$ sont testés, et rejetés si $|JVF| < 0.5$. Les résultats de ce chapitre correspondent à la première partie de l'année 2013.

L'objet des sections suivantes est de s'assurer de la modélisation de la variable JVF dans la simulation par le biais de calculs d'efficacité. Les efficacités obtenues seront alors comparées entre données et simulation, conduisant, en cas de différences à l'établissement de facteurs d'échelle corrigeant la

réponse dans la simulation. Ces études s'appuient sur des échantillons Monte Carlo définis dans la suite.

6.2 Échantillons de données et de simulation Monte Carlo

6.2.1 Échantillon de données

Les données utilisées dans le cadre de cette étude ont été enregistrées pendant l'année 2012, pour des collisions proton-proton, à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, représentant une luminosité intégrée de 14.3 fb^{-1} dans le canal électron et 13.9 fb^{-1} dans le canal muon, après utilisation de systèmes de déclenchement s'appuyant sur la présence d'un lepton (menus présentés dans la Section 6.3).

6.2.2 Simulation Monte Carlo

6.2.2.1 Simulation d'événements $Z + \text{jets}$

La qualité de la modélisation de la variable JVF dans la simulation Monte Carlo est déterminée grâce à une signature expérimentale claire, la désintégration d'un boson $Z \rightarrow \ell\ell$ (où $\ell = e, \mu$). Ce processus est modélisé par le générateur d'éléments de matrice ALPGEN, mais selon deux manières différentes pour la simulation des processus d'hadronisation et de fragmentation. Le premier type est simulé par HERWIG [146] et le second par PYTHIA [86]. Dans les deux cas, de 0 à 5 partons supplémentaires sont inclus par ALPGEN. Un descriptif des échantillons utilisés est disponible dans la Table 6.1. De plus, afin de décrire plus précisément les événements contenant des jets provenant de saveurs lourdes (b ou c), des échantillons spécifiques sont produits et présentés dans la Table 6.2. Aussi, ces processus étant déjà compris dans les échantillons de la Table 6.1, un tri des événements générés est réalisé afin d'éviter des doubles comptages (Section 5.1.1.2).

6.2.2.2 Modélisation des bruits de fond utilisés dans l'application aux analyses top

La Section 6.6, montre l'effet des facteurs d'échelle dans le cadre des analyses du groupe Top. Pour ce faire, divers échantillons Monte Carlo sont utilisés en sus du processus $Z \rightarrow \ell\ell$ généré par ALPGEN+PYTHIA.

Production de paires $t\bar{t}$ Le bruit de fond le plus important est ici le bruit de fond $t\bar{t}$ généré par MC@NLO [155] dont les processus d'hadronisation et de fragmentation sont gérés par HERWIG. À noter que, lors de la production de ces échantillons, un filtre au niveau générateur est appliqué de telle sorte qu'au moins l'un des quarks top se désintègre semi-leptoniquement. La section efficace au NNLO, pondérée par le rapport d'embranchement leptonique est de 129 pb [92, 174].

Production de quarks top célibataires Les processus de production d'un quark top célibataire sont générés selon le même procédé que le bruit de fond $t\bar{t}$ pour les voies s et $t - W$. La voie t est simulée par la chaîne ACERMC + PYTHIA [175] sans condition sur le mode de désintégration du boson W . Dans les voies s , t et $t - W$, les sections efficaces au NLO approché sont de 1.8 pb , 28.4 pb et 22.4 pb respectivement [93–95].

Type	N_p	$N_{\text{événements}}$	σ [pb]	K_{NLO}
$Z + \text{jets} \rightarrow ee + \text{jets}$ ALPGEN + HERWIG	0	$7 \cdot 10^6$	711.8	1.22
	1	10^6	155.2	1.22
	2	$4 \cdot 10^5$	48.7	1.22
	3	10^5	14.2	1.22
	4	$3 \cdot 10^4$	3.74	1.22
	≥ 5	10^4	1.09	1.22
$Z + \text{jets} \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$ ALPGEN + HERWIG	0	$5 \cdot 10^5$	712.1	1.22
	1	$2 \cdot 10^5$	154.8	1.22
	2	10^5	48.9	1.22
	3	$5 \cdot 10^4$	14.2	1.22
	4	$2 \cdot 10^4$	3.80	1.22
	≥ 5	10^4	1.11	1.22
$Z + \text{jets} \rightarrow ee + \text{jets}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$7 \cdot 10^6$	719.0	1.18
	1	10^6	175.6	1.18
	2	$4 \cdot 10^5$	58.8	1.18
	3	10^5	15.6	1.18
	4	$3 \cdot 10^4$	3.93	1.18
	≥ 5	10^4	1.20	1.18
$Z + \text{jets} \rightarrow \mu\mu + \text{jets}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$7 \cdot 10^6$	718.9	1.18
	1	10^6	175.8	1.18
	2	$4 \cdot 10^5$	58.8	1.18
	3	10^5	15.6	1.18
	4	$3 \cdot 10^4$	3.91	1.18
	≥ 5	10^4	1.19	1.18

TABLE 6.1 – Processus inclusifs $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e, \mu$) pour différentes multiplicités de partons additionnels N_p . Le nombre d'événements Monte Carlo générés $N_{\text{événements}}$, la section efficace σ et le facteur K_{NLO} utilisé pour extrapoler au NLO sont présentés dans le cas où les processus d'hadronisation sont gérés par HERWIG et par PYTHIA à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV.

Type	N_p	$N_{\text{événements}}$	σ [pb]	K_{NLO}
$Z(\rightarrow ee) + \text{jets} + b\bar{b}$ ALPGEN + HERWIG	0	$1.5 \cdot 10^5$	8.39	1.23
	1	$8 \cdot 10^4$	3.26	1.23
	2	$4.5 \cdot 10^4$	1.20	1.23
	≥ 3	$5 \cdot 10^3$	0.51	1.23
$Z(\rightarrow ee) + \text{jets} + c\bar{c}$ ALPGEN + HERWIG	0	$6 \cdot 10^5$	15.7	1.23
	1	$2.6 \cdot 10^5$	6.90	1.23
	2	10^5	2.92	1.23
	≥ 3	$4 \cdot 10^4$	1.14	1.23
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{jets} + b\bar{b}$ ALPGEN + HERWIG	0	$1.5 \cdot 10^5$	8.38	1.23
	1	$8 \cdot 10^4$	3.27	1.23
	2	$4.5 \cdot 10^4$	1.19	1.23
	≥ 3	$5 \cdot 10^3$	0.51	1.23
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{jets} + c\bar{c}$ ALPGEN + HERWIG	0	$6 \cdot 10^5$	15.6	1.23
	1	$2.7 \cdot 10^5$	6.90	1.23
	2	$1.2 \cdot 10^5$	2.91	1.23
	≥ 3	$4 \cdot 10^4$	1.14	1.23
$Z(\rightarrow ee) + \text{jets} + b\bar{b}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$1.5 \cdot 10^5$	8.04	1.18
	1	$8 \cdot 10^4$	3.23	1.18
	2	$4.5 \cdot 10^4$	1.14	1.18
	≥ 3	$4.5 \cdot 10^3$	0.49	1.18
$Z(\rightarrow ee) + \text{jets} + c\bar{c}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$6 \cdot 10^5$	15.1	1.18
	1	$2.6 \cdot 10^5$	7.21	1.18
	2	10^5	3.03	1.18
	≥ 3	$4 \cdot 10^4$	1.18	1.18
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{jets} + b\bar{b}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$1.5 \cdot 10^5$	8.04	1.18
	1	$8 \cdot 10^4$	3.22	1.18
	2	$4.5 \cdot 10^4$	1.14	1.18
	≥ 3	$5 \cdot 10^3$	0.51	1.18
$Z(\rightarrow \mu\mu) + \text{jets} + c\bar{c}$ ALPGEN + PYTHIA	0	$6 \cdot 10^5$	15.1	1.18
	1	$2.7 \cdot 10^5$	7.20	1.18
	2	$1.2 \cdot 10^5$	3.03	1.18
	≥ 3	$4 \cdot 10^4$	1.17	1.18

TABLE 6.2 – Processus inclusifs $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e, \mu$) comprenant des jets provenant de saveurs lourdes pour différentes multiplicités de partons additionnels N_p . Le nombre d'événements Monte Carlo générés $N_{\text{événements}}$, la section efficace σ et le facteur K_{NLO} utilisé pour extrapoler au NLO sont présentés dans le cas où les processus d'hadronisation sont gérés par HERWIG et par PYTHIA à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV.

Production de bosons W La production de bosons W en association avec des jets est modélisée de la même façon que le bruit de fond $Z + \text{jets}$ (l'élément de matrice est généré par ALPGEN et PYTHIA assure les émissions de radiations et les processus d'hadronisation et de fragmentation, prenant en compte de 0 à 5 partons supplémentaires). Des échantillons spécifiques décrivant les processus d'émissions de quarks de saveurs lourdes sont produits et une procédure destinée à éviter les double-comptages est utilisée. Les sections efficaces sont calculées au NNLO [90, 176]

Production de paires de bosons de jauge La production de paires de bosons (WW , WZ et ZZ) accompagnées de jets est simulée par HERWIG.

Bruit de fond multijets Détaillé dans le Chapitre 7, il est estimé à partir des données aux moyens d'une méthode dite *de la matrice* [177]. Les formes des distributions et la normalisation sont extraites à partir des données.

6.2.3 Appariement à la vérité Monte Carlo

La simulation de type Monte Carlo permet de définir des jets *vrais*. Ils proviennent du processus principal, après l'ensemble des processus de fragmentation et d'hadronisation et sont reconstruits à partir des particules résultant de ces deux étapes. Ainsi, si un jet reconstruit peut être associé à un jet *vrai*, il peut alors être considéré comme provenant du processus principal également. Par la suite, nous considérerons deux types de jets dans la simulation :

- **Un jet est considéré provenant de l'interaction principale** (et noté HS pour *Hard Scatter*) s'il peut être apparié à un jet *vrai*, par un algorithme basé sur la proximité topologique ($\Delta R < 0.4$). De plus, afin d'éviter des appariements fortuits (la haute multiplicité de jets et l'effet d'empilement peuvent conduire à de tels appariements), une condition sur les impulsions transverses des jets *vrai* et reconstruit est requise :

$$\frac{p_T(\text{jet reconstruit})}{p_T(\text{jet vrai})} \leq 3$$

- **Un jet est considéré comme provenant d'une autre interaction** (et noté PU pour *Pile-Up*) si au moins l'une des conditions précédentes n'est pas vérifiée.

6.3 Modélisation de la variable JVF dans les échantillons Monte Carlo

Le but de cette section est de s'assurer que la variable JVF est correctement modélisée dans la simulation Monte Carlo, c'est-à-dire qu'elle décrit fidèlement le comportement observé dans les données.

La première étape consiste à définir un ensemble de critères permettant de sélectionner de tels événements.

6.3.1 Sélection des événements

6.3.1.1 Présélection des événements

L'étape de présélection présente plusieurs conditions :

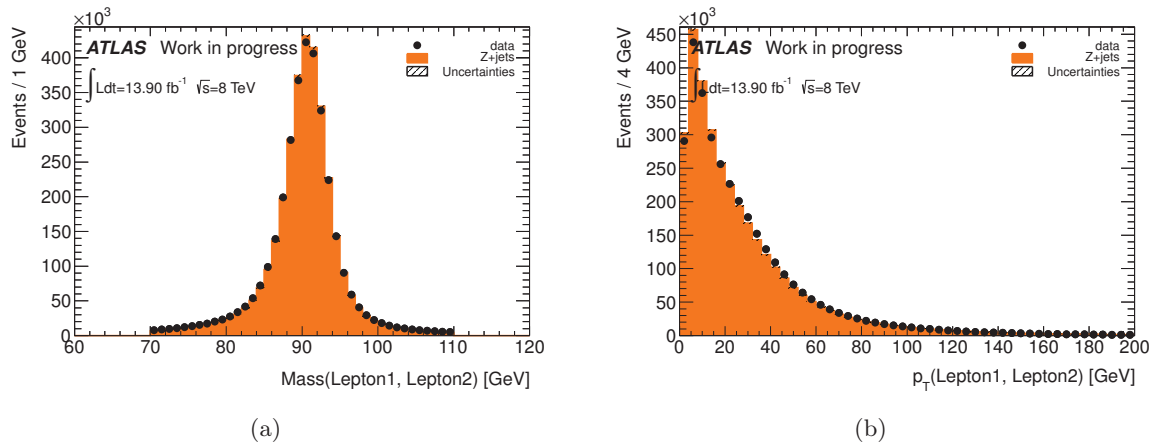


FIGURE 6.4 – (a) : masse invariante dilepton $m_{\ell\ell}$ et (b) impulsion transverse de la paire $\ell\ell$ à l’issue de la présélection dans le canal électron et le canal muon (combinés).

1. L’événement est sélectionné par le système de déclenchement s’appuyant sur la présence d’un lepton chargé. Il s’agit en réalité d’un OU logique de deux systèmes :
 - EF_mu24i_tight OU EF_mu36_tight pour le canal muon
 - EF_e24vhi_medium1 OU EF_e60_medium1 pour le canal électron
2. Pour les données uniquement, plusieurs critères de qualité sont appliqués afin de rejeter les périodes d’inefficacité de prise de données ou de dysfonctionnement du détecteur
 - GRL (*Good Run Lists*), permettant de retrancher les périodes d’inefficacité du détecteur ;
 - Diverses erreurs dans les sous-détecteurs (variations de hautes tensions dans le calorimètre électromagnétique ou des basses tensions dans le calorimètre hadronique par exemple)
3. Au moins 4 traces d’impulsion transverse supérieure à 0.4 GeV doivent provenir du vertex primaire principal de l’événement.
4. L’événement contient exactement deux électrons (resp. deux muons) et aucun muon (resp. électron) pour le canal électron (resp. muon) qui doivent satisfaire les critères d’isolation (mini-isolation) et les différentes caractéristiques présentés dans le Chapitre 5.
5. Il est possible que le vertex primaire choisi dans l’événement soit en réalité un vertex d’une collision contiguë. Aussi, afin d’éviter cela, on demande à ce que les traces des deux leptons soient proches du vertex primaire de l’événement ($|d_0| \leq 2$ mm et $|z_0| \leq 2$ mm).
6. L’un des leptons sélectionnés est apparié à celui du système de déclenchement.
7. La masse invariante des deux leptons, notée $m_{\ell\ell}$ est comprise entre 70 et 110 GeV.
8. Au moins un jet, d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV et $|\eta| < 2.5$ est présent dans l’événement.

À l’issue de cette sélection, l’échantillon de données est enrichi en processus $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e, \mu$). Les spectres de masse invariante et d’impulsion transverse de la paire de leptons sont présentés dans la Figure 6.4.

De plus, afin de mesurer l’efficacité d’une sélection sur la variable JVF dans les données, une méthode est mise en place. Elle nécessite la définition de régions dans lesquelles les jets provenant de l’interaction principale sont, soit prépondérants, soit sous-dominants par rapports aux jets de *pile-up*.

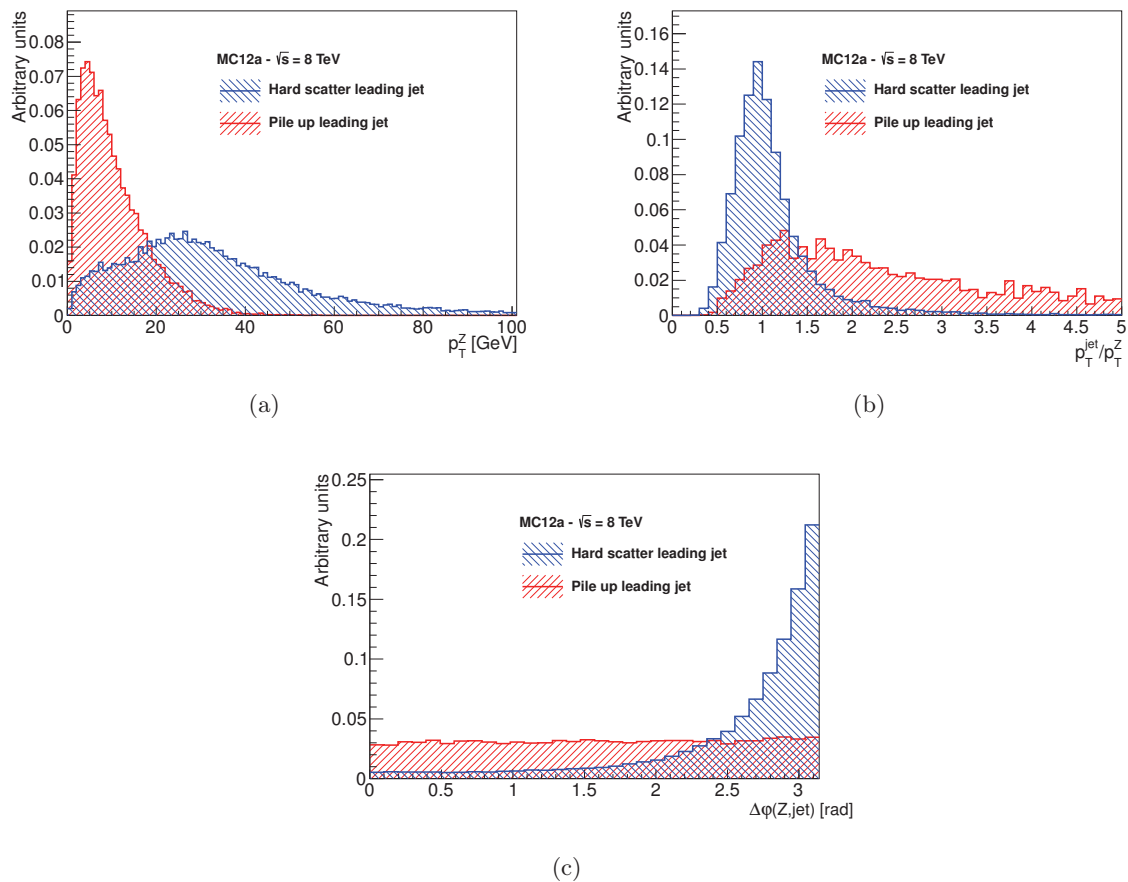


FIGURE 6.5 – (a) : impulsion transverse du boson Z reconstruit, (b) : rapport des impulsions transverses du jet de plus haute impulsion transverse et du boson Z reconstruit, et (c) : écart angulaire $|\Delta\phi|$ entre le boson Z reconstruit et le premier jet. En bleu dans le cas où le jet est associé à un jet *vrai*, en rouge sinon.

Ces deux régions seront respectivement appelées régions RHS (pour Région *Hard Scatter*) et RPU (pour Région *Pile-Up*).

Leur définition est réalisée par des considérations cinématiques de l'événement. En particulier, trois variables sont utilisées (Figure 6.5). Elles montrent que les jets provenant de l'interaction principale sont, comme attendu, corrélés au boson Z (dos-à-dos avec ce dernier et de même impulsion transverse), contrairement aux jets provenant d'interactions contiguës, émis de façon isotrope.

6.3.1.2 Définition de la région de *Hard Scatter*, RHS

Cette région contient les événements dans lesquels le premier jet provient avec une grande probabilité de l'interaction principale. Elle est caractérisée par les conditions suivantes :

1. Le boson Z et le premier jet sont séparés d'un angle $|\Delta\phi| \geq 2.9$ rad
2. Le rapport p_T^Z/p_T^{jet} est compris entre 0.5 et 1.5
3. L'impulsion transverse du boson Z est supérieure à 30 GeV

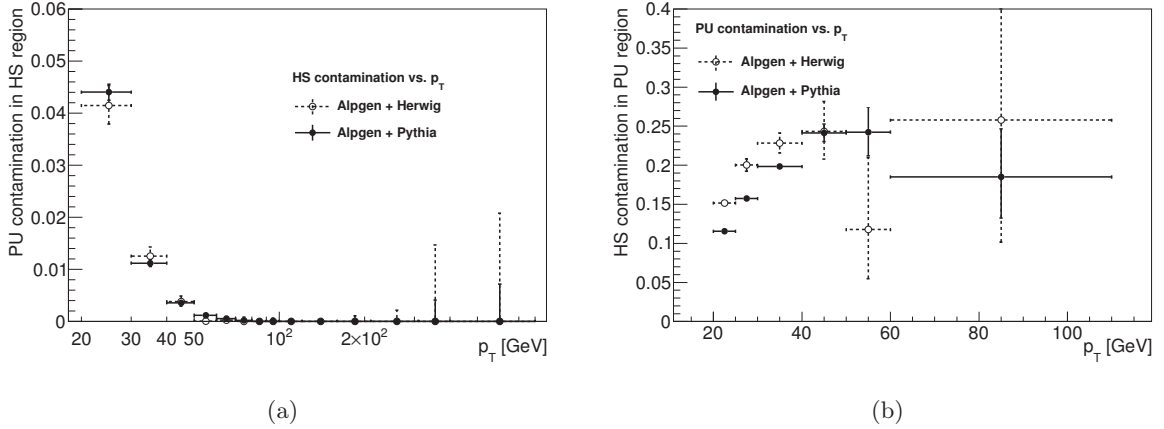


FIGURE 6.6 – (a) : fraction d'événements dans la région RHS dont le premier jet n'est pas apparié à un jet *vrai* en fonction de l'impulsion transverse du premier jet, pour les deux chaînes de Monte Carlo considérées. (b) : fraction d'événements dans la région RPU dont le premier jet est apparié à la vérité Monte Carlo.

À l'issue de cette sélection, la fraction attendue d'événements mal classés (*i.e* dont le premier jet provient d'une interaction voisine) est au plus de 4.5 % pour les jets de bas p_T et sera négligée par la suite¹ (Figure 6.6(a)).

6.3.1.3 Définition de la région de *Pile up*, RPU

Orthogonale à la région précédente, elle permet de sélectionner les événements dans lesquels le premier jet est vraisemblablement issu d'une collision voisine ou fortement affecté par celle-ci. Sa définition est donnée par :

1. L'événement contient exactement un jet d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et $|\eta| < 2.5$
2. Le boson Z possède une impulsion transverse inférieure à 10 GeV

Cependant, une fraction importante d'événements dont le premier jet est issu de l'interaction principale est présente dans cette région. Elle peut atteindre 25 % pour une impulsion transverse de 40 GeV et est différente selon le schéma de simulation utilisé (Figure 6.6(b)). Par la suite, elle sera appelée *contamination*, notée \mathcal{C} .

La Figure 6.7 montre la distribution de la variable JVF pour le premier jets événements sélectionnés dans chacune des deux régions. Comme attendu, les jets de PU peuplent les régions à basses valeurs de JVF, tandis que les jets de HS sont proches ont une JVF proche de l'unité.

6.3.2 Calcul des efficacités

Plusieurs efficacités sont définies permettant de quantifier l'effet de la condition $|JVF| < 0.5$ sur les jets provenant de l'interaction principale ou d'une interaction voisine :

- L'efficacité de sélection d'un jet de l'interaction principale, notée ε_{HS} . Elle correspond à la fraction des événements dont le premier jet (issu de l'interaction principale) passe la sélection $|JVF| \geq 0.5$.

1. L'effet de la prise en compte de cette contamination est examinée dans la Section 6.7

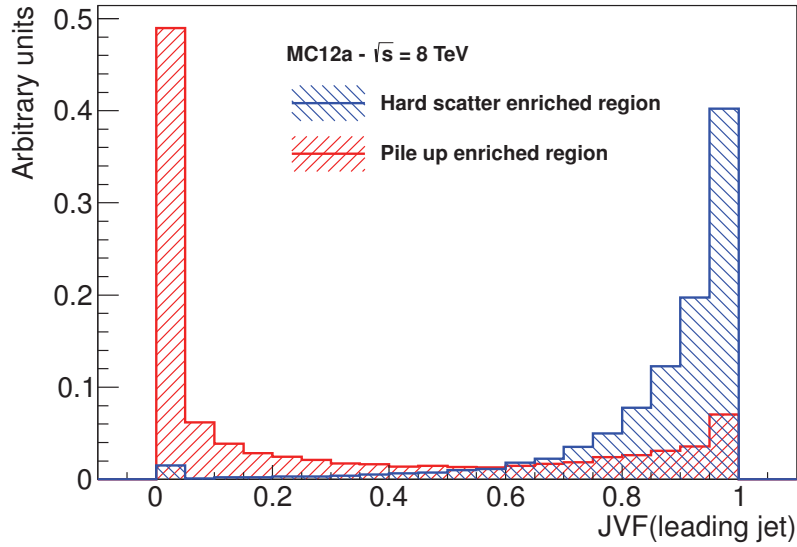


FIGURE 6.7 – Distribution de JVF dans la région RHS (zone bleue hachurée) et dans la région RPU (zone rouge).

- L'inefficacité de sélection, notée $I_{HS} = 1 - \varepsilon_{HS}$ est la proportion d'événements pour lesquels un jet provenant de l'interaction principale ne passe pas la condition sur JVF.
- L'efficacité de réjection ε_{PU} correspond à la fraction d'événements pour lesquels un jet associé à une interaction voisine est rejeté par l'application de la sélection sur JVF.
- Enfin, l'inefficacité de réjection $I_{PU} = 1 - \varepsilon_{PU}$ et correspond à la fraction de jets issus d'une interaction voisine passant la sélection en JVF.

Afin de déterminer ces efficacités dans les données et dans la simulation Monte Carlo, les régions définies précédemment sont utilisées. Les grandeurs ε_{HS} et I_{HS} sont mesurées dans la région RHS, tandis que ε_{PU} et I_{PU} le sont dans la région RPU. Elles sont présentées en fonction de l'impulsion transverse du jet² dans les Figures 6.8 et 6.9 pour les chaînes de simulation ALPGEN+HERWIG et ALPGEN+PYTHIA respectivement.

Dans ces figures, l'efficacité théorique (déterminée en utilisant la vérité Monte Carlo) et l'efficacité mesurée sont différentes et en particulier dans la région RPU. Cette différence est imputable à la contamination d'événements mal classés, \mathcal{C} (Figure 6.6(b)).

Les efficacités sont donc corrigées de cet effet en utilisant la contamination \mathcal{C} estimée dans la simulation et propagée aux données. En supposant que \mathcal{C} est la contamination en jets mal classés dans la région RPU, le nombre total d'événements dans cette région peut être réduit en deux composantes : N_{HS}^{RPU} et N_{PU}^{RPU} correspondant respectivement aux nombres d'événements pour lesquels le premier jet est apparié ou non à un jet *vrai* dans la région RPU, soit :

$$N^{RPU} = N_{HS}^{RPU} + N_{PU}^{RPU} = \mathcal{C}N^{RPU} + (1 - \mathcal{C})N^{RPU} \quad (6.3)$$

². Les évolutions de l'efficacité en fonction d'autres variables telles que la pseudo-rapidité du jet n'ont pas montré d'autres dépendances significatives.

Si $\varepsilon_{PU}^{\text{mes}}$ est l'efficacité mesurée et $\varepsilon_{PU}^{\text{corr}}$ l'efficacité corrigée,

$$\begin{aligned}\varepsilon_{PU}^{\text{mes}} &= \frac{\text{Événements tels que } |JVF| < 0.5}{\text{Nombre total d'événements dans la région RPU}} \\ &= \frac{I_{HS}^{\text{mes}} N_{HS}^{\text{RPU}} + \varepsilon_{PU}^{\text{corr}} N_{PU}^{\text{RPU}}}{N_{HS}^{\text{RPU}} + N_{PU}^{\text{RPU}}} \\ &= \frac{I_{HS}^{\text{mes}} \times \mathcal{C} N^{\text{RPU}} + \varepsilon_{PU}^{\text{corr}} \times (1 - \mathcal{C}) N^{\text{RPU}}}{N^{\text{RPU}}}\end{aligned}\quad (6.4)$$

L'efficacité corrigée prenant en compte la contamination \mathcal{C} est alors :

$$\varepsilon_{PU}^{\text{corr}} = \frac{\varepsilon_{PU}^{\text{mes}} - I_{HS}^{\text{mes}} \times \mathcal{C}}{1 - \mathcal{C}} \quad (6.5)$$

où I_{HS}^{mes} est la probabilité qu'un jet échoue à la condition sur JVF mesurée dans la région RHS. Elle est supposée identique dans la région RPU³.

Le résultat de cette correction est présenté sur les Figures 6.8 et 6.9 pour les chaînes de simulation ALPGEN+HERWIG et ALPGEN+PYTHIA respectivement. Il apparaît au regard de ces figures que les efficacités sont différentes entre les deux chaînes de simulation. Les données semblent présenter un très bon accord avec la chaîne ALPGEN + PYTHIA, tandis que ALPGEN + HERWIG présente un désaccord de près de 3 % à basse impulsion transverse. Cette différence reflète une plus mauvaise modélisation de la variable JVF lorsque les processus de fragmentation et d'hadronisation sont gérés par HERWIG. En particulier, HERWIG prédit moins de traces dans le cône du jet de paramètre $R = 0.4$ considéré, conduisant également à une plus faible somme des impulsions transverses de ces traces qu'avec PYTHIA et dans les données (Figure 6.10).

Aussi, les accords avec les données sont différents. Les rapports entre les efficacités mesurées dans les données et la simulation sont présentés dans la section suivante et permettront de définir les facteurs correctifs à appliquer sur la simulation pour reproduire au mieux les données.

6.4 Calcul de facteurs d'échelle

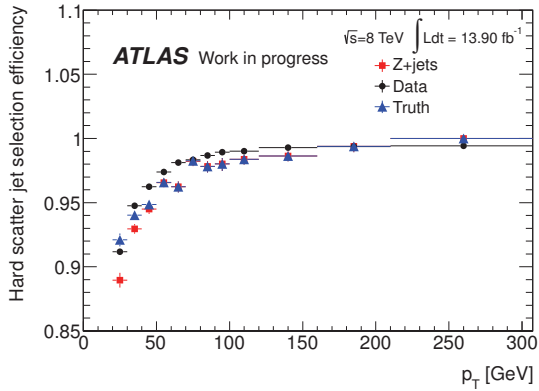
Les facteurs d'échelle κ permettent de corriger la simulation de telle sorte qu'elle modélise au mieux le comportement des données. Ils correspondent au rapport entre les efficacités mesurées dans les données et celles mesurées dans la simulation, dans le cadre des deux chaînes de simulation, ALPGEN + HERWIG et ALPGEN + PYTHIA. Quatre types de facteurs sont définis :

- $\kappa_{\varepsilon_{HS}} = \frac{\varepsilon_{HS}^{\text{data}}}{\varepsilon_{HS}^{\text{MC}}}$ permettant de corriger les efficacités de sélection des jets de HS
- $\kappa_{I_{HS}}$ permettant de corriger les inefficacités de sélection des jets de HS
- $\kappa_{\varepsilon_{PU}}$ qui permet de corriger les efficacités de réjection des jets de PU
- $\kappa_{I_{PU}}$ permettant de corriger les inefficacités de réjection des jets de PU

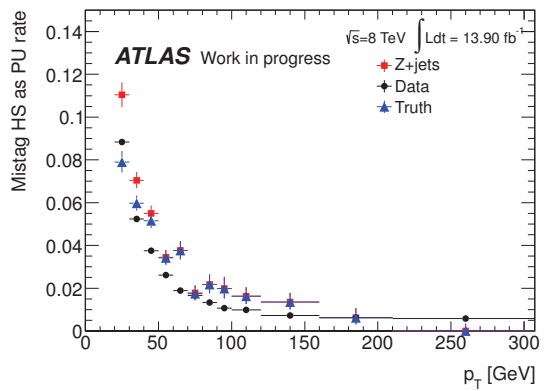
Ils sont présentés dans la Figure 6.11 pour les jets de HS et comme attendu, sont différents selon le schéma de simulation utilisé, les facteurs pouvant atteindre 3 % à basse impulsion transverse pour ALPGEN+ HERWIG et restent constants à moins de 1 % sur l'ensemble de la gamme d'impulsion transverse pour la chaîne ALPGEN+ PYTHIA.

Afin d'obtenir une distribution continue des facteurs d'échelles $\kappa_{\varepsilon_{HS}}$ et $\kappa_{I_{HS}}$ en fonction de l'impulsion transverse du jet, on paramétrise leur évolution au moyen des fonctions définies dans les équations 6.6 et 6.7 pour les chaînes ALPGEN + HERWIG et ALPGEN + PYTHIA respectivement :

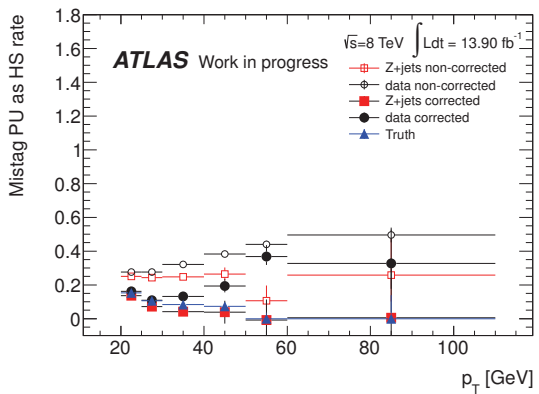
3. La Section 6.7 étudiera plus en détail cette hypothèse.



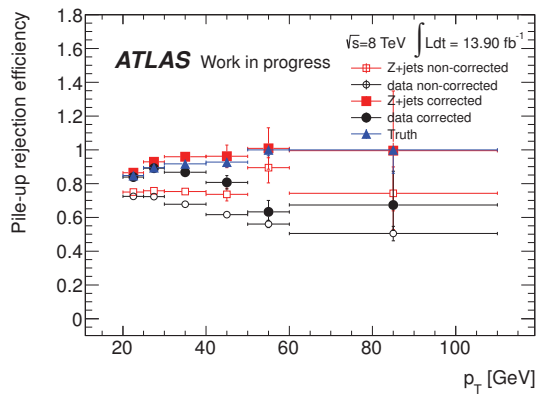
(a) $\varepsilon_{HS} / \text{ALPGEN+HERWIG}$



(b) $I_{HS} / \text{ALPGEN+HERWIG}$



(c) $I_{PU} / \text{ALPGEN+HERWIG}$



(d) $\varepsilon_{PU} / \text{ALPGEN+HERWIG}$

FIGURE 6.8 – Évolution en fonction de l'impulsion transverse du jet des efficacités de sélection et de réjection pour des jets de HS (respectivement (a) et (b)) et de PU ((c) et (d)), pour la simulation utilisant la chaîne de génération ALPGEN + HERWIG et pour les données. La courbe bleue présente les efficacités déterminées à partir de la vérité Monte Carlo. Les efficacités et inefficacités de réjection sont montrées avant et après la correction de l'équation 6.5.

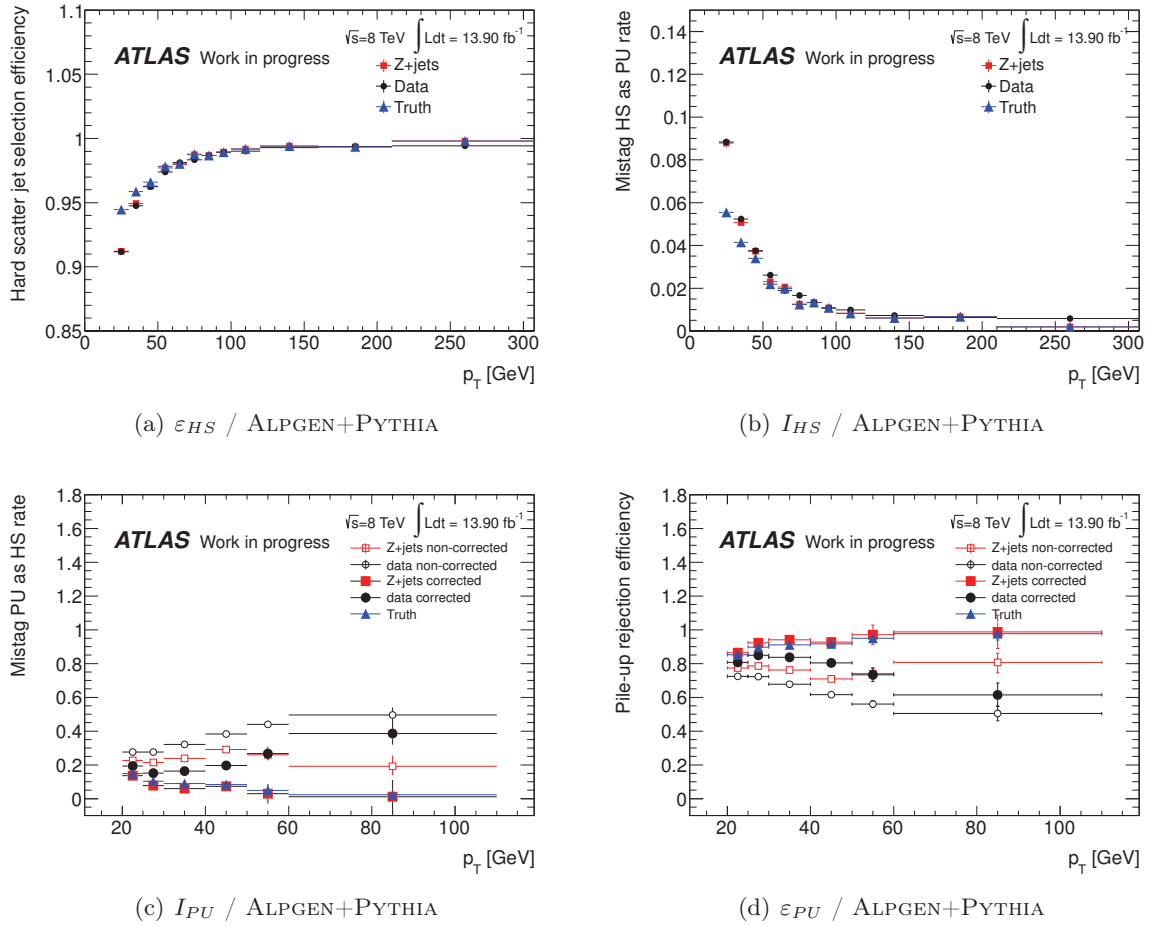


FIGURE 6.9 – Évolution en fonction de l'impulsion transverse du jet des efficacités de sélection et de réjection de jets de HS (respectivement (a) et (b)) et de PU ((c) et (d)), pour la simulation utilisant la chaîne de génération ALPGEN + PYTHIA et pour les données. La courbe bleue présente les efficacités déterminées à partir de la vérité Monte Carlo. Les efficacités et inefficacités de réjection sont montrées avant et après la correction de l'équation 6.5.

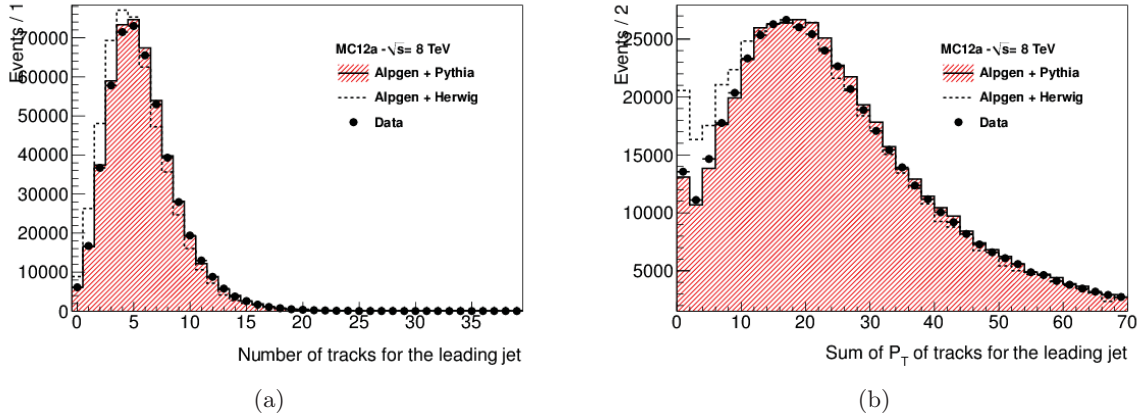


FIGURE 6.10 – (a) : Nombre de traces associées au premier jet et provenant du vertex primaire de l'événement. (b) : Somme des impulsions transverses de ces traces, pour les données (points noirs) et pour les deux chaînes de simulation : ALPGEN + PYTHIA (surface pleine) et ALPGEN + HERWIG (ligne pointillée). Ces deux distributions sont réalisées dans la région RHS.

$$\kappa_{HS}^{\text{HERWIG}} = A \cdot \exp [B \times p_T] + C \quad (6.6)$$

$$\kappa_{HS}^{\text{PYTHIA}} = C' \quad (6.7)$$

Les valeurs de A , B , C et C' sont présentées dans la Figure 6.11.

Des facteurs d'échelles similaires, afférents aux jets de PU peuvent être calculés ($\kappa_{\varepsilon_{PU}}$ et $\kappa_{I_{PU}}$). Cependant, comme le montrent les Figures 6.8(c) et 6.9(c), les inefficacités décroissent rapidement vers 0, conduisant à des divergences pour $\kappa_{I_{PU}}$. Aussi, par la suite, ces facteurs d'échelles seront mis à 1 et affectés d'une incertitude systématique plus importante. En ce qui concerne les facteurs liés à l'efficacité de réjection pour des jets de PU (Figure 6.12), en dépit de la correction proposée dans l'équation 6.5, il persiste une différence entre l'efficacité *vraie* et l'efficacité corrigée. Ici encore, les facteurs correctifs $\kappa_{\varepsilon_{PU}}$ seront pris égaux à 1, avec une incertitude systématique importante. Les conséquences de ces choix sont limitées puisque les facteurs d'échelles déterminés au cours de cette analyse sont, à terme, appliqués dans des analyses du groupe Top. Or, dans les échantillons de simulation Monte Carlo décrivant la production de paires $t\bar{t}$, la proportion de jets de PU est inférieure à 5 %, rendant l'effet de facteurs d'échelle relatifs aux jets de PU marginal.

Par construction, l'application des facteurs d'échelle doit être faite de façon multiplicative pour chacun des jets dans la simulation. Le poids donné à un événement simulé est donc multiplié par un facteur global w_{JVF} donné par :

$$w_{JVF} = \prod_{N_{jets}^{ap} \text{ et } |JVF| > 0.5} \kappa_{\varepsilon_{HS}} \prod_{N_{jets}^{ap} \text{ et } |JVF| < 0.5} \kappa_{I_{HS}} \quad (6.8)$$

où l'exposant ap signifie que le jet est apparié à un jet *vrai* et provient donc de l'interaction principale. Enfin, dans les cas où la chaîne de simulation n'est pas ALPGEN+HERWIG, ni ALPGEN+PYTHIA, on considèrera un facteur d'échelle moyen défini comme

$$\kappa_{\varepsilon_{HS}}^{\text{Autre}} = \alpha \cdot \exp [B \times p_T] + \gamma \quad (6.9)$$

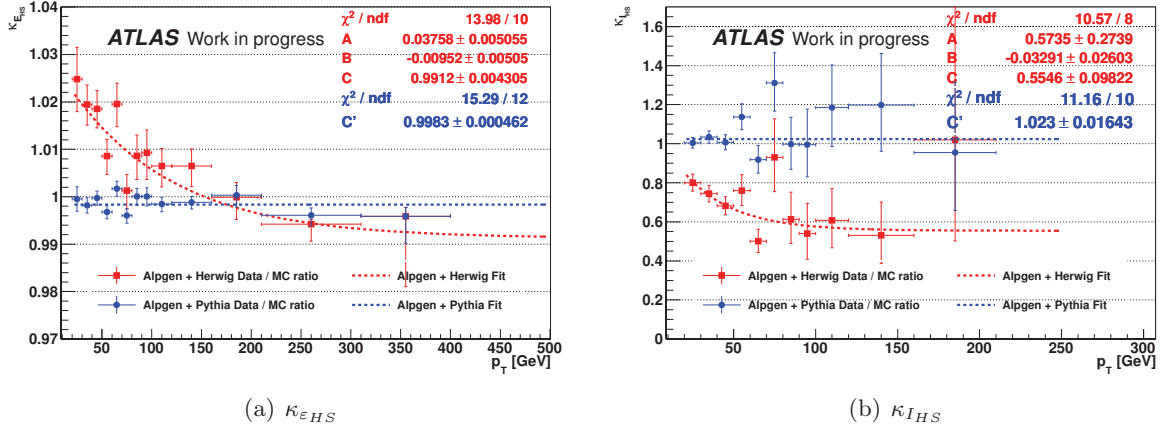


FIGURE 6.11 – Facteurs d'échelle calculés pour des jets de HS pour l'efficacité (Figure (a)) et l'inefficacité (Figure (b)) de la sélection basée sur JVF en fonction de l'impulsion transverse du jet. Les facteurs calculés pour la chaîne ALPGEN+HERWIG sont présentés en carrés rouges et pour la chaîne ALPGEN+PYTHIA en points bleus.

où $\alpha = A/2$ et $\gamma = \frac{C+C'}{2}$, ces facteurs correctifs étant par la suite affectés d'une incertitude systématique plus importante.

6.5 Incertitudes systématiques associées aux facteurs d'échelle

La détermination des efficacités dans les données et dans la simulation présente plusieurs sources d'incertitudes :

- les incertitudes liées à la paramétrisation des facteurs d'échelle en fonction de l'impulsion transverse des jets,
- les incertitudes liées à la définition des régions RHS et RPU,
- l'incertitude liée à l'indétermination du schéma d'hadronisation utilisé (uniquement dans le cas où les processus d'hadronisation et de fragmentation ne sont pas gérés par HERWIG ni PYTHIA.

6.5.1 Incertitudes liées à la paramétrisation des facteurs d'échelle

Les ajustements de la Figure 6.11 permettent d'obtenir de façon continue les valeurs des facteurs d'échelle et cet ajustement est affecté d'une incertitude qui peut être déterminée par la relation :

$$\Delta\kappa_{\text{fit}} = \max \left\{ 1, \sqrt{\frac{\chi^2}{n_d}} \right\} \times \frac{\partial\kappa}{\partial x_i} \frac{\partial\kappa}{\partial x_j} V_{ij} \quad (6.10)$$

dans laquelle n_d représente le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, χ^2 son facteur de qualité, x_i et x_j étant deux de ses paramètres. Enfin, V_{ij} est la matrice de covariance de l'ajustement.

6.5.2 Incertitudes systématiques liées à la définition de la région RHS

La région RHS est définie à l'aide d'une sélection sur l'angle $\Delta\varphi$ entre le boson Z et le jet, ainsi que sur l'impulsion transverse du boson Z . Afin de considérer l'influence de cette sélection sur les valeurs des facteurs d'échelles, les valeurs nominales sont modifiées :

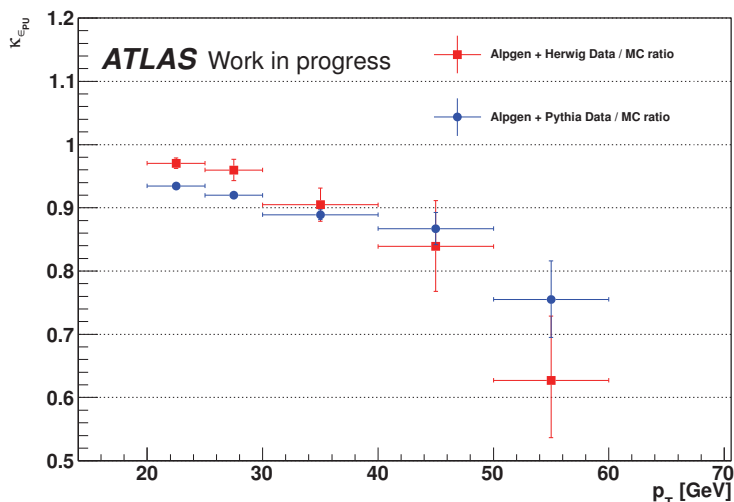


FIGURE 6.12 – Facteurs d'échelles déterminés pour des jets de PU et liés à l'efficacité de réjection de jets provenant de collisions contiguës pour les deux chaînes de simulation en fonction de l'impulsion transverse des jets. Les facteurs calculés pour la chaîne ALPGEN+HERWIG sont présentés en carrés rouges et pour la chaîne ALPGEN+PYTHIA en points bleus.

- l'impulsion transverse du boson Z est modifiée de 30 GeV (valeur nominale) à 20 GeV, puis à 40 GeV.
 - l'angle $\Delta\varphi$ entre le boson Z et le jet est varié de 2.9 rad (nominal) à 2.7 rad puis 3.1 rad.
- Toutes ces variations sont réalisées indépendamment.

6.5.3 Incertitude liée à la simulation de la fragmentation et de l'hadronisation

Dans le cas où les processus d'hadronisation et de fragmentation ne sont pas gérés par HERWIG ni PYTHIA, on ajoute une troisième source d'incertitude systématique correspondant à la différence entre les deux jeux de facteurs d'échelles nominaux mesurés pour HERWIG et PYTHIA.

6.5.4 Combinaison des incertitudes

Toutes ces variations réalisées, elles sont combinées en ajoutant quadratiquement les écarts au nominal de chacune d'entre elles. Les Figures 6.13 et 6.14 montrent les ajustement nominaux et les différentes composantes des variations systématiques, ainsi que leur combinaison, pour les trois jeux de facteurs d'échelle établis jusqu'à une impulsion transverse de 400 GeV. Au delà, les valeurs sont prises égales à celles obtenues pour 400 GeV.

6.5.5 Incertitudes liées aux jets de PU

Les facteurs d'échelles ne sont pas calculés pour ces jets pour les raisons évoquées plus tôt. Compte-tenu du désaccord observé dans les efficacités entre les données et la simulation, les incertitudes pour les jets de PU seront prises égales au double des incertitudes liées aux jets de HS. Les valeurs ainsi obtenues permettent de couvrir la différence entre données et simulation.

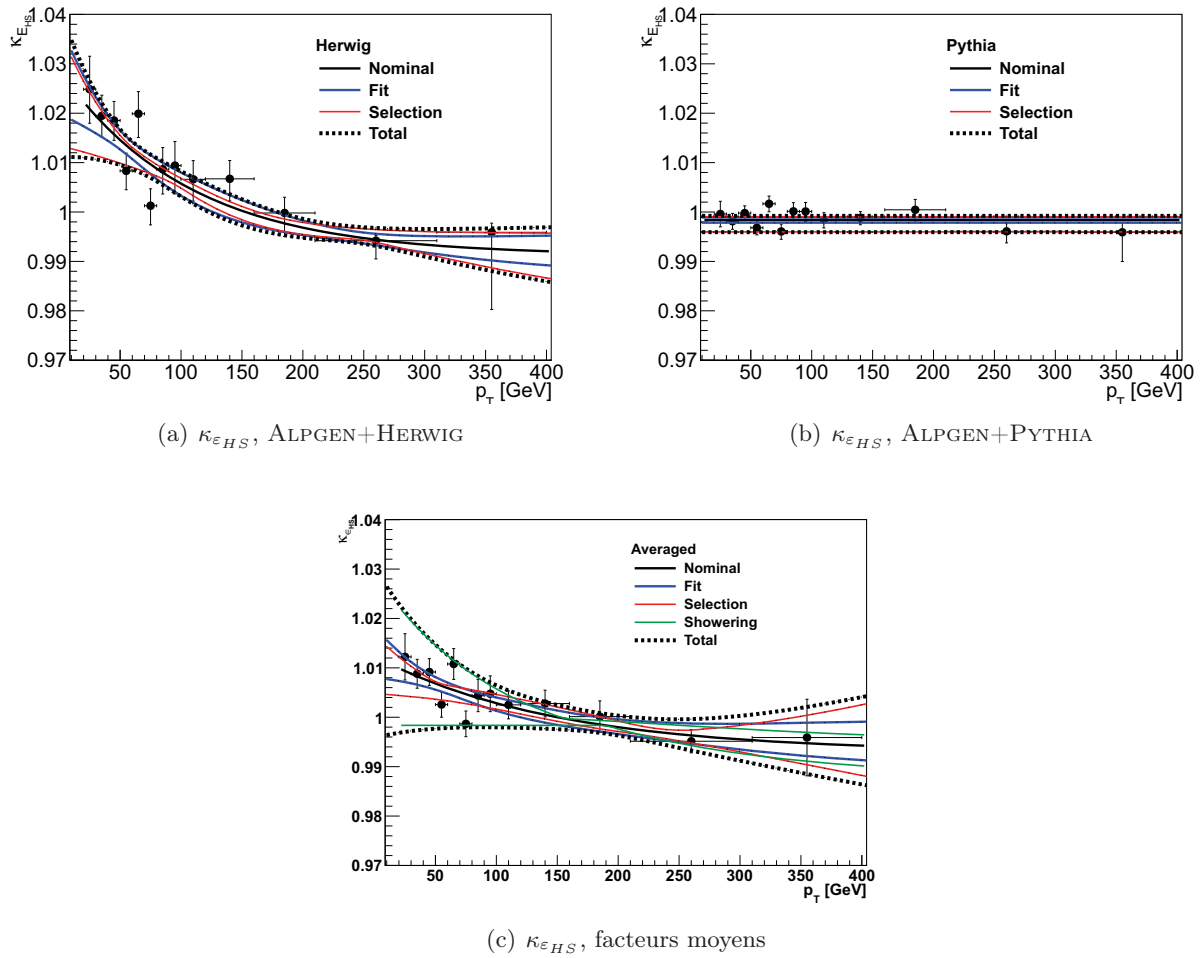


FIGURE 6.13 – Facteurs d'échelle nominaux avec leurs ajustements, ainsi que les résultats de l'ensemble des variations réalisées dans la sélection (ligne rouge), l'ajustement (ligne noire) et l'incertitude systématique portant sur la génération des processus d'hadronisation et de fragmentation. La combinaison de ces variations est également présentée (ligne noire épaisse pointillée). Les résultats sont présentés pour le facteur d'échelle lié à l'efficacité de sélection de jets HS, ε_{HS} .

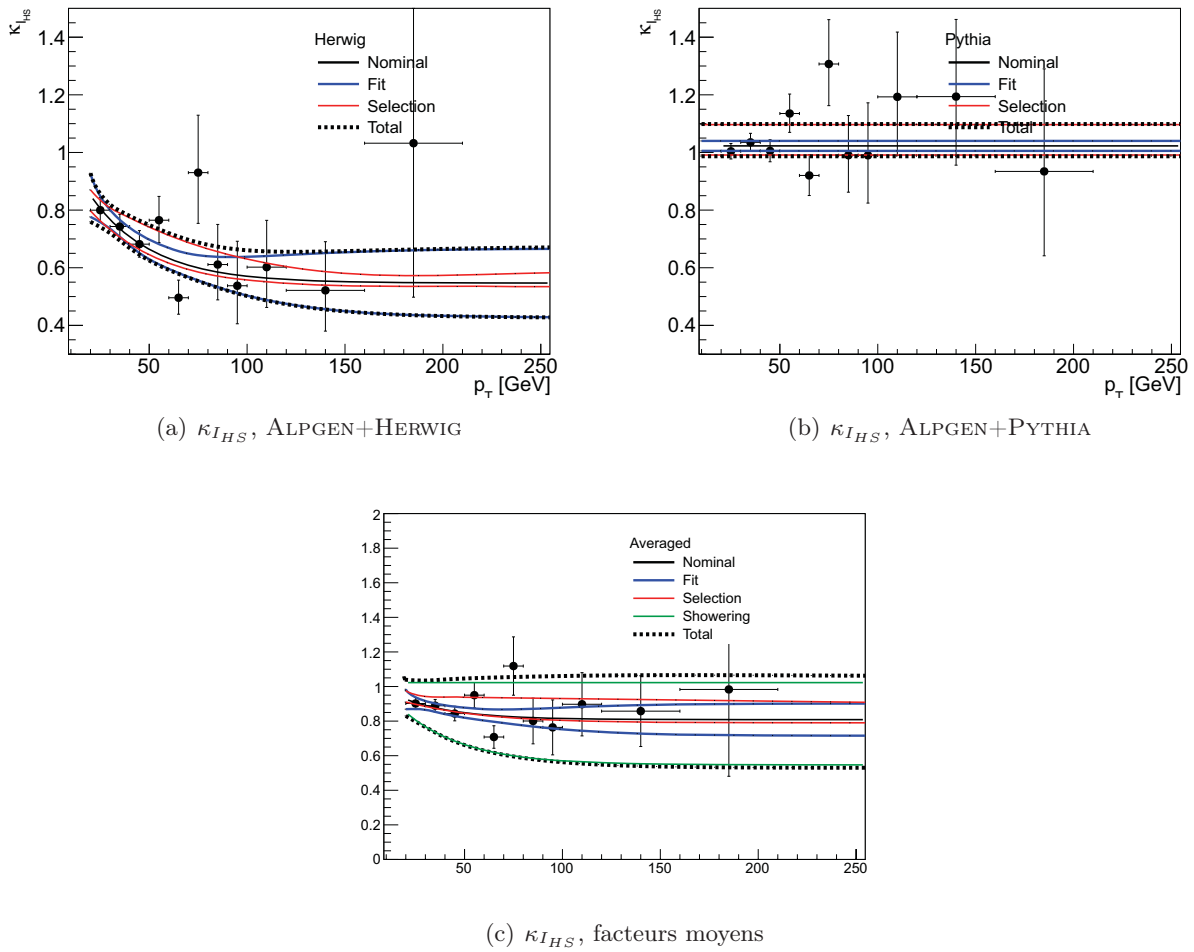


FIGURE 6.14 – Facteurs d'échelle nominaux avec leurs ajustements, ainsi que les résultats de l'ensemble des variations réalisées dans la sélection (ligne rouge), l'ajustement (ligne noire) et l'incertitude systématique portant sur la génération des processus d'hadronisation et de fragmentation. La combinaison de ces variations est également présentée (ligne noire épaisse pointillée). Les résultats sont présentés pour le facteur d'échelle lié à l'inefficacité de sélection de jets de HS, I_{HS} .

6.6 Application des facteurs d'échelles et de leurs incertitudes aux analyses top

L'objet de cette section est de montrer qualitativement l'effet de l'application des facteurs d'échelle à une analyse typique du groupe Top de la collaboration ATLAS : la recherche de résonances $t\bar{t}$. Cette analyse a pour but de mettre en évidence l'existence de particules lourdes se désintégrant en une paire $t\bar{t}$.

Pour ce faire, une sélection des événements est appliquée. Elle est composée des requêtes suivantes :

1. Un des menus du système de déclenchement (parmi ceux présentés dans le paragraphe 6.3) doit avoir sélectionné l'événement .
2. Critères de qualité du détecteur (*GRL*, suppression des événements enregistrés lors d'incidents avec certains sous-détecteurs)
3. Exactement un électron (muon), d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV. Ce dernier doit de plus être apparié au lepton du système de déclenchement.
4. Conditions sur l'énergie transverse manquante E_T^{miss} et la masse transverse⁴ du boson W leptonique m_T .
 - canal électron : $E_T^{\text{miss}} \geq 30$ GeV et $m_T \geq 30$ GeV
 - canal muon : $E_T^{\text{miss}} \geq 20$ GeV et $E_T^{\text{miss}} + m_T \geq 60$ GeV
5. Au moins 4 jets d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV
6. Au moins un jet étiqueté b d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV
7. Au moins 4 jets vérifiant $|JVF| > 0.5$

6.6.1 Effet des facteurs d'échelle

La Figure 6.15 montre quelques variables cinématiques à l'issue de la sélection, avant et après l'application des facteurs d'échelles. Cette comparaison montre que cette dernière permet une meilleure description des données par la simulation sur l'ensemble des variables cinématiques présentées.

6.6.2 Effet des incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques déterminées plus tôt sont appliquées ici aux variables présentées sur la Figure 6.16. Elle montre que les différences observées entre la valeur nominale et les variations systématiques sont de l'ordre de 4 % au maximum.

6.7 Études complémentaires

Au cours de cette section, l'optimisation de la valeur minimale de la variable JVF est montrée, ainsi que des études préliminaires permettant d'affiner les résultats présentés plus tôt et en particulier concernant les corrections d'efficacités, dans les régions RHS et RPU.

Ces résultats ne furent cependant pas tous utilisés pendant la deuxième partie de 2013 du fait de recommandations du groupe de performances Jet/ETMiss supprimant l'application de facteurs d'échelle liés aux efficacités de sélection ou de réjection des jets de PU et de HS. Ces recommandations font suite à la meilleure prise en compte par la correction en énergie des jets de l'effet d'empilement, réduisant l'impact de la sélection basée sur JVF et permettant de s'affranchir de facteurs d'échelle.

4. Cette variable est définie comme $m_T = \sqrt{2p_T^\ell \times E_T^{\text{miss}}(1 - \cos[\Delta\varphi(\ell, \vec{E}_T^{\text{miss}})])}$, où p_T^ℓ est l'impulsion transverse du lepton chargé et \vec{E}_T^{miss} est l'énergie transverse manquante.

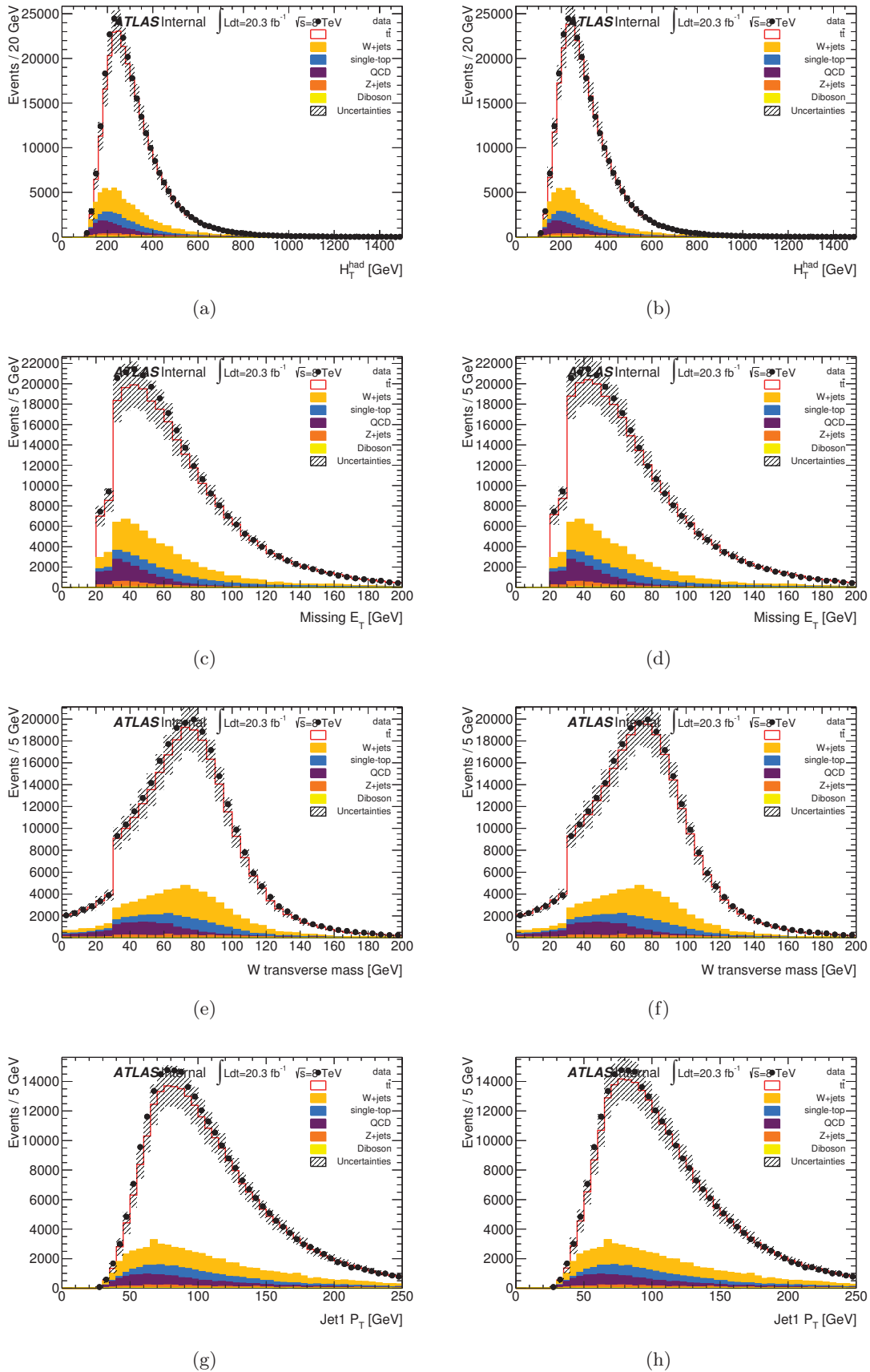
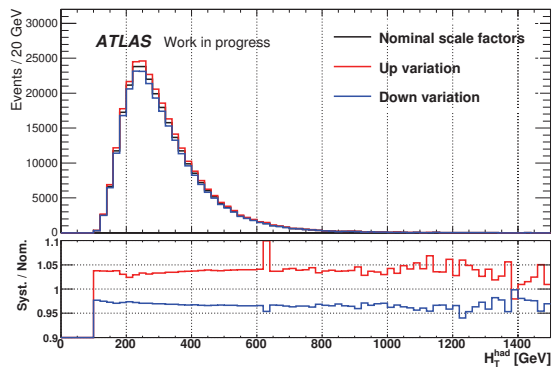
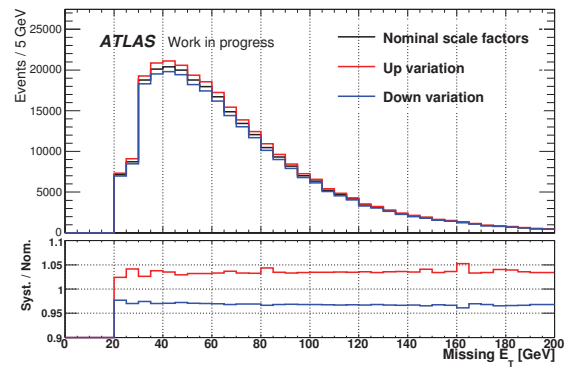


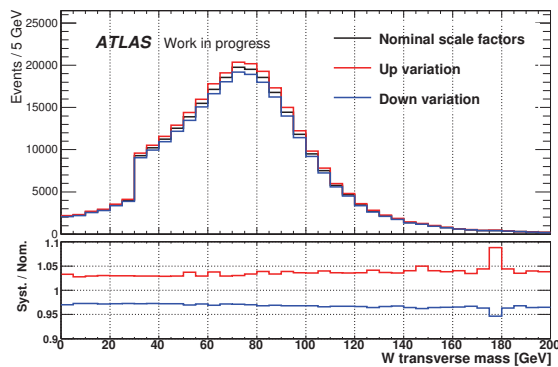
FIGURE 6.15 – Distributions cinématiques à l'issue de l'ensemble de la sélection, avant (Figures (a), (c), (e) et (g)) et après (Figures (b), (d), (f) et (h)) l'application des facteurs d'échelle de JVF. (a),(b) : H_T^{had} , somme scalaire des impulsions transverses des jets de l'événement, (c),(d) : énergie transverse manquante, (e),(f) : masse transverse du boson W leptonique, (g),(h) : impulsion transverse du premier jet de l'événement. Les bandes hachurées présentent les incertitudes systématiques liées à la normalisation des bruits de fond.



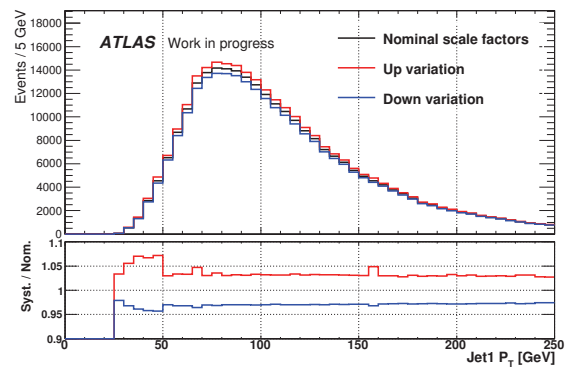
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 6.16 – Distributions cinématiques présentées pour l'ensemble des bruits de fond à l'issue de la sélection pour les facteurs d'échelle nominaux (ligne continue noire), pour leurs variations haute (ligne rouge) et basse (ligne bleue).

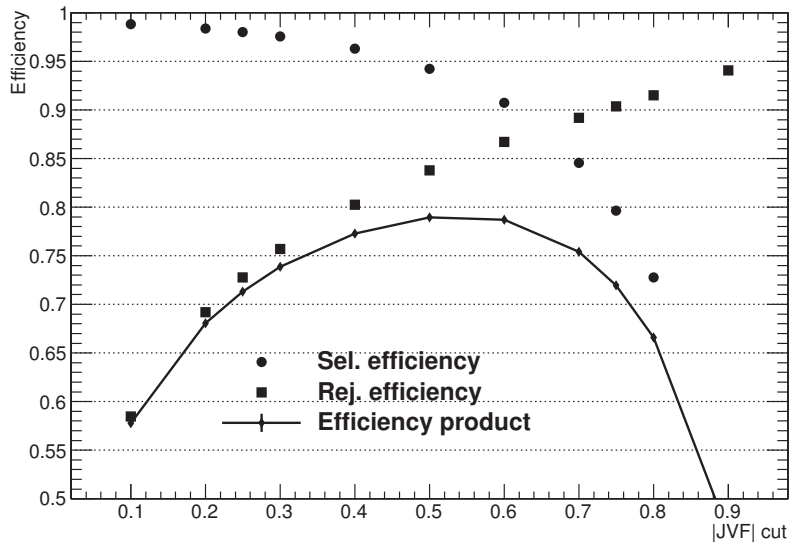


FIGURE 6.17 – Efficacités de sélection des jets provenant du processus principal (marqueurs circulaires), et de réjection des jets de *pile-up* (marqueurs carrés) dans les événements $t\bar{t}$ en fonction de la sélection appliquée sur $|JVF|$. Le produit de ces efficacités, estimateur de la pertinence de la valeur de la sélection est également présenté (losanges).

6.7.1 Optimisation de la sélection sur la variable JVF

Il s'agit de déterminer la valeur minimale de $|JVF|$ que les jets testés doivent présenter pour être acceptés. Pour cela, seule la simulation Monte Carlo d'événements $t\bar{t}$ est utilisée. L'étude s'appuie sur l'appariement entre les jets reconstruits et les jets *vrais* :

- Si un jet reconstruit est apparié à un jet *vrai*, il est considéré comme provenant de l'interaction principale
- Au contraire, si une telle association n'est pas possible, le jet est supposé être lié à une interaction concomitante.

Les efficacités de sélection des jets de l'événement principal et de réjection des jets de *pile-up* sont présentées dans la Figure 6.17, de même que la figure de mérite utilisée pour l'optimisation : le produit des deux efficacités présentées précédemment.

La valeur optimale (correspondant à celle pour laquelle le produit des efficacités est le plus grand) demeure de 0.5 et sera utilisée dans le Chapitre 7.

6.7.2 Corrections des efficacités dans les régions RPU et RHS

La région RPU décrite précédemment présente une statistique faible. Afin de remédier à ce problème, elle est élargie et comprend maintenant au moins un jet (au lieu de strictement un jet précédemment). Il est de plus requis que tous les jets additionnels échouent au test sur la variable JVF (soit $|JVF| \leq 0.5$). La contamination en jets de HS est alors divisée par deux, tandis que la statistique accessible dans cette région augmente de 40 %.

La Figure 6.6 montre que les régions RHS et RPU définies plus tôt ne sont pas pures. Malgré la correction de la contamination dans la région RPU (Section 6.3), l'accord entre les efficacités mesurée

et *vraie* n'était pas parfait. L'efficacité corrigée était calculée comme :

$$\varepsilon_{PU}^{corr} = \frac{\varepsilon_{PU}^{mes} - I_{HS}^{mes} \times \mathcal{C}_{RPU}}{1 - \mathcal{C}_{RPU}} \quad (6.11)$$

Dans cette équation I_{HS}^{mes} correspond à la mesure de l'inefficacité de sélection d'un jet dans la région RHS, c'est-à-dire sa probabilité d'échouer à la condition sur JVF et \mathcal{C}_{RPU} est la contamination en jets de HS dans la région RPU. Il était supposé que I_{HS}^{mes} était identique dans les régions RHS et RPU. La Figure 6.18 montre l'évolution de l'inefficacité de sélection des jets de PU mesurée dans la région RHS (I_{HS}^{mes}) et déterminée à partir de la vérité Monte Carlo dans la région RPU (I_{HS}^{MC}). Il apparaît alors que I_{HS}^{MC} est plus grande que I_{HS}^{mes} . La correction est modifiée en conséquence et devient :

$$\varepsilon_{PU}^{corr} = \frac{\varepsilon_{PU} - I_{HS}^{MC} \times \mathcal{C}_{RPU}}{1 - \mathcal{C}_{RPU}} \quad (6.12)$$

De la même façon, cette méthode permet la correction de la contamination dans la région RHS, au moyen de l'équation 6.13.

$$\varepsilon_{HS}^{corr} = \frac{\varepsilon_{HS}^{mes} - I_{PU}^{MC} \times \mathcal{C}_{RHS}}{1 - \mathcal{C}_{RHS}} \quad (6.13)$$

où ε_{HS}^{mes} est la valeur mesurée de l'efficacité, I_{PU}^{MC} la probabilité qu'un jet de PU dans la région RHS passe la sélection basée sur JVF dans la simulation Monte Carlo. Enfin, \mathcal{C}_{RHS} est la contamination de jets de PU dans la région RHS.

Les efficacités mesurées avant et après correction dans les régions RHS et RPU sont présentées dans les Figures 6.19 et 6.20 pour les simulations réalisées par ALPGEN+HERWIG et ALPGEN+PYTHIA respectivement. Elles montrent également, que les données présentent un comportement différent de la simulation pour une impulsion transverse d'environ 40 GeV dans la région RPU. Cette différence peut s'expliquer par une contamination en jets de HS plus importante dans les données que dans la simulation et est couverte lors du calcul des incertitudes systématiques liées à la définition de la région RPU. La détermination de l'ensemble des incertitudes systématiques est présentée dans l'Annexe A.

L'impact de cette correction sur les facteurs d'échelle est montré dans la Figure 6.21. La correction appliquée sur les efficacités liées aux jets de HS ne modifie pas de façon significative les valeurs des facteurs d'échelle. Pour les efficacités liées aux jets de PU, la nouvelle correction diffère de la précédente et conduit à une différence plus faible avec les facteurs d'échelle non-corrigés. Elles demeurent néanmoins compatibles.

Conclusions

L'effet d'empilement peut affecter la topologie des événements et une sélection des jets basée sur la variable JVF se révèle être un moyen efficace de réduire son influence. En effet, les mesures des efficacités dans la simulation Monte Carlo montrent que les jets issus de collisions contiguës sont rejetés avec plus de 90 % d'efficacité par l'application de la condition $|JVF| > 0.5$.

Cependant, les différences d'efficacités mesurées entre les données et la simulation montrent la nécessité d'établir des facteurs correctifs. Une dépendance selon la chaîne de simulation fut montrée, conduisant à l'établissement de plusieurs jeux de facteurs d'échelles, deux spécifiques à HERWIG et PYTHIA respectivement, tandis qu'un troisième jeu fut utilisé pour les autres schémas de simulation. Les incertitudes systématiques associées à la détermination de ces facteurs d'échelle ont également été présentées, puis appliquées aux analyses top dans une dernière section. L'impact de ces incertitudes sur le nombre d'événements de ce type de topologie est alors d'environ 4 %.

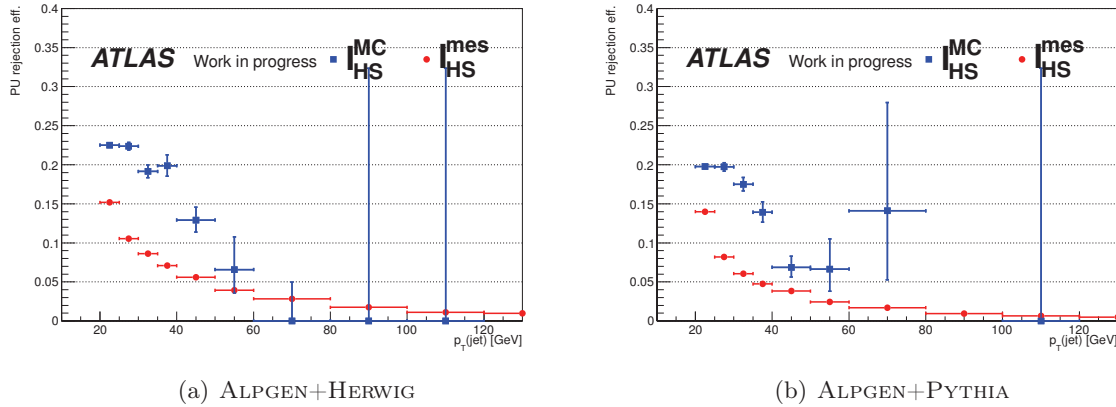


FIGURE 6.18 – Évolution de l'inefficacité de sélection mesurée dans la région RHS (I_{HS}^{mes} , ronds rouges) et celle déterminée à l'aide de la vérité Monte Carlo dans la région RPU pour des jets appariés à des jets vrais (I_{HS}^{MC} , carrés bleus) en fonction de l'impulsion transverse du jet. Ces deux figures sont réalisées dans la simulation, avec les deux schéma d'hadronisation.

L'ensemble de ces facteurs correctifs et incertitudes systématiques a été utilisé par une grande partie des analyses du groupe Top présentées lors des conférences d'hiver 2013.

Dans les analyses réalisées sur l'ensemble des données enregistrées en 2012, aucun facteur d'échelle n'est appliqué. En effet, l'étalonnage en énergie des jets inclut une correction (basée sur la concept *d'aire active* du jet [169]) permettant de retrancher la composante d'un jet provenant d'interactions secondaires, rendant l'effet d'une coupure sur JVF plus réduit. Néanmoins, une sélection basée sur la variable JVF reste utilisée, l'obtention de la valeur optimale étant présentée au cours de ce chapitre et qui demeure de 0.5.

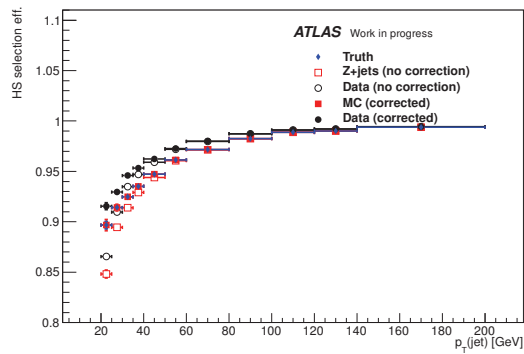
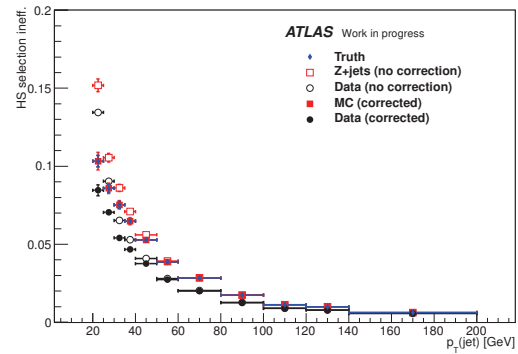
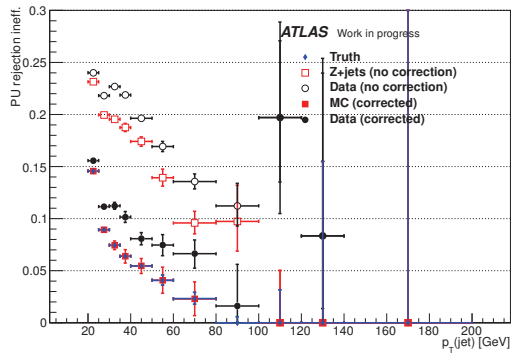
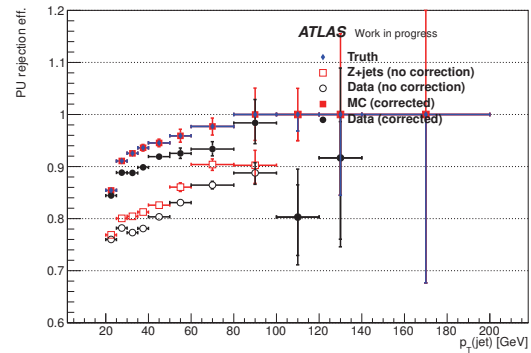
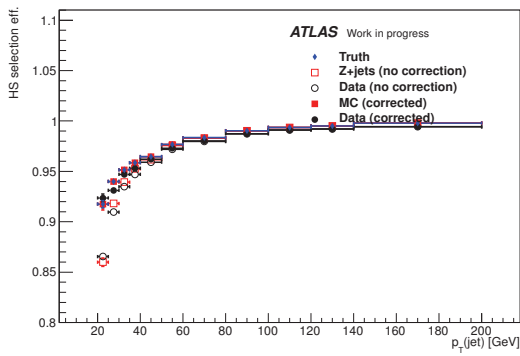
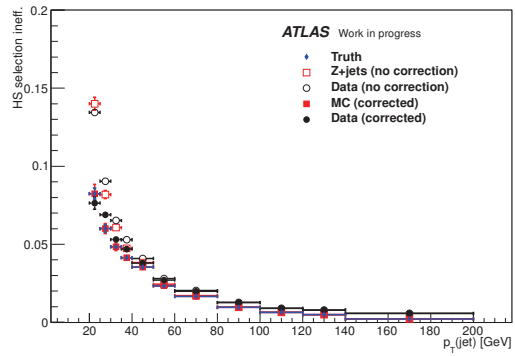
(a) ε_{HS} , ALPGEN+HERWIG(b) I_{HS} , ALPGEN+HERWIG(c) I_{PU} , ALPGEN+HERWIG(d) ε_{PU} , ALPGEN+HERWIG

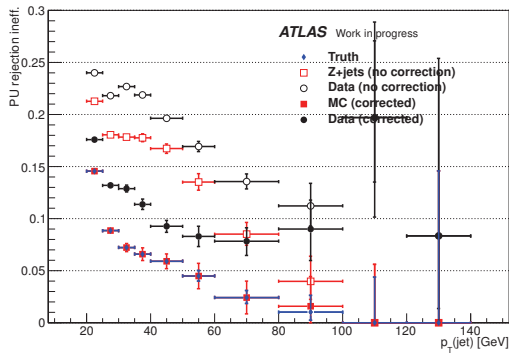
FIGURE 6.19 – Efficacités de sélection et de réjection des jets de HS et de PU en fonction de leur impulsion transverse. Elles sont montrées avant et après la correction pour la contamination dans les deux régions.



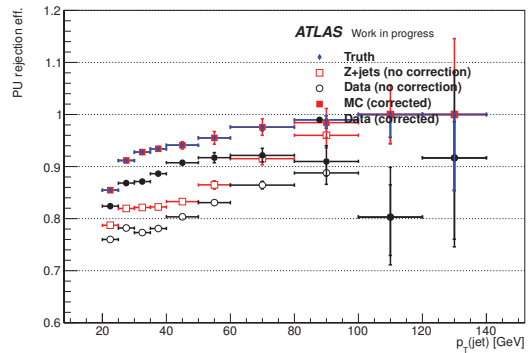
(a) ε_{HS} , ALPGEN+PYTHIA



(b) I_{HS} , ALPGEN+PYTHIA



(c) I_{PU} , ALPGEN+PYTHIA



(d) ε_{PU} , ALPGEN+PYTHIA

FIGURE 6.20 – Efficacités de sélection et de réjection des jets de HS et de PU en fonction de leur impulsion transverse. Elles sont montrées avant et après la correction pour la contamination dans les deux régions.

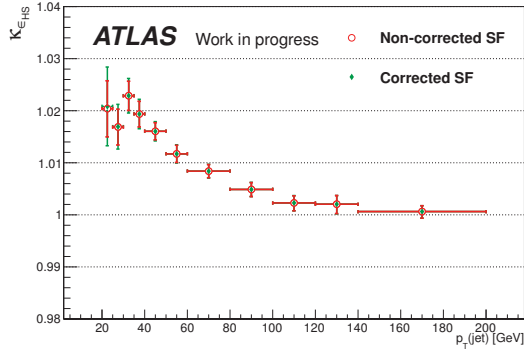
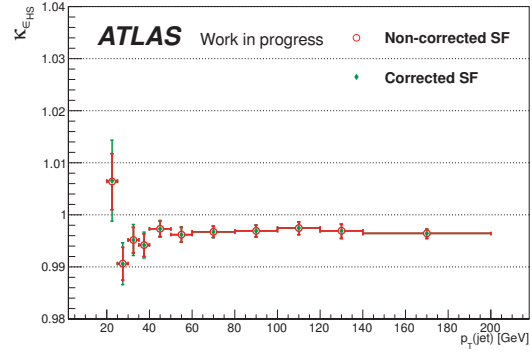
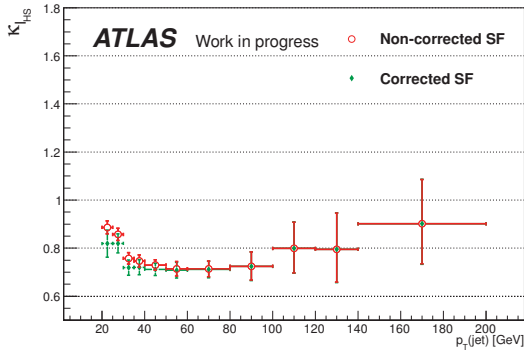
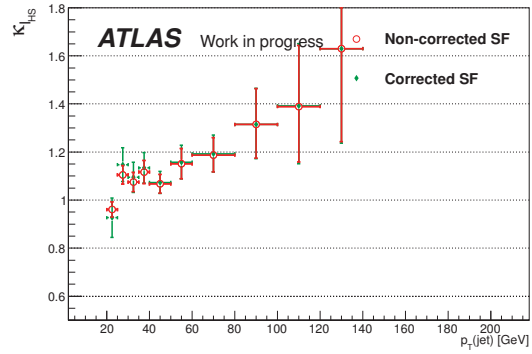
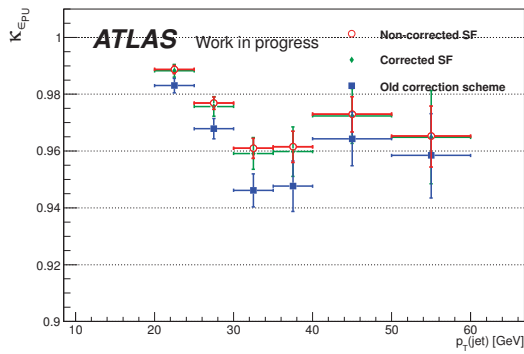
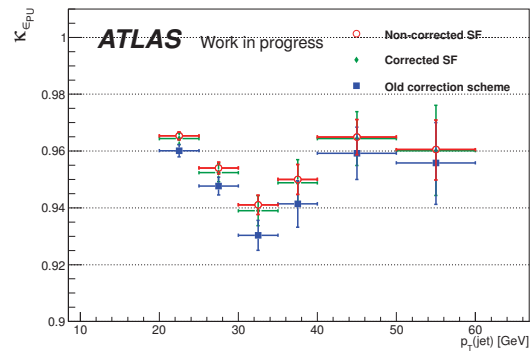
(a) ϵ_{HS} , ALPGEN+HERWIG(b) ϵ_{HS} , ALPGEN+PYTHIA(c) I_{HS} , ALPGEN+HERWIG(d) I_{HS} , ALPGEN+PYTHIA(e) ϵ_{PU} , ALPGEN+HERWIG(f) ϵ_{PU} , ALPGEN+PYTHIA

FIGURE 6.21 – Facteurs d'échelles liés aux efficacités et inefficacités de sélection des jets HS et de réjection des jets de PU en fonction de leur impulsion transverse dans trois configurations : aucune correction de la contamination (ronds rouges), correction de la contamination présentée dans la Section 6.3 (carrés bleus) et en utilisant une correction basée sur la vérité Monte Carlo (losanges verts). Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques.

Troisième partie

Recherche de sgluons avec le détecteur
ATLAS

7

Recherche de sgluons dans les états finals à quatre quarks top dans l'expérience ATLAS

Sommaire

Introduction	141
7.1 Généralités	142
7.2 Objets physiques	143
7.3 Échantillons de données et de simulation	145
7.3.1 Échantillon de données	145
7.3.2 Échantillons de signal et de bruits de fond	145
7.3.2.1 Échantillons de signal	145
7.3.2.2 Échantillons de bruits de fond	146
7.4 Extraction des bruits de fond instrumentaux à partir des données	147
7.4.1 Leptons mal-reconstruits/non-prompts	148
7.4.1.1 Méthode de la matrice	148
7.4.1.2 Application aux analyses dileptoniques	148
7.4.1.3 Effet du système de déclenchement sur les efficacités	149
7.4.2 Erreur dans la reconstruction du signe des leptons	150
7.4.3 Superposition entre bruits de fond extraits des données	152
7.5 Incertitudes systématiques	152
7.5.1 Incertitudes systématiques liées à la définition et à l'étalonnage des objets	152
7.5.2 Incertitudes liées aux échantillons Monte Carlo	153
7.5.3 Incertitudes liées bruits de fond extraits des données	153
7.6 Présélection des événements	154
7.7 Validation de la modélisation des bruits de fond	154
7.8 Sélection des événements	156
7.8.1 Problématique	156
7.8.2 Calcul de limites	158
7.8.3 Optimisation de la sélection	160
7.9 Résultats	161
Conclusions	161

Introduction

Alors que le Chapitre 2 introduisait les caractéristiques attendues d'un signal de sgluon ainsi que la sensibilité d'une expérience comme ATLAS, la recherche de ce signal est présentée dans ce chapitre.

Cette recherche se concentre sur un état final contenant quatre quarks top et constitue la première recherche de sgluon dans cette topologie.

Dans un premier temps les conclusions du Chapitre 2 sont rappelées et l'état final recherché est présenté (Section 7.1). La Section 7.3 fournit ensuite les différentes informations sur les échantillons de données et de simulation utilisés pour l'analyse tant pour le signal que pour les différents bruits de fond. La Section 7.4 se focalise en particulier sur l'extraction de certains bruits de fond à partir des données réelles. Après la définition d'un ensemble de sélections préliminaires (Section 7.6), les prédictions de bruit de fond déterminées plus tôt sont comparées aux données dans une région de contrôle (Section 7.7). Enfin, la sélection des événements est présentée dans la Section 7.8 et les résultats dans la Section 7.9.

Ce chapitre présente les démarches et résultats obtenus pour l'analyse d'un échantillon partiel de données, représentant près de 70 % des données enregistrées en 2012, pour une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV par le détecteur ATLAS. Il s'inscrit dans un contexte global de recherche de Nouvelle Physique dans les événements contenant deux leptons de même signe.

Les perspectives d'évolution de cette analyse seront présentées dans le Chapitre 8.

7.1 Généralités

Des octets de couleur scalaires, appelés **sgluons** de façon générique, sont attendus dans plusieurs modèles au-delà du Modèle Standard, de la supersymétrie aux théories de dimensions supplémentaires. Leur phénoménologie fut en particulier présentée dans le Chapitre 2, qui a mis en évidence que la topologie contenant quatre quarks tops serait la plus aisément observable. En effet, il contient un grand nombre de jets de haute impulsion transverse, certains provenant de hadrons beaux et potentiellement plusieurs leptons chargés pouvant porter la même charge électrique. Cette étude représente la première recherche mondiale de sgluon réalisée dans cet état final.

Aucune limite actuelle relative au sgluon n'existe en considérant la topologie $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$, mais une étude fut menée dans un état final comportant quatre jets (issus du processus $\sigma\sigma \rightarrow gggg$) conduisant à une limite inférieure de 287 GeV sur la masse du sgluon [178]. Cette étude supposait un rapport de branchement du sgluon en gluons égal à 100 %.

Dans ce chapitre, une hypothèse analogue est émise quant au rapport de branchement du sgluon en une paire top-antitop. Il en résulte que la production de sgluons par paire conduit à une augmentation de la fréquence des états finals contenant quatre quarks top. Cette topologie est présentée sur le diagramme de Feynman de la Figure 7.1. La contrainte quant au rapport de branchement du sgluon en $t\bar{t}$ est motivée par le modèle hybride $N = 1/N = 2$ (où N représente le nombre de générateurs de supersymétrie) supersymétrique dans lequel ce mode de désintégration peut être dominant pour des sgluons de haute masse, une fois le seuil cinématique de $2m_t$ franchi, comme le montre la Figure 7.2 extraite de la Référence [179]. Le couplage entre le sgluon et les quarks comporte une boucle de squarks et de gluinos, tandis que celui aux gluons a pour intermédiaire une boucle de squarks uniquement (voir Figure 7.3). Les désintégrations du sgluon en une paire de squarks ou une paire de gluinos n'est alors cinématiquement permis que pour de très hautes masses de sgluons (supérieures au TeV) du fait des contraintes sur les masses de ces particules intermédiaires.

Parmi l'ensemble des états finals accessibles après la production de quatre quarks top, leurs désintégrations semi-leptoniques conduisent dans près de 4 % des cas à des paires de leptons (électrons ou muons) porteurs de la même charge électrique (Figure 7.4).

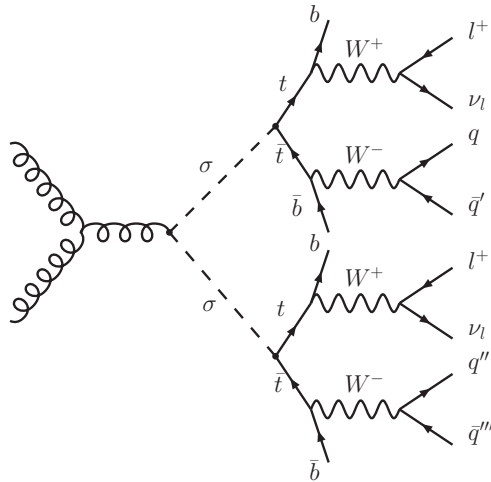


FIGURE 7.1 – Diagramme de Feynman de la production de sgluons par paires à partir du processus de fusion de gluons, puis de la désintégration de chacun des sgluons en une paire top-antitop, conduisant à un état final à quatre quarks top. Dans cette figure, deux quarks top se désintègrent semi-leptoniquement et deux autres hadroniquement. L'état final contient deux leptons porteurs de la même charge électrique.

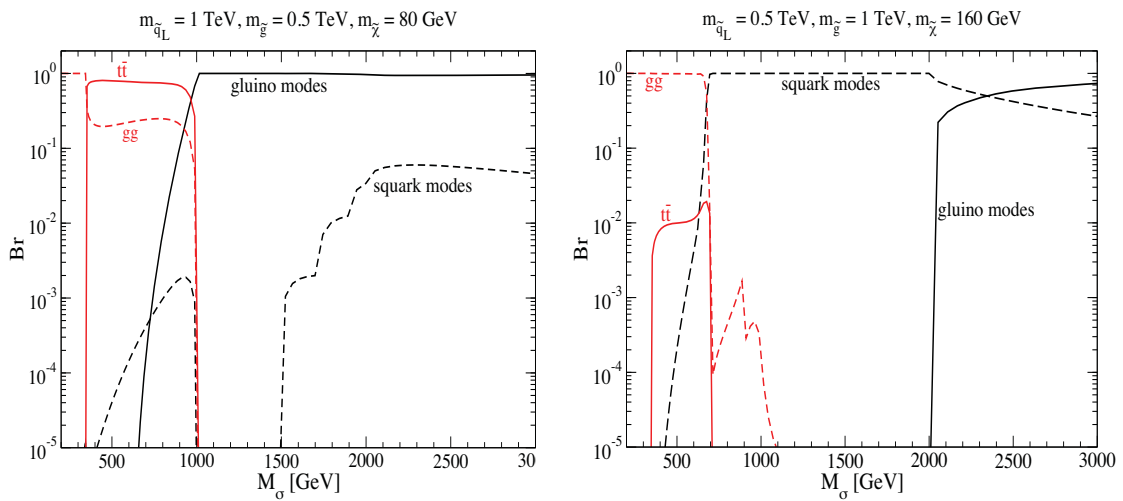


FIGURE 7.2 – Rapports de branchement du sgluon en fonction de sa masse, pour différentes hypothèses sur les masses relatives des squarks (\tilde{q}) et des gluinos (\tilde{g}). Figure extraite de [179].

L'analyse présentée dans la suite considèrera les états finals contenant exactement deux leptons de même charge électrique.

7.2 Objets physiques

Au cours de cette analyse, les objets physiques utilisés répondent aux définitions du Chapitre 5. Les électrons sont isolés au regard du critère d'isolation à cône fixe. De plus, s'agissant d'une analyse réalisée au cours de la première moitié de l'année 2012, les jets sont rejetés quelle que soit leur impulsion

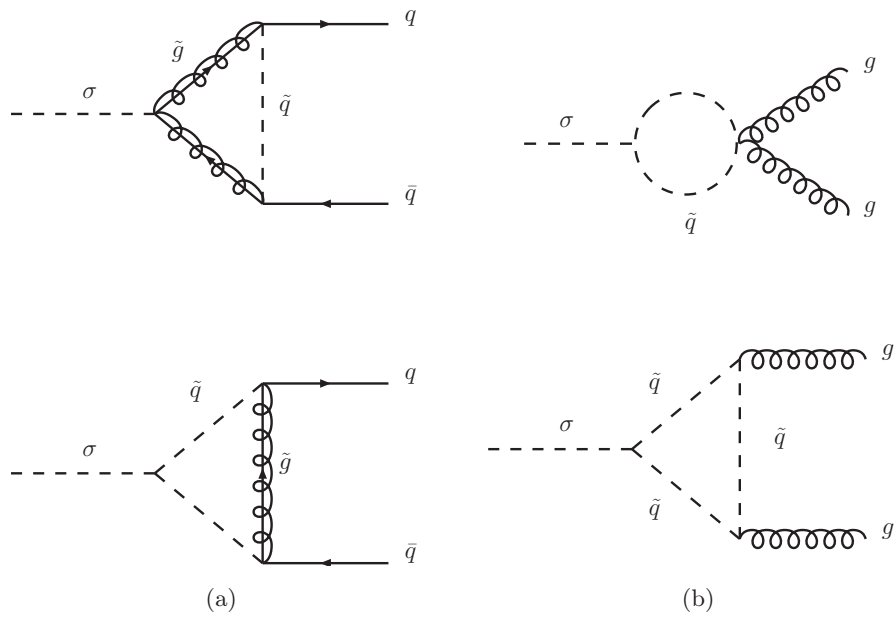


FIGURE 7.3 – Diagrammes de Feynman décrivant la désintégration d'un sgluon en une paire quark-antiquark (a) et une paire de gluons (b) *via* des boucles de squarks et de gluinos.

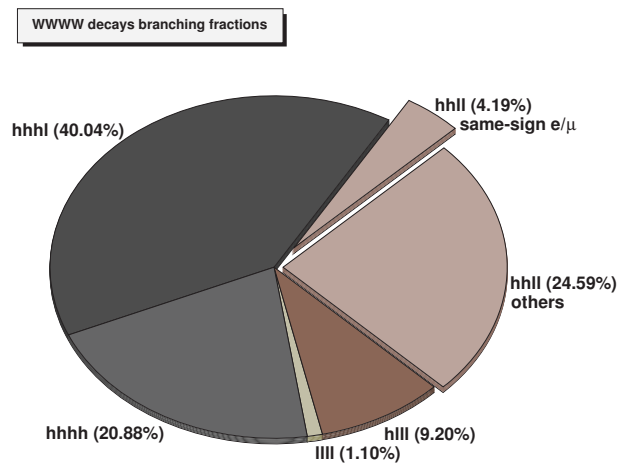


FIGURE 7.4 – Rapport de branchement de quatre bosons W provenant de la désintégration de quarks top (h : hadronique, l : leptonique).

transverse si $|JVF| \leq 0.5$. En effet, au cours de cette analyse, la correction de l'effet d'empilement *via* la notion d'*aire active* du jet n'est pas utilisée.

Masse [GeV]	N	σ [pb]	K_{NLO}	\mathcal{L} [fb ⁻¹]	Simulation détecteur
350	50 000	8.27	1.79	3.37	ATLFASTII
400	50 000	3.53	1.86	7.63	ATLFASTII
500	50 000	0.780	1.98	32.3	ATLFASTII
600	50 000	0.207	2.11	114.6	ATLFASTII
800	50 000	0.0202	2.37	1042	ATLFASTII
1000	50 000	$2.55 \cdot 10^{-3}$	2.71	7268	ATLFASTII et GEANT4

TABLE 7.1 – Nombre d’événements générés (N), section efficace (σ), facteur correctif NLO (K_{NLO}), luminosité équivalente \mathcal{L} , et mode de simulation du détecteur pour chacun des points de masse de sgluon généré. Les sections efficaces diffèrent d’un facteur deux par rapport au Chapitre 2 en raison du caractère complexe du sgluon considéré ici.

7.3 Échantillons de données et de simulation

7.3.1 Échantillon de données

L’analyse repose sur les données enregistrées par le détecteur ATLAS lors du fonctionnement du LHC pendant la première partie de l’année 2012, représentant une luminosité intégrée de 14.3 fb⁻¹. Un ensemble de systèmes de déclenchement est utilisé afin de ne présélectionner que les événements contenant au moins un lepton. Selon le canal leptonique considéré dans la suite, il s’agira d’un OU logique de deux menus dont les noms sont définis dans la Section 3.3 :

- EF_e24vhi_medium1 OU EF_e60_medium1 pour le canal électron
- EF_mu24i_tight OU EF_mu36_tight pour le canal muon

7.3.2 Échantillons de signal et de bruits de fond

7.3.2.1 Échantillons de signal

Par les moyens de PYTHIA6 [86] et des PDFs CTEQ6LO, les événements décrivant la production d’une paire de sgluons complexes puis leur désintégration en paires $t\bar{t}$ sont générés sans restriction quant au mode de désintégration des quarks top. Les sections efficaces calculées au premier ordre sont ensuite corrigées au NLO d’après la Référence [85]. L’ensemble des informations concernant les échantillons de signal est rassemblé dans la Table 7.1. Le rapport de branchement du sgluon en une paire $t\bar{t}$ est maintenu constant à 100 %. Dans cette configuration par exemple, il est attendu qu’environ 80 paires de sgluons d’une masse de 1 TeV soient produites avec la luminosité considérée dans cette version de l’analyse. L’incertitude sur la section efficace de production par paire du sgluon est évaluée à 30 %, correspondant au résultat de variations des échelles de factorisation et renormalisation du modèle [85].

La simulation de détecteur pour l’ensemble des échantillons de signal est réalisée par les moyens de ATLFASTII [156]. Afin de contrôler l’effet potentiel de cette simulation sur les résultats de l’analyse, le point de masse de 1 TeV est également simulé avec la géométrie complète du détecteur. L’écart observé entre les nombres d’événements obtenus avec les deux simulations sera considéré par la suite comme une incertitude systématique.

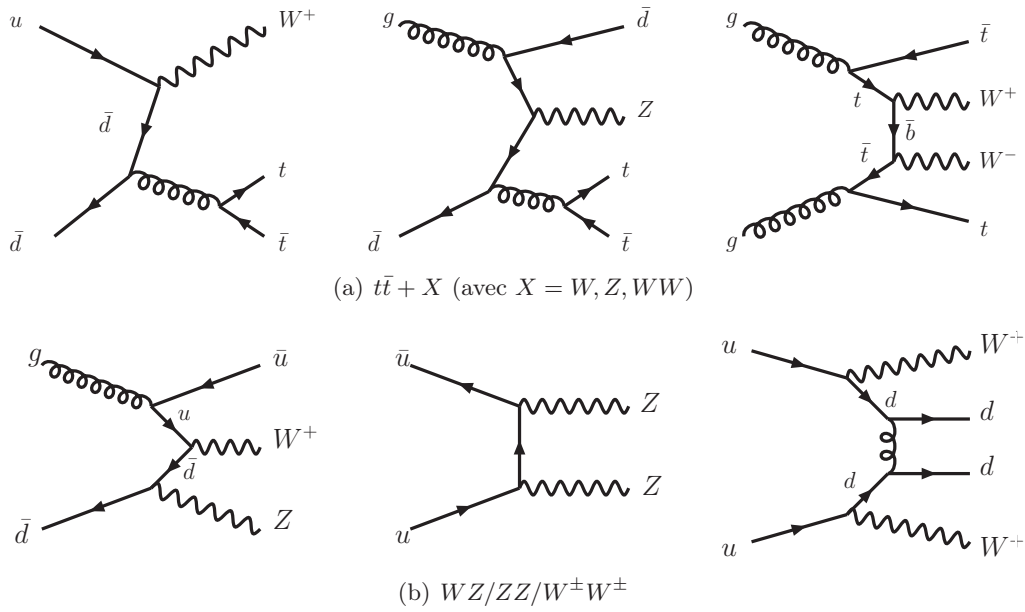


FIGURE 7.5 – Diagrammes de Feynman de production associée d'une paire $t\bar{t}$ et de bosons de jauge (a) et d'une paire de bosons de jauge (b).

7.3.2.2 Échantillons de bruits de fond

Deux types de bruits de fond sont considérés :

- Les processus physiques conduisant à deux leptons prompts de même charge électrique. On parlera par la suite de **bruits de fond physiques**. Ils sont obtenus par la simulation Monte Carlo.
- Les processus physiques conduisant à des états finals ne contenant pas deux leptons prompts de même signe, mais qui sont reconstruit comme tels. De tels processus seront par la suite appelés **bruits de fond instrumentaux** et sont déterminés à partir des données réelles.

Dans ce paragraphe, seuls les bruits de fond physiques sont décrits et résumés dans la Table 7.2. Les bruits de fond instrumentaux seront décrits dans la Section 7.4.

Production associée d'une paire $t\bar{t}$ et de bosons de jauge Parfois notés $t\bar{t} + X$ avec $X = Z, W, WW$ (Figure 7.5(a)), ces échantillons sont générés à l'aide de MADGRAPH5 [83] et les processus d'hadronisation sont simulés par PYTHIA6. Les sections efficaces de production des processus $t\bar{t} + W/Z$ sont corrigées au NLO [98, 180].

Production de deux bosons de jauge Les processus WZ et ZZ (Figure 7.5(b)) sont décrits par SHERPA [149] et un filtre au niveau générateur est appliqué de telle sorte que les désintégrations des bosons soient leptoniques (*i.e.* $WZ \rightarrow l\nu ll$ et $ZZ \rightarrow llll$, avec $l = e, \mu, \tau$). À nouveau, la production est réalisée au LO, puis un poids est appliqué aux événements afin de les porter au NLO [152].

Le processus WW n'appartient à cette catégorie de bruit de fond que si les deux bosons W portent la même charge électrique et se désintègrent leptoniquement. Aussi, un échantillon $W^\pm W^\pm$ (Figure 7.5(b)) est produit au LO par MADGRAPH5 dont la section efficace LO est conservée. Les processus d'hadronisation et de fragmentation sont produits par PYTHIA6.

Processus	Générateur	PDF	Section efficace [pb]	K_{NLO}	\mathcal{L} [fb ⁻¹]	Simulation détecteur
$t\bar{t} + Z/W$						
$t\bar{t} + W$	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.104	1.18	3270	GEANT4
$t\bar{t} + Wj$ (exclusif)	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.053	1.18	7493	GEANT4
$t\bar{t} + Wjj$ (inclusif)	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.041	1.18	9638	GEANT4
$t\bar{t} + Z$	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.068	1.34	4409	GEANT4
$t\bar{t} + Zj$ (exclusif)	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.045	1.34	8819	GEANT4
$t\bar{t} + Zjj$ (inclusif)	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.040	1.34	10050	GEANT4
$t\bar{t} + WW$						
$t\bar{t} + WWjj$	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.0018	1	110700	ATLFASTII
WZ/ZZ						
$WZ \rightarrow ll\nu$	SHERPA	CT10	9.75	1.06	261	GEANT4
$ZZ \rightarrow llll$	SHERPA	CT10	8.73	1.11	186	GEANT4
$W^\pm W^\pm$						
$W^\pm W^\pm + 2$ jets	MADGRAPH5+PYTHIA6	CTEQ6L1	0.344	1	552	ATLFASTII

TABLE 7.2 – Processus considérés comme bruits de fond physiques au cours de l’analyse. Sont présentés, pour chaque processus, la chaîne de production (élément de matrice et processus d’hadronisation et fragmentation), les fonctions de densité partoniques (PDF) utilisées, la section efficace de production, le facteur appliqué pour tenir compte des effets NLO (K_{NLO}), la luminosité intégrée équivalente (\mathcal{L}) ainsi que le mode de simulation du détecteur. Les sections efficaces et facteurs correctifs sont calculés pour des collisions pp à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV.

7.4 Extraction des bruits de fond instrumentaux à partir des données

Les bruits de fond instrumentaux correspondent à des processus pour lesquels l’état final ne présente pas deux leptons de même charge électrique, mais qui sont reconstruits comme tels. Deux sources peuvent être à l’origine de ces bruits de fond.

- un lepton est reconstruit et sélectionné mais il provient d’un processus secondaire (lepton non-prompt), ou est un autre objet (jet ou photon) identifié comme un électron. Ces objets sont principalement issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux ou charmés, de *tridents* (conversion électron-positron d’un photon de *bremsstrahlung*), de *bremsstrahlung*, de photons convertis, ou encore de superpositions fortuites d’un photon ou d’un pion neutre avec un hadron chargé par exemple ;
- deux leptons prompts sont présents dans l’état final mais portent des charges électriques différentes, dont l’une est mal mesurée. Cet effet est particulièrement présent à haute impulsion transverse (pour laquelle la courbure des traces est très faible) ou lorsqu’a lieu un *bremsstrahlung* fort. Dans ce dernier cas, le dépôt calorimétrique peut être associée à la trace d’un électron issu de la conversion du photon, induisant une erreur sur la charge.

L’estimation des contributions de ces deux bruits de fond est réalisée au moyen de techniques utilisant les données, permettant de s’affranchir des difficultés de la simulation à décrire de tels effets. La Section 7.4.1 décrit la procédure mise en place pour quantifier le bruit de fond dû aux faux leptons prompts tandis que la Section 7.4.2 décrit la méthode suivie pour extraire le bruit de fond lié à la mauvaise identification de la charge des leptons.

7.4.1 Leptons mal-reconstruits/non-prompts

La méthode utilisée pour déterminer le bruit de fond dû à cette source de leptons est appelée *méthode de la matrice* [177].

7.4.1.1 Méthode de la matrice

La méthode de la matrice repose sur la sélection de deux échantillons de données. L'un d'eux, noté par la suite \mathbb{T} , comprend les événements contenant deux leptons tels qu'ils sont définis dans l'analyse (appartenant à la catégorie *Tight* et notés t). L'autre échantillon, noté \mathbb{L} , comprend les événements présentant deux leptons dits *Loose*, notés l par la suite, pour lesquels les critères d'identification ou d'isolation sont relâchés. Par construction, les événements de l'échantillon \mathbb{T} constituent un sous-ensemble des événements de l'échantillon \mathbb{L} .

La méthode s'appuie également sur le calcul préalable d'efficacités qui peuvent être scindées en deux types :

- r , la probabilité qu'un lepton prompt de la catégorie *Loose* appartienne aussi à la catégorie *Tight* ;
- f , la probabilité qu'un faux lepton prompt de la catégorie *Loose* appartienne également à la catégorie *Tight*.

Ces deux grandeurs sont mesurées dans des régions enrichies en leptons prompts et non-prompts respectivement. Le détail de leur extraction est donné dans la Référence [177]. Elles sont exprimées en fonction de différentes variables telles que l'impulsion transverse du lepton, sa pseudo-rapidité, la distance ΔR avec le jet le plus proche par exemple.

7.4.1.2 Application aux analyses dileptoniques

Si $N^{\mathbb{T}}$ est le nombre d'événements dans l'ensemble \mathbb{T} (contenant deux leptons ℓ_1 et ℓ_2 de type t classés par ordre décroissant d'impulsion transverse), il peut s'exprimer en fonction de différentes contributions $N_{ij}^{\mathbb{T}}$, où i (resp. j) exprime que le premier (resp. le deuxième) lepton est un vrai lepton prompt ($i, j = r$) ou un faux lepton prompt ($i, j = f$) :

$$N^{\mathbb{T}} = N_{rr}^{\mathbb{T}} + N_{fr}^{\mathbb{T}} + N_{rf}^{\mathbb{T}} + N_{ff}^{\mathbb{T}} \quad (7.1)$$

$N_{ij}^{\mathbb{T}}$ peut être exprimé en fonction des nombres d'événements observés dans l'ensemble \mathbb{L} , et des efficacités r_1 et f_1 (resp. r_2 et f_2) du lepton ℓ_1 (resp. ℓ_2) :

$$N^{\mathbb{T}} = r_1 r_2 N_{rr}^{\mathbb{L}} + f_1 r_2 N_{fr}^{\mathbb{L}} + r_1 f_2 N_{rf}^{\mathbb{L}} + f_1 f_2 N_{ff}^{\mathbb{L}} \quad (7.2)$$

où :

- $N_{rr}^{\mathbb{L}}$ est le nombre d'événements de \mathbb{L} dans lesquels ℓ_1 et ℓ_2 sont de vrais leptons prompts,
- $N_{fr}^{\mathbb{L}}$ est le nombre d'événements de \mathbb{L} dans lesquels ℓ_2 est un vrai lepton prompt mais pas ℓ_1 ,
- $N_{rf}^{\mathbb{L}}$ est le nombre d'événements de \mathbb{L} dans lesquels ℓ_1 est un vrai lepton prompt mais pas ℓ_2 ,
- $N_{ff}^{\mathbb{L}}$ est le nombre d'événements de \mathbb{L} dans lesquels aucun des deux leptons n'est vraiment prompt.

Les nombres $N_{ij}^{\mathbb{L}}$ avec ($i, j = r, f$) sont les inconnues à déterminer afin d'estimer le bruit de fond dû aux sources de faux leptons prompts dans l'ensemble \mathbb{L} . Pour cela, on établit quatre équations. Par exemple, le nombre d'événements dans cet ensemble pour lesquels ℓ_1 et ℓ_2 respectent la définition t (noté N^{tt} , et par ailleurs identique à $N^{\mathbb{T}}$) est donné par l'équation 7.2.

Trois autres équations peuvent être écrites, décomposant respectivement $N^{t\bar{t}}$, $N^{\bar{t}t}$ et $N^{\bar{t}\bar{t}}$ en fonction des $N_{ij}^{\mathbb{L}}$ de l'équation 7.2. La notation \bar{t} indique que le lepton appartient à la catégorie *Loose*, mais pas à la catégorie *Tight*. Ce système d'équations peut alors être écrit sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N^{tt} \\ N^{t\bar{t}} \\ N^{\bar{t}t} \\ N^{\bar{t}\bar{t}} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix}}_{\mathcal{M}} \begin{pmatrix} N_{rr}^{\mathbb{L}} \\ N_{rf}^{\mathbb{L}} \\ N_{fr}^{\mathbb{L}} \\ N_{ff}^{\mathbb{L}} \end{pmatrix} \quad (7.3)$$

Par souci de simplicité de notation, les grandeurs $(1-f_i)$ et $(1-r_i)$ dans la matrice \mathcal{M} seront notées respectivement \bar{f}_i et \bar{r}_i dans les prochains paragraphes.

L'inversion de la matrice \mathcal{M} conduit à l'expression de $N_{rf}^{\mathbb{L}}$, $N_{fr}^{\mathbb{L}}$ et $N_{ff}^{\mathbb{L}}$ définis uniquement dans l'ensemble \mathbb{L} . Finalement, le nombre d'événements, dans l'ensemble \mathbb{T} contenant au moins un faux lepton prompt est donné par :

$$\begin{aligned} N_{\text{non-prompt}}^{\mathbb{T}} &= N_{rf}^{\mathbb{T}} + N_{fr}^{\mathbb{T}} + N_{ff}^{\mathbb{T}} \\ &= r_1 f_2 N_{rf}^{\mathbb{L}} + f_1 r_2 N_{fr}^{\mathbb{L}} + f_1 f_2 N_{ff}^{\mathbb{L}} \\ &= \alpha r_1 f_2 \left[-\bar{f}_1 \bar{r}_2 N^{tt} + \bar{f}_1 r_2 N^{t\bar{t}} + f_1 \bar{r}_2 N^{\bar{t}t} - f_1 r_2 N^{\bar{t}\bar{t}} \right] \\ &\quad + \alpha f_1 r_2 \left[-\bar{r}_1 \bar{f}_2 N^{tt} + \bar{r}_1 f_2 N^{t\bar{t}} + r_1 \bar{f}_2 N^{\bar{t}t} - r_1 f_2 N^{\bar{t}\bar{t}} \right] \\ &\quad + \alpha f_1 f_2 \left[\bar{r}_1 \bar{r}_2 N^{tt} - \bar{r}_1 r_2 N^{t\bar{t}} + r_1 \bar{r}_2 N^{\bar{t}t} + r_1 r_2 N^{\bar{t}\bar{t}} \right] \end{aligned} \quad (7.4)$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)} \quad (7.5)$$

7.4.1.3 Effet du système de déclenchement sur les efficacités

Les efficacités $r_{1,2}$ et $f_{1,2}$ dépendent d'un paramètre jusqu'alors non pris en compte : le **système de déclenchement** (ou *trigger*). En effet, comme cela fut précisé dans la Section 7.3.1, deux menus sont utilisés dans l'analyse : un sensible aux leptons de haute impulsion transverse (`EF_e60_medium1` et `EF_mu36_tight` pour les électrons et les muons respectivement) et un menu dédié aux leptons de plus faible impulsion transverse (`EF_e24vhi_medium1` et `EF_mu24i_tight`). Ce dernier impose, afin de réduire la quantité d'événements acceptés, une condition sur l'isolation des leptons.

Cas des muons Il est requis, au niveau du système de déclenchement, que les muons vérifient la condition :

$$\frac{p_T^{\text{cone20}}}{p_T(\text{muon})} < 0.12 \quad (7.6)$$

où p_T^{cone20} correspond à la somme des impulsions transverses des traces¹ autour du muon dans un cône de paramètre $\Delta R = 0.2$ autour de la trace du muon après avoir exclu la trace du muon.

La seule différence entre les muons de la catégorie *Tight* et ceux de la catégorie *Loose* réside dans leur isolation. Ainsi, un muon de la catégorie *Loose* sélectionné par le menu isolé se rapproche davantage des propriétés d'un muon de la catégorie *Tight* que dans le cas d'un menu non-isolé : cela induit un biais sur les efficacités r et f . Par exemple, les efficacités f peuvent être deux fois plus grandes pour le

1. Les traces sont considérées si leur impulsion transverse est supérieure à 1 GeV et si la valeur de leur paramètre d'impact longitudinal ($z_0(\text{trace})$) est proche de celui du muon ($z_0(\text{muon})$) : $|z_0(\text{muon}) - z_0(\text{trace})| < 6$ mm.

système de déclenchement isolé. En conséquence, deux types d'efficacités sont calculés selon le système de déclenchement utilisé.

Afin d'avoir une définition des muons compatible avec celle du *trigger* de bas p_T , les muons de la catégorie *Loose* et d'impulsion transverse inférieure à 36 GeV doivent nécessairement être isolés au regard du critère de l'équation 7.6.

Le choix des efficacités r_i et f_i associées à un muon i ne dépendent alors que de son impulsion transverse. Si celle-ci est supérieure à 36 GeV, les efficacités calculées pour le système de haut p_T sont utilisées, et celles du *trigger* de bas p_T sinon. Toutefois, si l'événement n'est sélectionné que grâce au système de bas p_T , les efficacités calculées avec lui seront affectées au muon de plus haute impulsion transverse, quelle que soit la valeur de p_T .

Cas des électrons Pour les électrons, la différence entre les efficacités calculées avec les systèmes de déclenchement isolé et non-isolé est plus faible et négligée. En effet, dans le cas des électrons, les collections \mathbb{T} et \mathbb{L} diffèrent par le critère d'isolation, mais également par un critère d'identification (Section 5.2.2), si bien que le changement de système de déclenchement influe peu sur les valeurs des efficacités r et f . Par défaut, les efficacités dérivées avec les électrons déclenchant le système de déclenchement de bas p_T isolé sont utilisées.

7.4.2 Erreur dans la reconstruction du signe des leptons

Comme cela a été présenté plus tôt, ce bruit de fond peut être imputé à un *bremsstrahlung* fort ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma^* \rightarrow e^\pm e^+ e^-$) ou à la faible courbure de la trace. De fait, il peut être négligé pour les muons, moins sensibles au *bremsstrahlung* et dont la trace est reconstruite à la fois par le détecteur interne et le spectromètre à muons. Ce dernier point conduit à un bras de levier plus important, soit une plus grande précision dans la détermination de la charge électrique. L'estimation de ce bruit de fond est donc uniquement réalisée dans le canal électron et est basée sur un échantillon enrichi en processus $Z \rightarrow e^+ e^-$, et se focalisant sur les événements contenant une paire d'électrons dont la masse invariante $m_{\ell\ell}$ est dans le pic de masse du boson Z .

La probabilité qu'un électron voit sa charge mal identifiée dépend essentiellement de la quantité de matière qu'il traverse qui est elle-même fonction de la pseudo-rapacité $|\eta|$. On considère six domaines de pseudo-rapacité jusqu'à $|\eta| = 2.47$, définis selon la densité de matériel dans le détecteur (Table 7.3).

	0	1	2	3	4	5	6
$ \eta $	$[0, 0.6[$	$[0.6, 1.1[$	$[1.1, 1.37[$	$[1.37, 1.52[$	$[1.52, 1.8[$	$[1.8, 2.3[$	$[2.3, 2.47]$

TABLE 7.3 – Différentes régions en pseudo-rapacité considérées au cours de l'extraction du bruit de fond lié à la mesure de la charge de l'électron. La pseudo-rapacité est ici celle de l'amas calorimétrique.

Soit deux électrons issus de la désintégration d'un boson Z et appartenant respectivement aux $i^{\text{ème}}$ et $j^{\text{ème}}$ régions en $|\eta|$. La probabilité que l'un d'eux soit mesuré avec la mauvaise charge est notée ε_i (ou ε_j pour le deuxième). Ainsi, le nombre d'événements pour lesquels les deux électrons sont dans cette configuration en $|\eta|$, dans lesquels les charges des deux électrons sont mesurées sans erreur est noté N_{os}^{ij} et est donné² par :

$$N_{os}^{ij} = (1 - \varepsilon_i)(1 - \varepsilon_j) \times N^{ij} \tag{7.7}$$

2. Le cas où les deux électrons voient leurs charges mal mesurées ($\varepsilon_i \varepsilon_j$) est négligée dans cette expression.

où N^{ij} est le nombre d'événements où les deux électrons sont réellement de signes opposés dans la même configuration en $|\eta|$. De la même façon, le nombre d'événements dans lesquels les électrons sont reconstruits comme étant de même signe (c'est-à-dire que la charge de l'un d'eux a été mal identifiée), N_{ss}^{ij} est :

$$N_{ss}^{ij} = [\varepsilon_i(1 - \varepsilon_j) + (1 - \varepsilon_i)\varepsilon_j] \times N^{ij} \approx (\varepsilon_i + \varepsilon_j) \times N^{ij} \quad (7.8)$$

où la dernière partie de l'équation correspond au cas où la probabilité est petite devant 1, les termes d'ordre 2 en ε étant négligés. Ce nombre N_{ss}^{ij} suit une loi de Poisson, donnée par :

$$\mathcal{P}(k, \lambda) = \frac{\lambda^k \times e^{-\lambda}}{k!} \quad (7.9)$$

où k est le nombre d'événements de même signe observés N_{ss}^{ij} et λ est le nombre d'événements attendu, soit $\lambda = (\varepsilon_i + \varepsilon_j) \times N^{ij}$. Cela conduit finalement à la fonction de vraisemblance $L(\varepsilon|N_{ss}, N)$ combinant l'ensemble des configurations en $|\eta|$. L'expression de son logarithme est donnée par :

$$\ln [L(\varepsilon|N_{ss}, N)] \approx \sum_{i,j} N_{ss}^{ij} \times \ln [(\varepsilon_i + \varepsilon_j) \times N^{ij}] - (\varepsilon_i + \varepsilon_j) \times N^{ij} \quad (7.10)$$

Le terme $\ln(k!)$ est omis car ne dépendant pas des efficacités ε_i .

Toute cette analyse est réalisée dans un lot d'événements dominé très largement par le processus $Z \rightarrow e^+e^-$ en sélectionnant les événements dans le pic de masse du boson Z : le nombre N^{ij} correspond au nombre d'événements pour lesquels $m_{\ell\ell}$ est dans un intervalle de 10 GeV autour de la masse du boson Z et N_{ss}^{ij} représente le nombre d'événements dans cet intervalle pour lesquels les charges des deux électrons sont mesurées comme identiques. La fonction de vraisemblance de l'équation 7.10 est ensuite maximisée de sorte à obtenir les valeurs de ε_i . Une procédure est mise en place afin de retrancher la contamination résiduelle d'autres processus, en utilisant les nombres d'événements situés avant et après cette zone. Ainsi, la détermination de ce bruit de fond est entièrement réalisée à partir des données.

Les électrons issus de désintégrations de bosons Z ont pour la plupart une impulsion transverse inférieure à 100 GeV. Aussi, afin de décrire au mieux la région à haute impulsion transverse, particulièrement importante pour l'analyse présentée dans ce chapitre, une correction est apportée afin de prendre en compte la dépendance en p_T des efficacités ε_i . Elle s'appuie sur la simulation de processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ dans laquelle au moins un quark top se désintègre semi-leptoniquement. La probabilité corrigée à haute impulsion transverse est alors donnée par :

$$\varepsilon(|\eta|, p_T > 100 \text{ GeV}) = \varepsilon(|\eta|, p_T < 100 \text{ GeV}) \times \underbrace{\frac{\varepsilon_{t\bar{t}}(|\eta|, p_T > 100 \text{ GeV})}{\varepsilon_{t\bar{t}}(|\eta|, p_T < 100 \text{ GeV})}}_{\alpha_{t\bar{t}}} \quad (7.11)$$

où le rapport $\alpha_{t\bar{t}}$ est entièrement déterminé dans la simulation de processus $pp \rightarrow t\bar{t}$ et caractérise le rapport entre la probabilité de mauvaise mesure de la charge électrique pour une impulsion donnée et celle dans la région $p_T < 100$ GeV. Par la suite, l'efficacité mesurée dans les données $\varepsilon(|\eta|, p_T < 100 \text{ GeV})$ est corrigée par ce facteur pour tenir compte de la dépendance en impulsion transverse.

Le résultat du calcul des probabilités ε_i est présenté sur la Figure 7.6. Elle montre que la probabilité d'erreur dans la mesure de la charge électrique d'un électron augmente avec $|\eta|$. Cette évolution est attendue car la densité de matériel est également plus importante à grandes valeurs de $|\eta|$, conduisant à une plus grande probabilité de *bremsstrahlung* fort. De plus, dans la région à basse pseudo-rapacité où la quantité de matériel est faible, la mauvaise mesure de la charge des électrons est essentiellement due à la faible courbure des traces. En conséquence, comme le montre la Figure 7.6, la dépendance en p_T est plus importante dans cette région que pour de grandes valeurs de $|\eta|$.

De plus amples détails quant à la détermination de ce bruit de fond peuvent être trouvés dans [181].

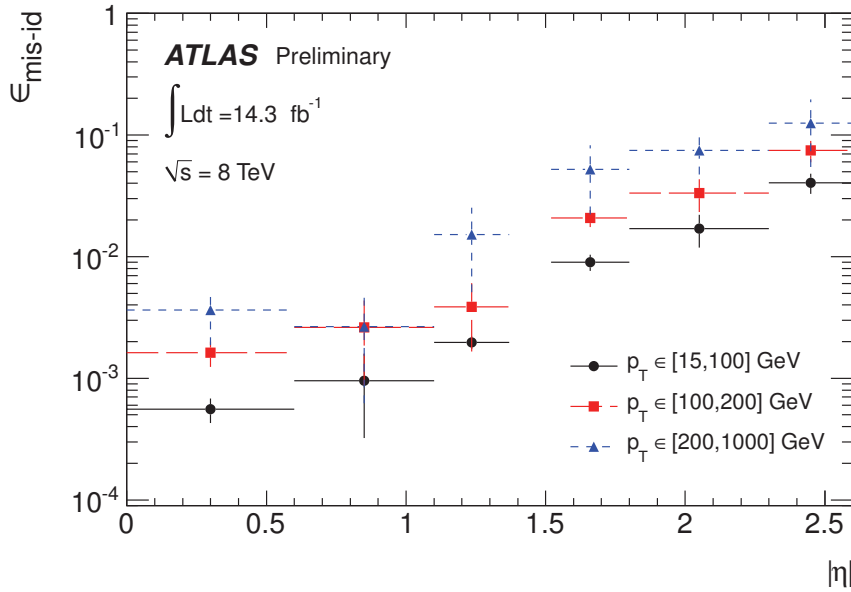


FIGURE 7.6 – Évolution des probabilités ε_i à l'issue de la procédure décrite dans le paragraphe 7.4.2 en fonction de $|\eta|$ et pour différentes régions de p_T de l'électron.

7.4.3 Superposition entre bruits de fond extraits des données

Le *bremsstrahlung* fort (ou trident) peut être à l'origine des deux bruits de fond présentés dans ce paragraphe : un événement peut appartenir à la fois aux deux bruits de fond, conduisant à un potentiel double-comptage. Pour éviter cela, les probabilités ε_i sont mesurées après avoir soustrait, dans la région du pic de masse du boson Z la composante due à des leptons non-prompts, estimée par la méthode de la matrice. La correction apportée porte notamment sur les électrons de basse impulsion transverse, plus sensibles au *bremsstrahlung* et peut être de 50 % pour les électrons avec un $p_T < 50$ GeV. Pour les électrons de haute impulsion transverse (100 GeV et plus), la correction a un impact inférieur à 1 %.

7.5 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'incertitudes systématiques sont prises en compte, afférentes aux **objets** (électrons, muons, jets), ou aux **échantillons Monte Carlo** utilisés.

7.5.1 Incertitudes systématiques liées à la définition et à l'étalonnage des objets

Les électrons Comme cela fut présenté dans le Chapitre 5, l'échelle et la résolution en énergie des électrons sont corrigés dans la simulation afin de reproduire le plus précisément possible les résultats observés dans les données. Des variations de ces facteurs sont appliquées à partir de leurs incertitudes associées et l'analyse est reproduite avec les nouveaux objets. Leur effet, tant sur le signal que sur les bruits de fond est inférieur à 1%.

De plus, les efficacités de reconstruction et d'identification, mais aussi l'efficacité du système de déclenchement sont corrigées dans la simulation. Leurs incertitudes conduisent à une variation du nombre d'événements attendu de l'ordre de 1 %.

Les muons De même que pour les électrons, les corrections en énergies et en efficacités sur les muons sont variées conduisant au maximum à une variation de 3% du nombre d'événements attendus.

Les jets Quatre types d'incertitudes sont liées aux jets dans l'analyse. L'étalonnage en énergie des jets, appelé JES (voir le Chapitre 5) dont l'effet de l'incertitude sur le nombre d'événements attendus est de l'ordre de 6 %. La résolution en énergie des jets (JER) est également variée. L'effet observé est inférieur à 1 %. Enfin, l'efficacité de reconstruction des jets est modélisée par le rejet aléatoire d'un jet, son effet étant marginal dans l'analyse (inférieur au pourcent).

Les facteurs d'échelles liés aux efficacités d'identification des jets provenant de hadrons beaux sont également variés dans leurs incertitudes en trois composantes définies selon la vérité Monte Carlo : pour les jets provenant de quarks b , ceux provenant de quarks c , et ceux provenant de saveurs légères ou de désintégrations hadroniques de leptons τ . La variation de ces facteurs correctifs conduit à une modification du nombre d'événements observés d'environ 10 %.

7.5.2 Incertitudes liées aux échantillons Monte Carlo

Luminosité La luminosité à laquelle les bruits de fond sont normalisés est mesurée dans l'expérience ATLAS avec une précision de 3.6 % [182]. Cette précision est alors propagée à l'ensemble des échantillons simulés utilisés (signal et bruit de fond).

Sections efficaces théoriques des bruits de fond Monte Carlo La Table 7.4 résume les incertitudes systématiques prises en compte pour la normalisation des bruits de fond modélisés par la simulation Monte Carlo. En particulier, pour les bruits de fond $t\bar{t}WW$ et $W^\pm W^\pm jj$, l'incertitude est obtenue à l'aide de MADGRAPH5 en faisant varier les échelles de factorisation et renormalisation. L'effet maximal observé est alors considéré comme incertitude systématique.

Bruit de fond	Incertainude	Référence
$t\bar{t}W/Z$	-30% +30%	[98] et [180]
$t\bar{t}WW$	-26% +38%	estimées avec MADGRAPH5 (variations d'échelles)
WZ/ZZ	-30 % 30 %	[183]
$W^\pm W^\pm jj$	-25% +25%	estimées avec MADGRAPH5 (variations d'échelles)

TABLE 7.4 – Incertitudes systématiques sur la normalisation des bruits de fond issus de la simulation Monte Carlo, correspondant à l'incertitude sur leur section efficace.

Simulation du détecteur Quelques échantillons de signal et de bruits de fond furent simulés par les moyens de ATLFASII et d'autres avec GEANT4. À l'issue de l'analyse la différence entre les nombres d'événements obtenus dans les deux configurations est au maximum de 15 %. Cette différence est prise comme incertitude systématique pour les échantillons simulés avec ATLFASII.

7.5.3 Incertitudes liées bruits de fond extraits des données

Incertainude sur le bruit de fond dû aux leptons mal reconstruits L'accord entre les données et les prédictions dans une région de contrôle enrichie en leptons non-prompts conduit à l'établissement d'une incertitude systématique constante de 30 %. Cette incertitude permet également de prendre

en compte les approximations relatives à l'indépendance des efficacités en fonction du système de déclenchement pour les électrons.

Incertitude sur le bruit de fond dû à l'erreur sur la charge des électrons L'incertitude globale sur ce bruit de fond est une combinaison de plusieurs sources d'incertitudes sur la méthode d'extraction elle-même, ainsi que sur la correction apportée afin de modéliser la dépendance en impulsion transverse des électrons. Cette incertitude est alors évaluée en environ 30 %. Le détail de la détermination de ces incertitudes est donné dans la Référence [181].

7.6 Présélection des événements

Une présélection est appliquée sur tous les événements et permet de définir la région de signal et diverses régions de contrôle. Le lot présélectionné est divisé en trois canaux dileptoniques : ee , $e\mu$ et $\mu\mu$.

1. Le **système de déclenchement** doit sélectionner l'événement :
 - Pour le canal ee , au moins un des systèmes spécifiques aux électrons est utilisé,
 - Pour le canal $\mu\mu$, au moins un des systèmes spécifiques aux muons est utilisé.
 - Pour le canal $e\mu$, au moins un des systèmes de déclenchement électron ou muon sélectionne l'événement.
2. Divers **critères de qualité** sont appliqués :
 - GRL (*Good Run List*), permettant de ne sélectionner que les données de bonne qualité (pendant des collisions stables, tous les sous-détecteurs étant en fonctionnement par exemple ;
 - Suppression d'événements acquis au cours de périodes de défaillance du détecteur (perte de l'information d'un module d'un calorimètre par exemple) ;
 - Suppression d'événements dont au moins un jet est reconstruit dans une zone défectueuse du détecteur
3. Exactement deux leptons porteurs de la même charge électrique :
 - Canal ee : exactement deux électrons de même signe
 - Canal $e\mu$: exactement un électron et un muon de même signe
 - Canal $\mu\mu$: exactement deux muons de même signe
4. Au moins un des leptons sélectionnés doit être **apparié à celui du système de déclenchement**
5. Incompatibilité avec la masse du boson Z ou d'états quarkonia
 - Dans les canaux ee et $\mu\mu$, la masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux leptons doit être supérieure à 15 GeV et $m_{\ell\ell} \notin [81 \text{ GeV}, 101 \text{ GeV}]$, permettant de limiter la contamination en processus $Z \rightarrow \ell\ell$.
6. Au moins un jet de $p_T \geq 25 \text{ GeV}$.

7.7 Validation de la modélisation des bruits de fond

L'objectif de l'analyse est de comparer les résultats prédits par le Modèle Standard aux observations réalisées dans les données. Toute différence significative pourrait être le signe d'un phénomène de Nouvelle Physique.

Des régions de contrôle, dépourvues de contributions significatives du signal recherché, sont utilisées afin de vérifier que les contributions des processus standards sont correctement modélisées. La Figure 7.7 montre les distribution de plusieurs variables cinématiques à l'issue de la présélection dans le canal

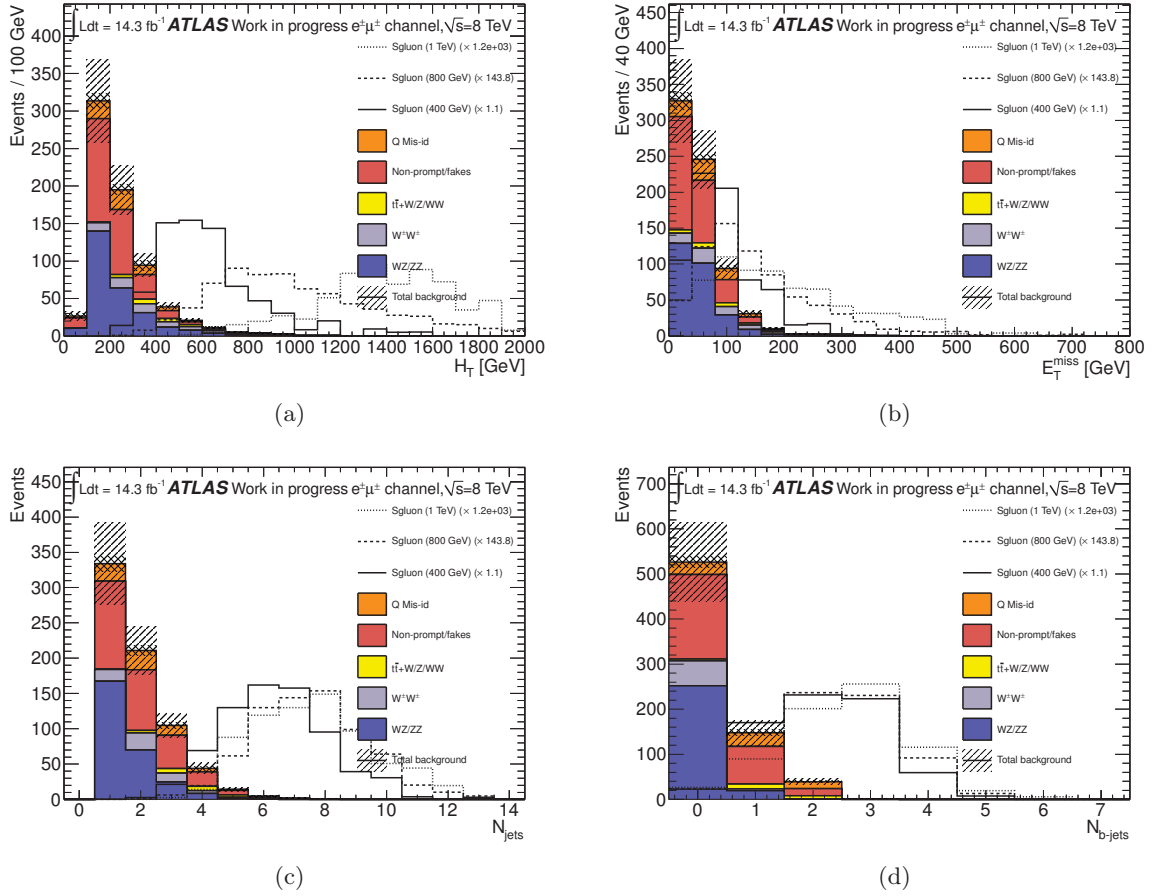


FIGURE 7.7 – Distribution de quatre variables cinématiques à l'issue de la présélection pour le signal et les bruits de fond : (a) H_T , (b) E_T^{miss} , (c) nombre de jets N_j , et (d) nombre de jets étiquetés b . Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond).

$e\mu$ (les autres canaux sont disponibles dans l'Annexe B) : l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}), le nombre de jets (N_{jets}), le nombre de jets étiquetés b (N_{b-jets}) et H_T , définie comme la somme scalaire des impulsions transverse des jets et leptons chargés de l'événement, soit :

$$H_T = \sum_{jets} \|\vec{p}_T\| + \sum_{leptons} \|\vec{p}_T\| \quad (7.12)$$

Ces figures montrent notamment que les distributions de H_T diffèrent entre le signal et le bruit de fond. En particulier, pour $H_T \leq 400$ GeV, le signal est négligeable devant le bruit de fond. Une région de contrôle définie alors par $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ est présentée dans ce manuscrit ³.

Seules les distributions obtenues dans le canal $e\mu$ sont présentées (Figure 7.8). Les distributions analogues, réalisées dans les canaux ee et $\mu\mu$ sont disposées dans l'Annexe C. La Table 7.5 résume les contributions des différents bruits de fond dans tous les canaux. Les figures montrent également la

3. D'autres régions de contrôle, présentant des proportions différentes de tous les bruits de fond, furent définies dans l'analyse ($E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV ou aucun jet étiqueté b par exemple), mais ont été omises dans ce manuscrit par souci de clarté.

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Bruits de fond instrumentaux			
Charge mal identifiée	$365.6 \pm 2.9 \pm 109.7$	$62.3 \pm 0.9 \pm 18.7$	—
Faux/non-prompts	$297.0 \pm 15.9 \pm 89.1$	$257.3 \pm 12.3 \pm 77.2$	$70.7 \pm 10.3 \pm 21.2$
Total	$662.6 \pm 16.2 \pm 141.3$	$319.6 \pm 12.3 \pm 79.4$	$70.7 \pm 10.3 \pm 21.2$
Bruits de fond physiques			
$t\bar{t} + W/Z/WW$	$3.1 \pm 0.2 \pm 0.6$	$11.3 \pm 0.3 \pm 2.0$	$7.1 \pm 0.2 \pm 1.4$
$W^\pm W^\pm$	$9.6 \pm 0.7 \pm 1.7$	$37.4 \pm 1.4 \pm 6.6$	$23.4 \pm 1.1 \pm 4.1$
WZ/ZZ	$96.9 \pm 4.0 \pm 23.2$	$234.7 \pm 5.2 \pm 59.7$	$92.0 \pm 3.1 \pm 24.6$
Total	$109.6 \pm 4.1 \pm 23.2$	$283.4 \pm 5.4 \pm 60.1$	$122.5 \pm 3.3 \pm 25.0$
Total	$772.2 \pm 16.7 \pm 143.2$	$603.0 \pm 13.4 \pm 99.6$	$193.2 \pm 10.8 \pm 32.8$
Données	898	581	185

TABLE 7.5 – Nombres d'événements observés dans la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ et attendus pour les différents processus de bruits de fond. Les bruits de fond sont présentés avec leurs incertitudes statistique puis systématique. Cette dernière correspond uniquement à l'incertitude liée à la normalisation.

signification statistique [184], quantifiant la probabilité d'observer un excès (ou un déficit) donné pour une loi de Poisson après avoir pris en compte les incertitudes statistiques et systématiques.

Cette région permet de contrôler la modélisation des bruits de fond issus des leptons non-prompts et dibosons (WZ/ZZ). Dans l'ensemble des canaux leptoniques, les observations dans les données sont en accord avec les prédictions après avoir pris en compte les incertitudes statistiques et systématiques.

7.8 Sélection des événements

7.8.1 Problématique

Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond à l'issue de la présélection présentée dans le paragraphe 7.6 sont donnés dans la Table 7.6 pour les trois canaux leptoniques (ee , $e\mu$ et $\mu\mu$).

Pour des sgluons de haute masse (au delà de 600 GeV), les nombres attendus d'événements de signal sont de plusieurs ordres de grandeurs plus faibles que les nombres d'événements de bruit de fond. Aussi, des critères de sélection doivent être ajoutés afin de discriminer au mieux le signal des bruits de fond. La Figure 7.7 présente plusieurs variables cinématiques discriminantes à l'issue de la présélection, dans le canal $e\mu$. Les variables présentées dans cette figure sont utilisées afin de définir plusieurs critères de sélection.

Du fait du faible nombre d'événements de bruits de fond passant la présélection, il est difficile d'utiliser la forme de distributions pour tester l'existence de sgluons. Pour pallier cette difficulté, l'analyse réalisée prend la forme d'une expérience de comptage à l'issue de laquelle, des nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond sont comparés aux données.

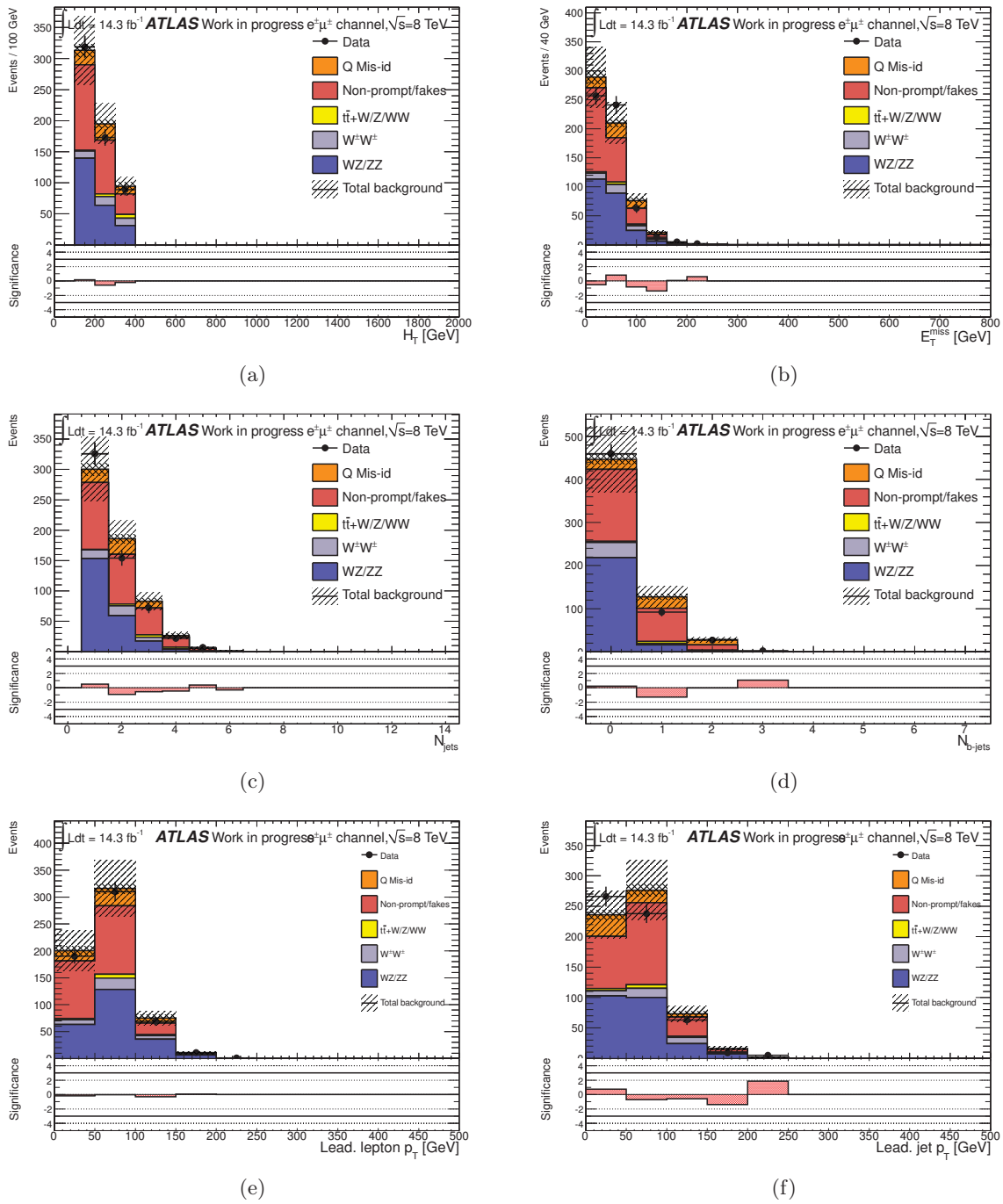


FIGURE 7.8 – Distributions cinématiques dans le canal $e\mu$ et la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$: (a) H_T , (b) l'énergie transverse manquante, (c) le nombre de jets, (d) le nombre de jets étiquetés b , (e) l'impulsion transverse du premier lepton, et (f) l'impulsion transverse du premier jet. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Bruits de fond instrumentaux			
Charge mal identifiée	$428.0 \pm 3.1 \pm 128.4$	$73.9 \pm 1.0 \pm 22.2$	—
Faux/non-prompts	$334.6 \pm 16.8 \pm 100.4$	$286.8 \pm 12.9 \pm 86.0$	$80.4 \pm 10.7 \pm 24.1$
Total	$762.6 \pm 17.1 \pm 163.0$	$360.7 \pm 12.9 \pm 88.8$	$80.4 \pm 10.7 \pm 24.1$
Bruits de fond physiques			
$t\bar{t} + W/Z/WW$	$7.0 \pm 0.2 \pm 1.0$	$22.9 \pm 0.4 \pm 3.4$	$14.2 \pm 0.3 \pm 2.2$
$W^\pm W^\pm$	$16.1 \pm 0.9 \pm 2.9$	$59.1 \pm 1.8 \pm 10.5$	$39.1 \pm 1.4 \pm 6.9$
WZ/ZZ	$112.0 \pm 4.2 \pm 26.8$	$272.9 \pm 5.6 \pm 69.8$	$109.5 \pm 3.4 \pm 29.2$
Total	$135.1 \pm 4.3 \pm 27.0$	$354.9 \pm 5.9 \pm 70.7$	$162.8 \pm 3.7 \pm 30.1$
Total bdf.	$897.7 \pm 17.6 \pm 165.2$	$715.6 \pm 14.2 \pm 113.5$	$243.2 \pm 11.3 \pm 38.6$
Signal			
Sgluon (1 TeV)	0.2 ± 0.0	0.6 ± 0.0	0.5 ± 0.0
Sgluon (800 GeV)	1.4 ± 0.1	5.0 ± 0.2	3.9 ± 0.2
Sgluon (400 GeV)	169.7 ± 23.3	638.5 ± 46.0	360.3 ± 32.5

TABLE 7.6 – Nombres d'événements de signal et de bruits de fond attendus après la présélection. Les bruits de fond sont présentés avec leurs incertitudes statistique puis systématique. Cette dernière correspond uniquement à l'incertitude liée à la normalisation.

7.8.2 Calcul de limites

La présence de sgluons est testée statistiquement à l'aide d'une fonction de vraisemblance \mathcal{L} . Dérivée de la statistique de Poisson, elle est calculée dans deux hypothèses : l'hypothèse bruit de fond seul (notée b dans la suite), et l'hypothèse où le signal s'ajoute au bruit de fond ($s + b$).

Le test statistique choisi est ici le rapport de ces fonctions de vraisemblance, noté LLR (pour *Log-Likelihood Ratio*) et donné [185–187] par :

$$LLR = -2 \log \left[\frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b} \right] \quad (7.13)$$

où,

$$\mathcal{L}_{s+b} = \mathcal{L}(\mu, \{s'_c, b'_{ci}, \eta_j\}) = \prod_c \left(\underbrace{\left[\frac{(\mu s_c + b_c)^{N_c}}{N_c!} e^{-(\mu s_c + b_c)} \right]}_{\text{Statistique de Poisson}} \underbrace{f(s'_c; s_c^{\text{nom}}, \sigma_c^{(s)}) \prod_i f(b'_{ci}; b_{ci}^{\text{nom}}, \sigma_{ci}^{(b)})}_i \right) \underbrace{\prod_j g(\eta_j)}_{\text{Inc. systématiques}} \quad (7.14)$$

et

$$\mathcal{L}_b = \mathcal{L}(\mu = 0) \quad (7.15)$$

Dans cette équation trois termes apparaissent, correspondant respectivement à des **termes de Poisson**, à la **taille finie des échantillons Monte Carlo** et aux **incertitudes systématiques**. Ils sont calculés pour chaque canal c , à l'aide de pseudo-expériences.

Le premier terme, de Poisson, comprend le nombre N_c d'événements observés (données ou pseudo-expériences) et les nombres d'événements de signal et de bruits de fond respectivement égaux à μs_c

et b_c . Ces nombres d'événements diffèrent des nombres d'événements nominaux (s_c^{nom} et b_{ci}^{nom}) car ils prennent en compte de potentielles fluctuations dues aux incertitudes systématiques et à la taille de l'échantillon de données (ou de simulation) :

$$s_c = s'_c \times \left(1 + \sum_j \left[h_{cj}^{\text{synt}}(\eta_j) - 1 \right] \right) \quad (7.16)$$

et

$$b_c = \sum_{i \in \text{bdf}} b_{ci} = \sum_{i \in \text{bdf}} \left[b'_{ci} \times \left(1 + \sum_j \left[h_{cij}^{\text{synt}}(\eta_j) - 1 \right] \right) \right] \quad (7.17)$$

s'_c et b'_{ci} représentent respectivement les nombres d'événements de signal et de bruits de fond **variés pour tenir compte de la taille finie des échantillons utilisés**. Ils sont obtenus après la contrainte gaussienne portée par les fonctions f dont les paramètres sont les nombres d'événements nominaux s_c^{nom} (resp. b_{ci}^{nom}) et les incertitudes statistiques $\sigma_c^{(s)}$ (resp. $\sigma_{ci}^{(b)}$) pour le signal (resp. le bruit de fond).

Les incertitudes systématiques considérées sont présentées dans la Section 7.5. Dans la majorité des cas, elles sont constituées par un couple *Haut/Bas*⁴, notés $h_{cj}^{\text{synt}}(+1)/h_{cj}^{\text{synt}}(-1)$ et conduisant à une variation haute ou basse du nombre d'événements attendus par rapport au nominal. Le programme MCLIMIT [185] permet d'extrapoler les valeurs de h_{cj}^{synt} pour des valeurs de η_j différentes de +1 ou -1, rendant la fonction $h_{cj}^{\text{synt}}(\eta_j)$ continue. Les valeurs de η_j sont tirées selon une loi normale centrée et réduite. Ces variations permettent de **modéliser les variations du nombre d'événements dues aux incertitudes systématiques**.

Les valeurs de LLR sont calculées pour un grand nombre de pseudo-expériences (de l'ordre de 50000) et la méthode CL_s [102] est utilisée. Elle s'appuie sur les distributions du test statistique dans les hypothèses b et $s + b$. On définit notamment deux grandeurs, notées CL_b et CL_{s+b} caractérisant respectivement l'accord entre les données et les deux hypothèses. CL_b (resp. CL_{s+b}) correspond à la fraction de pseudo-expériences générées sous l'hypothèse b (resp. $s + b$) pour lesquelles la valeur du LLR est supérieure à la valeur observée LLR_{obs} :

$$CL_b = P_b(LLR \geq LLR_{\text{obs}}) \quad (7.18)$$

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(LLR \geq LLR_{\text{obs}}) \quad (7.19)$$

Alors, CL_s est défini comme :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (7.20)$$

et est calculé pour plusieurs valeurs de μ , appelée force du signal. Cela permet de tester l'hypothèse $s + b$ pour différentes sections efficaces du signal.

La valeur de μ pour laquelle $CL_s = 0.05$ constitue une limite d'exclusion à 95 % de degré de confiance de l'hypothèse $s + b$.

Du fait du faible nombre d'événements de bruits de fond attendu, le cas de figure où aucun événement d'un processus ne passe la sélection peut se présenter. Dans cette situation, afin de prendre en compte le caractère fini des échantillons simulés, une limite supérieure est posée sur le nombre d'événements attendus. Elle correspond à la limite supérieure à 68 % de degré de confiance de la loi de Poisson [188] (correspondant à une valeur de 1.14), pondérée par le rapport entre la luminosité

4. Certaines incertitudes sont prises comme absolues, c'est-à-dire qu'une seule estimation (*Haut* ou *Bas*) est réalisée. Dans ces cas, les incertitudes sont rendues symétriques.

intégrée de l'échantillon Monte Carlo et la luminosité intégrée des données. Une procédure similaire est mise en place pour les bruits de fond estimés à partir des données, pour lesquels le facteur 1.14 n'est pas pondéré.

7.8.3 Optimisation de la sélection

Dans le cadre de cette analyse, les trois canaux dileptoniques (ee , $e\mu$, $\mu\mu$) sont considérés comme des canaux d'analyse indépendants. Étant orthogonaux, ils peuvent être combinés lors de l'extraction de la limite sur la section efficace de production du sgluon. Il s'agit d'aboutir à une sélection unique à l'issue de laquelle les nombres d'événements de bruit de fond et de signal sont comptés dans chacun des canaux.

Les valeurs minimales et/ou maximales utilisées lors de la sélection sont déterminées lors de la phase d'optimisation de la sélection. Cette dernière s'appuie sur le calcul de limites attendues sur la masse du sgluon, et la limite attendue sur la force du signal à basse masse. Ces deux grandeurs permettent d'estimer respectivement la sensibilité d'ATLAS aux sgluons de haute et de basse masses.

Plusieurs combinaisons des quatre variables de la Figure 7.7 sont testées et les limites haute et basse des valeurs utilisées sont présentées dans la Table 7.7.

Variable	Gamme testée	Pas
H_T	400 - 800 GeV	50 GeV
N_{jets}	2 - 3	1
N_{b-jets}	1 - 3	1
E_T^{miss}	40 - 60 GeV	20 GeV

TABLE 7.7 – Table récapitulative des valeurs testées pour les quatre variables au cours de l'optimisation.

Pour chaque combinaison de valeurs de H_T , E_T^{miss} , N_{b-jets} et N_{jets} , la limite supérieure attendue sur la section efficace de quatre points de masse (400, 600, 800 et 1000 GeV) est calculée en prenant en compte l'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques. La Figure 7.9 montre un exemple de limite attendue pour une sélection donnée. Elle présente également les deux grandeurs utilisées au cours de l'optimisation : la **limite inférieure en masse**, obtenue par l'intersection de la courbe théorique et la courbe représentant la limite attendue ; et la **limite supérieure sur la section efficace à basse masse**.

Ces deux grandeurs peuvent être observées dans les Figures 7.10 et 7.11. La première montre notamment que les requêtes sur le nombre de jets n'affectent que peu la limite en masse sur le sgluon, tandis que celle sur le nombre de jets étiquetés b permet de l'améliorer d'environ 40 GeV pour de faibles valeurs de la sélection sur H_T (400-500 GeV). Quelle que soit la valeur des sélections sur N_{jets} et N_{b-jets} , accroître la valeur de la sélection sur H_T permet d'améliorer la limite inférieure en masse.

La Figure 7.11 montre un comportement similaire en ce qui concerne les multiplicités de jets et de b -jets. Cependant, augmenter le seuil en H_T réduit l'acceptance pour les sgluons de basse masse. En conséquence, pour des valeurs de $H_T \geq 600$ GeV, la limite supérieure en section efficace à basse masse est dégradée.

La combinaison choisie, reflet d'un compromis entre limite en masse et limite sur la section efficace à basse masse, est $N_{jets} \geq 2$, $N_{b-jets} \geq 2$, $H_T \geq 650$ GeV et $E_T^{miss} \geq 40$ GeV.

Elle conduit à la Figure 7.12(a) et à une limite inférieure attendue en masse de $0.83_{-0.03}^{+0.02}$ TeV (les incertitudes portées sur la limite attendue prennent en compte l'incertitude sur la section efficace de

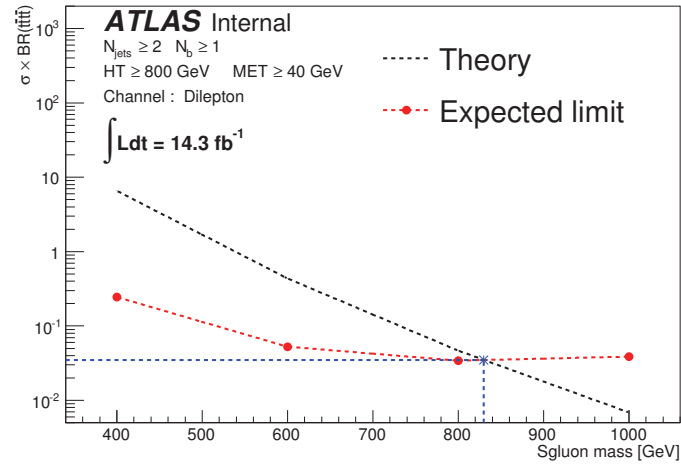


FIGURE 7.9 – Limite supérieure attendue à 95 % de degré de confiance (ligne rouge avec marqueurs) et section efficace théorique (courbe noire) pour une sélection constituée par $H_T \geq 800$ GeV, au moins 2 jets, l'un d'entre eux au moins étant étiqueté b et $E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV. L'intersection entre les deux courbes permet de définir la limite en masse attendue pour le sgluon (ligne bleue).

production du sgluon). Les incertitudes systématiques modifient la limite en masse de moins de 20 GeV (Figures 7.12). La Table 7.8 en reporte les principales sources.

7.9 Résultats

La Table 7.9 montre les nombres d'événements attendus de bruit de fond et de signal à l'issue de la sélection. Ces nombres sont comparés aux observations dans les données qui montrent un bon accord en prenant en compte les incertitudes statistiques et systématiques.

Le canal $e\mu$ présente cependant un léger excès de données en comparaison aux prédictions des bruits de fond. Cet excès, quantifié à 2.1 déviations standards pour ce canal seul, ne représente qu'un écart de moins d'une déviation standard une fois réalisée la combinaison des canaux.

L'absence d'excès significatif est alors interprétée en terme de limite observée sur la masse du sgluon. La Figure 7.13 présente la comparaison entre les limites en masse attendue et observée respectivement égales à $0.83^{+0.02}_{-0.03}$ TeV et $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV.

Conclusions

La recherche de sgluons dans les données de l'expérience ATLAS a été présentée au cours de ce chapitre. Dans un premier temps, le modèle utilisé a été rappelé et justifié puis la méthodologie d'analyse a été introduite, basée sur la recherche générique d'états finals contenant deux leptons de même charge électrique.

L'estimation des bruits de fond, tant physiques (au moyen de simulations Monte Carlo) qu'instrumentaux (grâce à des techniques s'appuyant sur les données réelles enregistrées par le détecteur) a été présentée, puis vérifiée dans une région de contrôle à basses valeurs de H_T , présentant un bon accord entre les prédictions et les observations.

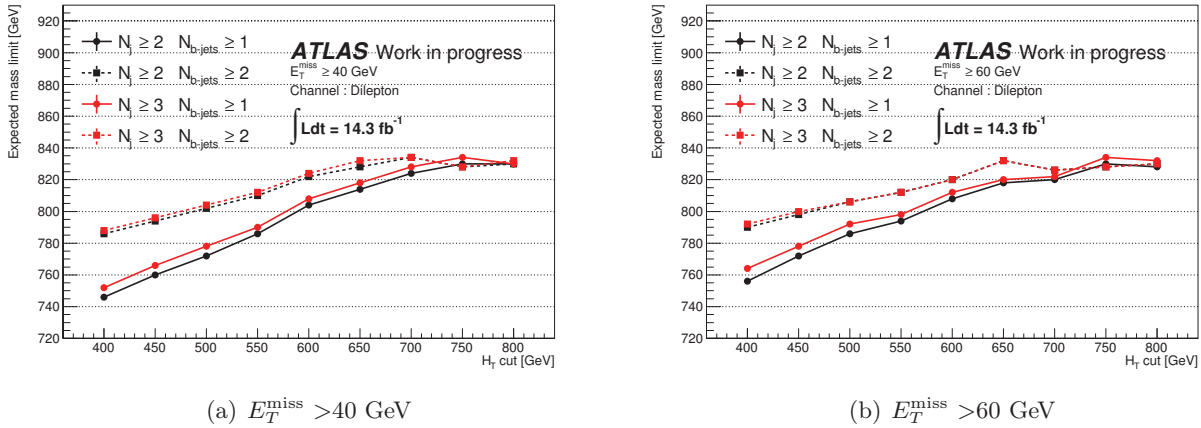


FIGURE 7.10 – Limite inférieure en masse attendue sur la masse du sgluon en fonction de la valeur minimale de H_T pour différents jeu de sélections sur le nombre de jets (étiquetés b ou non) et pour deux valeurs minimales de E_T^{miss} : 40 GeV (a) et 60 GeV (b).

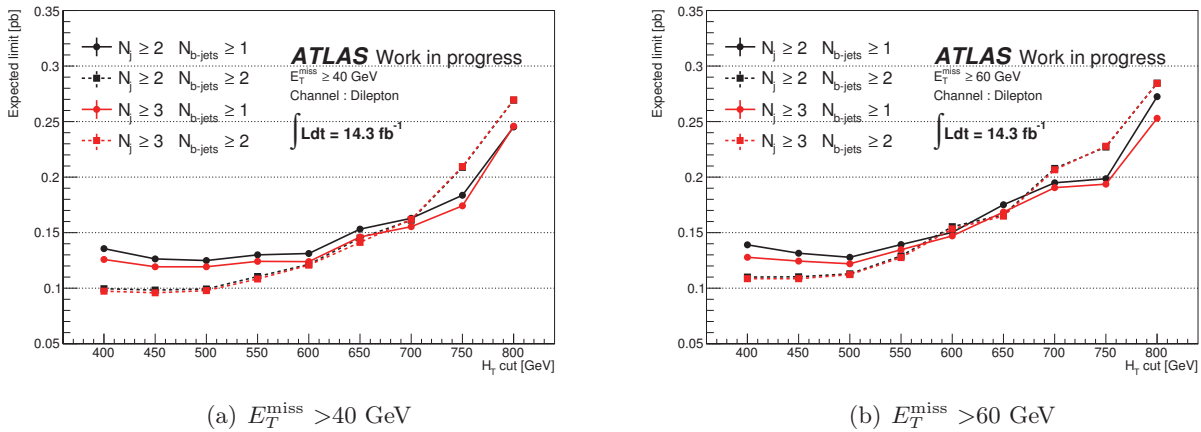


FIGURE 7.11 – Limite inférieure attendue sur la section efficace du sgluon de 400 GeV en fonction de la valeur minimale de H_T pour différents jeu de sélections sur le nombre de (b)jets et pour deux valeurs minimales de E_T^{miss} : 40 GeV (a) et 60 GeV (b).

L'analyse elle-même fut présentée au cours de la Section 7.8 dans laquelle furent étudiées les différentes caractéristiques cinématiques du signal et des bruits de fond, permettant l'optimisation d'une sélection à l'issue de laquelle les prédictions de bruits de fond et de signal ont été comparées. Aucun excès significatif n'a été observé. L'interprétation de cet accord en terme de limite fut réalisée dans la Section 7.9.

Le calcul de cette limite, après l'adjonction des données conduit à une contrainte inférieure sur la masse du sgluon de $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV, soit une gamme en masse de sgluon exclue allant de 0.35 TeV à 0.80 TeV, dans le cadre d'états finals multitops.

Cette étude représentait le premier résultat mondial sur la production de sgluon dans cette topologie et s'appuyait sur un jeu de données partiel (14.3 fb^{-1}). Elle a été reconduite et raffinée avec l'ensemble

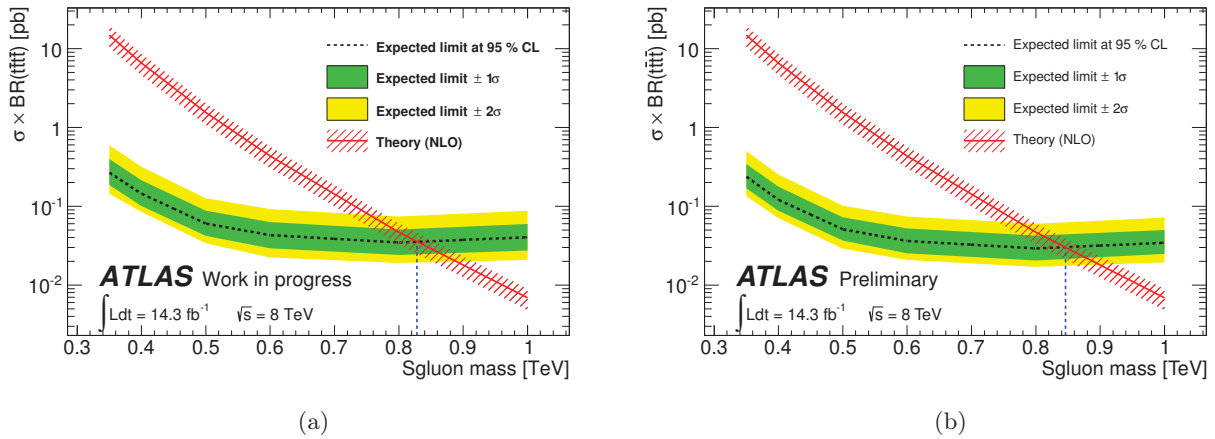


FIGURE 7.12 – Évolution de la limite supérieure attendue sur la section efficace (ligne noire pointillée) et des ses variations (± 1 et $\pm 2\sigma$) en fonction de la masse du sgluon, comparée à la section efficace théorique, pour la sélection choisie dans deux cas. (a) : en prenant en compte toutes les incertitudes systématiques, (b) : avec les incertitudes statistiques seulement. Elles conduisent respectivement à des limites inférieures attendues en masse de 0.83 et 0.84 TeV.

des données enregistrées en 2012. Les améliorations, tant dans les objets physiques utilisés que dans la détermination des bruits de fond ou dans la sélection, font l'objet du Chapitre 8.

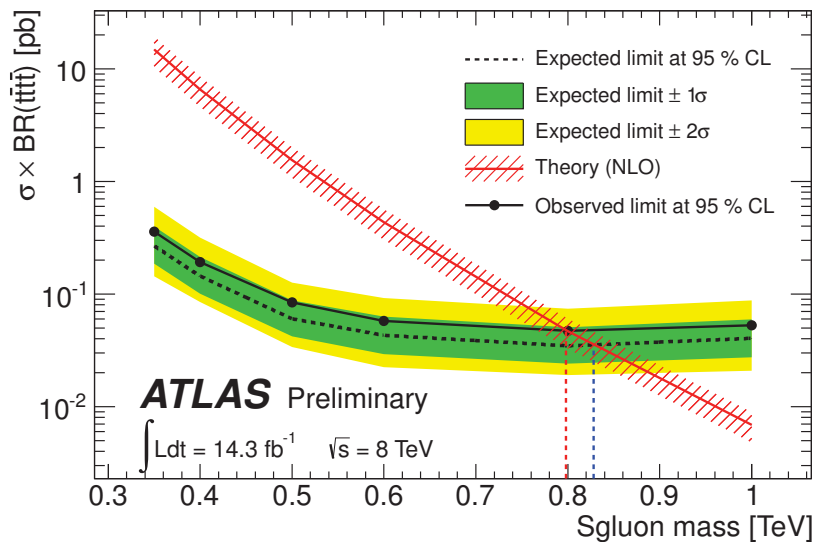


FIGURE 7.13 – Limites supérieures attendue (ligne noire pointillée) et observée (ligne noire pleine) sur la section efficace de production du sgluon en fonction de sa masse. Elles conduisent respectivement à des limites inférieures en masse attendue et observée de $0.83^{+0.02}_{-0.03}$ TeV et $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV.

	Incertitude [%]					
	Sgluon (1 TeV)			Bruits de fond		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Faux/non-prompts	–	–	–	7.2	1.0	–
Charge mal identifiée	–	–	–	6.9	6.2	–
Section efficace	–	–	–	+16.5/-16.5	+22.3/-22.3	+30.0/-30.0
Luminosité	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+2.0/-2.0	+2.7/-2.7	+3.6/-3.6
Étiquetage des b	+4.3/-6.1	+10.5/-12.3	+9.3/-10.3	+10.0/-9.2	+15.1/-12.5	+21.6/-19.9
JES	+1.9/-2.2	+1.1/-1.8	+3.3/-1.4	+6.5/-8.1	+6.4/-6.2	+9.0/-8.1
JER	+2.3/-2.3	+4.6/-4.6	+0.2/-0.2	+1.7/-1.7	+1.4/-1.4	+0.9/-0.9
JVF	+2.6/-3.1	+2.3/-2.8	+2.1/-2.7	+1.0/-1.2	+1.6/-1.7	+2.0/-2.1
Identification des leptons	+4.8/-4.7	+4.4/-4.3	+4.0/-4.0	+2.6/-2.5	+3.3/-3.4	+4.3/-4.1

TABLE 7.8 – Variations (en %) des nombres d'événements de signal (Sgluon 1 TeV) et de bruits de fond induites par les principales sources d'incertitudes systématiques.

	ee		$e\mu$		$\mu\mu$	
Sgluon (1 TeV)	0.13 ± 0.02	$^{+0.02}_{-0.02}$	0.45 ± 0.04	$^{+0.09}_{-0.09}$	0.38 ± 0.03	$^{+0.07}_{-0.07}$
Sgluon (800 GeV)	1.13 ± 0.15	$^{+0.22}_{-0.24}$	4.30 ± 0.39	$^{+0.87}_{-0.87}$	2.75 ± 0.25	$^{+0.51}_{-0.53}$
Sgluon (600 GeV)	7.97 ± 1.17	$^{+1.67}_{-1.66}$	32.87 ± 2.42	$^{+6.84}_{-7.30}$	21.75 ± 2.02	$^{+3.83}_{-3.91}$
Sgluon (400 GeV)	47.35 ± 11.13	$^{+10.76}_{-11.18}$	140.56 ± 20.03	$^{+38.78}_{-31.16}$	107.76 ± 17.66	$^{+33.60}_{-23.75}$
Charge mal identifiée	0.16 ± 0.04	$^{+0.05}_{-0.05}$	0.41 ± 0.07	$^{+0.12}_{-0.12}$	–	–
Non-prompts	0.18 ± 0.17	± 0.05	0.07 ± 0.28	± 0.02	0.00 ± 1.14	± 0.00
WZ/ZZ	0.00 ± 0.11	± 0.00	0.01 ± 0.09	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.00 ± 0.11	± 0.00
$W^\pm W^\pm$	0.00 ± 0.03	± 0.00	0.18 ± 0.16	$^{+0.07}_{-0.07}$	0.00 ± 0.03	± 0.00
$t\bar{t} + W$	0.31 ± 0.04	$^{+0.12}_{-0.12}$	0.93 ± 0.06	$^{+0.35}_{-0.35}$	0.65 ± 0.06	$^{+0.25}_{-0.24}$
$t\bar{t} + Z$	0.09 ± 0.02	$^{+0.03}_{-0.04}$	0.34 ± 0.04	$^{+0.14}_{-0.13}$	0.14 ± 0.02	$^{+0.06}_{-0.06}$
$t\bar{t} + WW$	0.01 ± 0.00	$^{+0.01}_{-0.00}$	0.04 ± 0.00	$^{+0.02}_{-0.01}$	0.02 ± 0.00	$^{+0.01}_{-0.01}$
Total bdf.	0.75 ± 0.21	$^{+0.15}_{-0.16}$	1.98 ± 0.36	$^{+0.46}_{-0.45}$	0.82 ± 1.15	$^{+0.28}_{-0.27}$
Données	1		6		1	

TABLE 7.9 – Nombres d'événements de signal et de bruits de fond attendus à l'issue de la sélection détaillée dans la Section 7.8 pour chaque canal. Ces attentes sont comparées aux observations dans les données. Les incertitudes fournies pour les bruits de fond et le signal représentent l'incertitude statistique puis les incertitudes systématiques.

8

Recherche du sgluon dans les états finals à quatre quarks top : extension et améliorations de l'analyse

Sommaire

Introduction	165
8.1 Redéfinition des objets physiques	166
8.1.1 Problématique	166
8.1.2 Électrons	167
8.1.3 Muons	168
8.2 Extension de l'analyse aux événements contenant plus de deux leptons . . .	170
8.3 Raffinement de l'estimation des bruits de fond	170
8.3.1 Problématique	170
8.3.2 Bruits de fond physiques	170
8.3.3 Leptons mal reconstruits, non-prompts	171
8.3.3.1 Prise en compte du système de déclenchement	171
8.3.3.2 Événements dileptoniques avec un lepton « anti- <i>Tight</i> »	173
8.3.3.3 Méthode de la matrice pour les événements trileptoniques	174
8.4 Présélection des événements	174
8.5 Incertitudes systématiques	175
8.6 Modélisation des bruits de fond	176
8.6.1 Région de contrôle dileptonique	176
8.6.2 Région de contrôle trileptonique	177
8.7 Redéfinition de la région de signal	181
8.7.1 Généralités	181
8.7.2 Optimisation de la sélection	183
8.8 Résultats	187
Conclusions et perspectives	190

Introduction

Le Chapitre 7 présentait la première recherche de sgluons dans ATLAS dans la topologie à quatre quarks top avec un échantillon partiel de données. Cette première analyse conduisait à une limite inférieure observée sur la masse du sgluon de $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV.

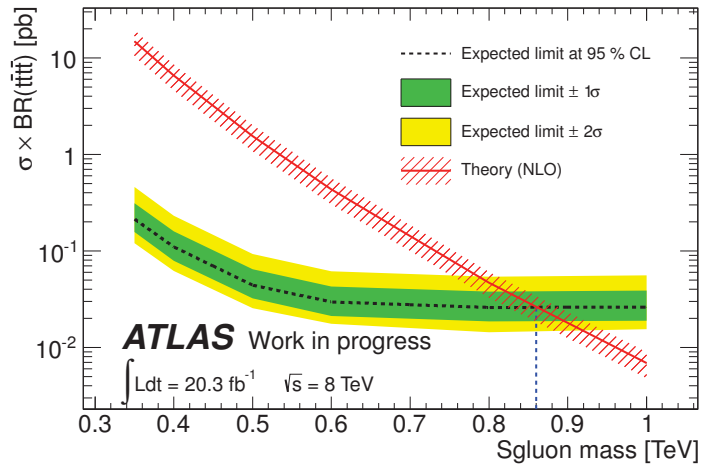


FIGURE 8.1 – Limite attendue sur la section efficace de production du sgluon en fonction de sa masse en considérant l'ensemble des données enregistrées en 2012. L'amplitude relative des incertitudes systématiques est identique à celle du Chapitre 7.

L'étude a été reproduite avec l'intégralité des données enregistrées en 2012 par le détecteur ATLAS, représentant une luminosité intégrée de 20.3 fb^{-1} .

Cette nouvelle analyse est une opportunité pour accroître la sensibilité à un signal de sgluon par le raffinement des définitions des objets physiques, mais aussi des régions de signal. Pour référence, en reproduisant à l'identique l'analyse du Chapitre 7 avec l'ensemble des données enregistrées en 2012, la limite attendue sur la masse du sgluon (Figure 8.1) serait de $0.86^{+0.02}_{-0.03} \text{ TeV}$, soit une amélioration de 30 GeV par rapport à la limite attendue du chapitre précédent.

Dans un premier temps, les améliorations de la définition des objets physiques sont présentées (Section 8.1), et l'analyse généralisée aux événements contenant plus de deux leptons (Section 8.2). L'estimation des bruits de fond, tant physiques qu'instrumentaux est décrite dans la Section 8.3 ainsi que la prise en compte de nouvelles incertitudes systématiques liées aux objets et aux échantillons utilisés (Section 8.5). La région de signal elle-même est redéfinie (Section 8.7) permettant d'améliorer la sensibilité de la recherche de sgluons dans le canal multileptonique.

8.1 Redéfinition des objets physiques

La définition des objets physiques a été modifiée d'une part afin de s'adapter aux nouvelles recommandations d'ATLAS, notamment pour les jets, et d'autre part pour accroître l'acceptance pour les signaux de sgluons de haute masse. Dans ce chapitre, l'étalonnage des jets utilise la notion d'*aire active* (Section 5.2.4) et de fait, la sélection sur la variable JVF ne s'applique plus que sur les jets de $p_T < 50 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.4$.

8.1.1 Problématique

L'efficacité de sélection est définie comme la fraction d'événements générés vérifiant un ensemble de critères donnés. La Table 8.1 donne les efficacités de sélection pour les échantillons simulés de sgluons pour différentes masses et pour la sélection utilisée dans le Chapitre 7 ($N_{jets} \geq 2$, $N_{b-jets} \geq 2$,

$H_T \geq 650$ GeV et $E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV).

	Efficacité de sélection [%]		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Sgluon (400 GeV)	$(39 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(163 \pm 8) \cdot 10^{-3}$	$(112 \pm 7) \cdot 10^{-3}$
Sgluon (600 GeV)	0.118 ± 0.015	0.511 ± 0.032	0.369 ± 0.027
Sgluon (800 GeV)	0.159 ± 0.018	0.583 ± 0.034	0.385 ± 0.028
Sgluon (1 TeV)	0.124 ± 0.016	0.472 ± 0.031	0.458 ± 0.030

TABLE 8.1 – Efficacités de sélection pour différents points de masse du sgluon à l’issue de la sélection du Chapitre 7 dans chacun des trois canaux d’analyse. Les incertitudes sont calculées au moyen d’une loi binomiale.

Plusieurs phénomènes expliquent les variations des efficacités données dans la Table 8.1 ainsi que les différences entre canaux.

Quel que soit le canal dileptonique, les efficacités de sélection augmentent avec la masse du sgluon. Cette évolution est due aux sélections cinématiques appliquées sur les objets (seuil en impulsion transverse), ou sur les événements ($H_T \geq 650$ GeV). De fait, les événements impliquant des sgluons de basse masse sont davantage affectés par de telles sélections. Le gain est en particulier notable de 400 à 600 GeV. La condition appliquée sur la variable H_T sera modifiée afin de corriger cet effet au cours de la Section 8.7.

Au delà de 600 GeV, les leptons tendent à se rapprocher des jets du fait de l’impulsion acquise par le quark top dont ils sont issus. Cette proximité peut conduire à la perte du lepton du fait de l’isolation ou du critère de suppression des objets superposés. Ce dernier s’appuie sur la distance ΔR entre le lepton et le jet le plus proche, qui tend à devenir faible pour de grandes masses de sgluon (Figure 8.2). La valeur seuil étant à l’origine fixée à $\Delta R = 0.4$, elle sera modifiée dans la Section 8.1.3.

Cet effet est d’autant plus visible dans le cas des électrons où le schéma d’isolation utilisé est basé sur un cône fixe. La mini-isolation utilisée pour les muons permet en effet une plus grande acceptation pour des leptons de haut p_T . Le changement d’isolation pour les électrons sera étudié dans la Section 8.1.2.

8.1.2 Électrons

La mini-isolation est appliquée sur les électrons, et la Table 8.2 présente les efficacités de sélection correspondantes.

	Efficacité de sélection [%]		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Sgluon (400 GeV)	$(96 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	$(226.3 \pm 9.5) \cdot 10^{-3}$	$(112 \pm 7) \cdot 10^{-3}$
Sgluon (600 GeV)	0.267 ± 0.023	0.74 ± 0.04	0.369 ± 0.027
Sgluon (800 GeV)	0.428 ± 0.029	0.89 ± 0.04	0.385 ± 0.028
Sgluon (1 TeV)	0.358 ± 0.027	0.76 ± 0.04	0.458 ± 0.030

TABLE 8.2 – Efficacités de sélection pour différents points de masse du sgluon à l’issue de la sélection du Chapitre 7 en utilisant la mini-isolation pour les électrons dans chacun des trois canaux d’analyse.

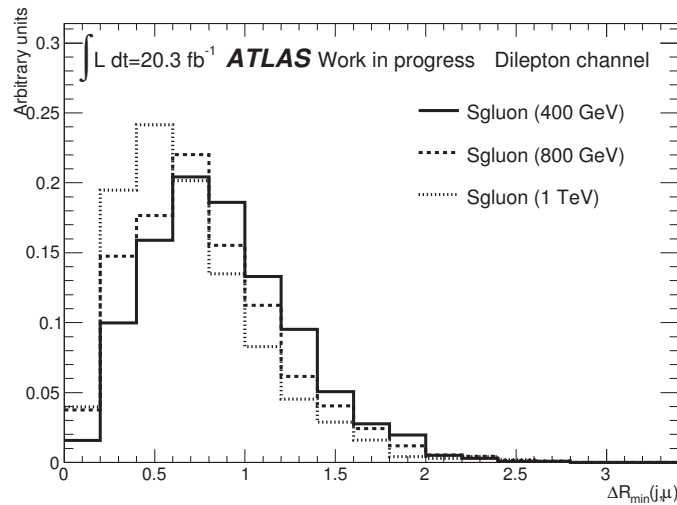


FIGURE 8.2 – Distribution de la valeur minimale de la distance ΔR entre un muon et les jets de l'événement après avoir relâché le paramètre de suppression des objets superposés.

L'utilisation de la mini-isolation conduit à une amélioration de près d'un facteur 3 de l'acceptance sur le signal dans le canal ee (et de plus de 60 % dans le canal $e\mu$) pour de hautes masses de sgluons.

8.1.3 Muons

L'isolation des muons demeure basée sur le schéma de mini-isolation. Il est alors possible de modifier le paramètre ΔR lors de la suppression de la superposition des objets. Pour les muons, la sélection testée montre une dépendance en fonction de l'impulsion transverse du muon, autorisant des jets plus proches pour de grandes impulsions transverse :

$$\Delta R(\mu, \text{jet}) = 0.04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T(\text{muon})} \quad (8.1)$$

Les valeurs 0.04 et 10 GeV ont été optimisées pour rejeter les faux leptons prompts et pour sélectionner les muons issus de désintégrations semi-leptoniques de quarks top. Les efficacités de sélection dans tous les canaux sont données dans la Table 8.3 et montrent une augmentation de l'efficacité de sélection de près de 50 % pour un sgluon de haute masse.

	Efficacité de sélection [%]		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Sgluon (400 GeV)	$(92 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	0.270 ± 0.010	$(155 \pm 8) \cdot 10^{-3}$
Sgluon (600 GeV)	0.261 ± 0.023	0.84 ± 0.04	0.490 ± 0.031
Sgluon (800 GeV)	0.414 ± 0.029	1.08 ± 0.05	0.554 ± 0.033
Sgluon (1 TeV)	0.352 ± 0.026	0.97 ± 0.04	0.68 ± 0.04

TABLE 8.3 – Efficacités de sélection pour différents points de masse du sgluon à l'issue de la sélection du Chapitre 7 en utilisant la mini-isolation pour les électrons et le paramètre $\Delta R(\mu, \text{jet})$ défini d'après l'équation 8.1.

Néanmoins, cette sélection peut engendrer une contamination plus importante en leptons issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux. Aussi, afin de compenser cet effet, une condition supplémentaire est imposée quant au rapport entre le paramètre d'impact transverse du muon et son incertitude, noté $|d_0^{\text{sig}}|$. La Figure 8.3 montre la distribution de cette variable pour des muons provenant de désintégrations de bosons W (*Prompt leptons*) et de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux (*Non-prompt leptons*) dans la simulation Monte Carlo du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$. Elle montre que les valeurs de $|d_0^{\text{sig}}|$ sont plus grandes pour les muons issus de désintégrations de hadrons beaux que pour les muons prompts du fait du temps de vol de ces hadrons. Il est demandé que $|d_0^{\text{sig}}| \leq 3$.

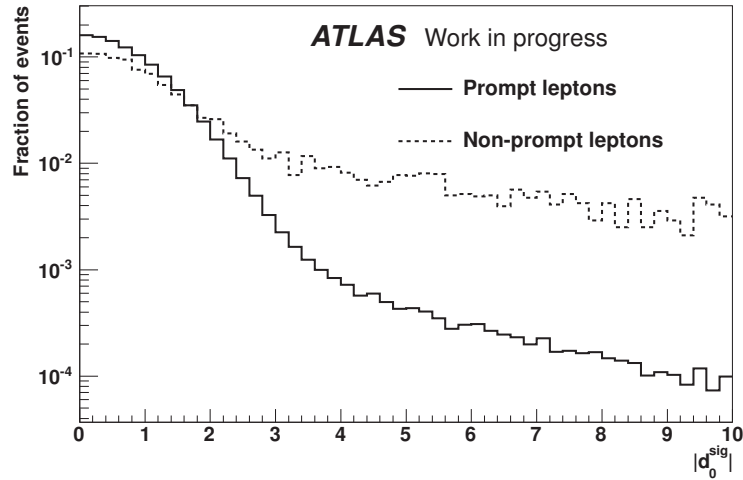


FIGURE 8.3 – Distribution de la variable $|d_0^{\text{sig}}|$ pour des muons prompts et non-prompts dans la simulation Monte Carlo de processus $pp \rightarrow t\bar{t}$.

Les efficacités de sélection du signal avec la nouvelle définition des leptons sont alors résumées dans la Table 8.4, et montrent une augmentation d'un facteur 3 pour le canal ee , 2.1 pour le canal $e\mu$ et 1.4 pour le canal $\mu\mu$ par rapport Chapitre 7.

	Efficacité de sélection [%]		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Sgluon (400 GeV)	$(92 \pm 6) \cdot 10^{-3}$	0.266 ± 0.010	$(150 \pm 8) \cdot 10^{-3}$
Sgluon (600 GeV)	0.264 ± 0.023	0.82 ± 0.04	0.480 ± 0.031
Sgluon (800 GeV)	0.414 ± 0.029	1.06 ± 0.05	0.530 ± 0.032
Sgluon (1 TeV)	0.358 ± 0.027	0.97 ± 0.04	0.65 ± 0.04

TABLE 8.4 – Efficacités de sélection pour différents points de masse du sgluon à l'issue de la sélection du Chapitre 7 en utilisant les nouvelles définitions des leptons.

8.2 Extension de l'analyse aux événements contenant plus de deux leptons

L'analyse présentée dans le chapitre précédent se limitait à des états finals contenant exactement deux leptons porteurs de la même charge électrique. Cette nouvelle analyse généralise la sélection en autorisant un troisième lepton, qu'il appartienne ou non à la catégorie *Tight* (Section 7.4.1). On définit alors :

- les **événements dileptoniques** : parmi les trois leptons de plus haute impulsion transverse, exactement deux appartiennent à la catégorie *Tight* (Section 7.4) ;
- les **événements trileptoniques** : les trois leptons de plus haute impulsion transverse appartiennent à la catégorie *Tight*.

Ainsi, les événements dileptoniques peuvent eux-mêmes être scindés en deux catégories :

- ceux contenant **exactement deux leptons** : il s'agit de la configuration présentée dans le Chapitre 7 ;
- ceux contenant, parmi les trois leptons de plus haute impulsion transverse deux leptons de la catégorie *Tight* et un troisième appartenant à la catégorie *Loose*, mais pas à la *Tight* (on parle de lepton « anti-*Tight* »).

8.3 Raffinement de l'estimation des bruits de fond

8.3.1 Problématique

Au cours du Chapitre 7, les principales composantes de bruits de fond physiques étaient prises en compte et modélisées *via* la simulation Monte Carlo. Dans cette version de l'analyse, afin de compléter l'inventaire des processus physiques présents dans la région de signal, de nouveaux processus sont ajoutés (Section 8.3.2). Leur contribution est cependant marginale.

La prise en compte d'événements présentant trois leptons nécessite une modification de la méthode d'estimation des bruits de fond et en particulier pour celui lié aux faux leptons prompts. Cette dernière évolue également dans sa prise en compte des *triggers*. Les efficacités r et f sont dorénavant calculées pour chaque type de *trigger* pour les muons et les électrons, et prennent en compte les modifications des définitions des objets présentées au cours de la Section 8.1.

8.3.2 Bruits de fond physiques

L'ensemble des processus décrits dans le chapitre précédent reste utilisé dans cette version de l'analyse. Les nouveaux processus pris en compte sont décrits ci-dessous.

Production associée d'une paire $t\bar{t}$ et d'un boson de Higgs Générés au LO par PYTHIA8 [145], le poids des événements $t\bar{t}H$ est ensuite corrigé afin de prendre en compte les contributions au NLO [189]. Un diagramme de Feynman de ce processus est présenté dans la Figure 8.4(a).

Production associée d'un boson de jauge et d'un boson de Higgs Les processus VH , dans lesquels $V = W, Z$ (Figure 8.4(b)) sont produits avec PYTHIA8. Les événements sont pondérés au NLO d'après la Référence [189].

Production de deux bosons de jauge En sus des processus WZ , ZZ et $W^\pm W^\pm$, la production de $W^\pm W^\pm$ peut se présenter dans le cas d'une double interaction partonique (DPI) [139], c'est-à-dire l'interaction simultanée de deux partons des protons initiaux conduisant à la production de deux événements W +jets. Ce dernier cas de figure est simulé au moyen de PYTHIA8. Les sections efficaces de ce processus physique pour les événements WZ et ZZ sont respectivement de l'ordre de 10^{-1} et 10^{-2} fb. Ces contributions seront négligées par la suite.

Production de trois bosons de jauge La dernière source de bruit de fond physique considérée au cours de l'analyse est la production de trois bosons de jauge (Figure 8.4(c)), simulée par les moyens de MADGRAPH5 et PYTHIA6 pour la génération de l'élément de matrice et des processus d'hadronisation respectivement. Les bosons Z et W sont contraints à se désintégrer leptoniquement.

L'ensemble des échantillons Monte Carlo utilisés sont rappelés dans la Table 8.5.

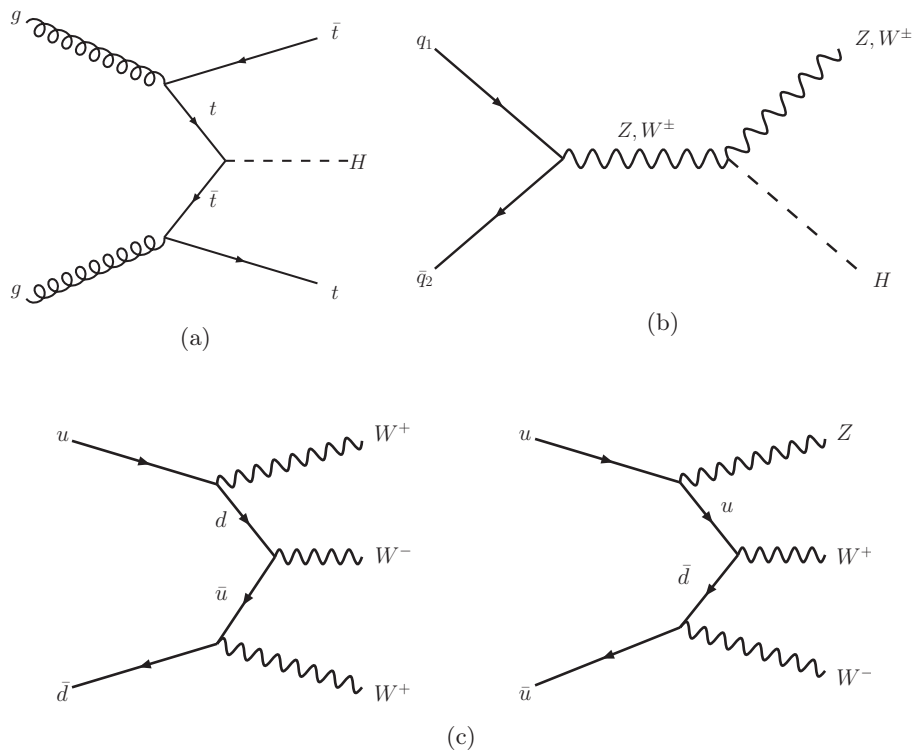


FIGURE 8.4 – Diagrammes de Feynman de (a) la production associée d'une paire $t\bar{t}$ et d'un boson de Higgs, (b) la production associée d'un boson de Higgs et d'un boson de jauge et (c) la production de trois bosons de jauge.

8.3.3 Leptons mal reconstruits, non-prompts

La méthode utilisée est la méthode de la matrice, présentée dans le Chapitre 7. Deux améliorations importantes sont réalisées par rapport à cette présentation : la prise en compte du système de déclenchement, ainsi que la généralisation de la méthode pour les événements trileptoniques.

Processus	Générateur	PDF	σ [pb]	K_{NLO}	\mathcal{L} [fb ⁻¹]	Simulation détecteur
<i>t\bar{t} + W</i>						
<i>t\bar{t} + W</i> (exclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.104	1.17	3284	GEANT4
<i>t\bar{t} + W + j</i> (exclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.053	1.17	6404	GEANT4
<i>t\bar{t} + W + jj</i> (inclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.041	1.17	8237	GEANT4
<i>t\bar{t} + Z</i>						
<i>t\bar{t} + Z</i> (exclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.068	1.35	4377	GEANT4
<i>t\bar{t} + Z + j</i> (exclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.045	1.35	6532	GEANT4
<i>t\bar{t} + Z + jj</i> (inclusif)	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.040	1.35	7446	GEANT4
<i>t\bar{t} + WW</i>						
<i>t\bar{t} + W⁺W⁻</i>	MG+PYTHIA	MSTW2008	0.0022	1	91730	ATLFASTII
<i>t\bar{t} + H</i>						
avec <i>H</i> → <i>W[±]W[±]</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.0195	1.43	7014	GEANT4
avec <i>H</i> → <i>τ⁺τ⁻</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.0029	1.30	8051	GEANT4
<i>WH</i>						
avec <i>H</i> → <i>W⁺W⁻ → lνqq</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.053	1.25	301	GEANT4
avec <i>H</i> → <i>W⁺W⁻ → lνlν</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.012	1.32	1213	GEANT4
avec <i>H</i> → <i>τ⁺τ⁻ → lh</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.018	1.18	24060	GEANT4
<i>ZH</i>						
avec <i>H</i> → <i>W⁺W⁻ → lνqq</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.028	1.38	5623	GEANT4
avec <i>H</i> → <i>W⁺W⁻ → lνlν</i>	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.0068	1.43	2058	GEANT4
<i>WZ/ZZ</i>						
<i>WZ</i> → <i>lllν</i> EWK	SHERPA	CT10	0.082	0.89	6809	GEANT4
<i>WZ</i> → <i>lllν</i> QCD	SHERPA	CT10	2.34	1.27	672	GEANT4
<i>ZZ</i> → <i>llll</i> EWK	SHERPA	CT10	0.0069	1	27120	GEANT4
<i>ZZ</i> → <i>llll</i> QCD	SHERPA	CT10	8.73	1.11	186	GEANT4
<i>W[±]W[±]</i>						
<i>W[±]W[±] → lνlν</i> EWK	SHERPA	CT10	0.028	0.84	4332	GEANT4
<i>W[±]W[±] → lνlν</i> QCD	SHERPA	CT10	0.016	1.04	6007	GEANT4
DPI <i>W</i> + jets	PYTHIA8	CTEQ6L1	0.0019	1	10310	GEANT4
Tribosons						
<i>WWW</i> *	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.0051	1	9811	GEANT4
<i>ZWW</i> *	MG+PYTHIA	CTEQ6L1	0.0016	1	32160	GEANT4

TABLE 8.5 – Processus considérés comme bruits de fond physiques au cours de l'analyse. Sont présentés, pour chaque processus, la chaîne de simulation (avec MG représentant MADGRAPH5), la PDF utilisée, la section efficace (σ), le facteur appliqué pour tenir compte des effets NLO (K_{NLO}), la luminosité intégrée (\mathcal{L}) ainsi que le mode de simulation du détecteur. Les sections efficaces et facteurs correctifs sont calculés pour des collisions *pp* à une énergie dans le référentiel du centre de masse de 8 TeV. La mention « EWK » indique que seuls des vertex électrofaibles sont pris en compte, tandis que les échantillons de type « QCD » autorisent des vertex QCD.

8.3.3.1 Prise en compte du système de déclenchement

Dans le chapitre précédent, le biais introduit par une isolation au niveau du système de déclenchement était propagé à la définition de l'ensemble \mathbb{L} , engendrant une diminution du nombre d'événements qu'il contenait. Dans cette version de l'analyse, ce biais est pris en compte par l'extraction d'efficacités r et f pour trois types de système de déclenchement, pour les électrons et pour les muons :

- pour le *trigger* de basse impulsion transverse **isolé** (EF_e24vhi_medium1 pour les électrons et EF_mu24i_tight pour les muons) ;
- pour le *trigger* de basse impulsion transverse **non-isolé** (EF_e24vh_medium1 pour les électrons et EF_mu24_tight pour les muons) ;
- pour le *trigger* de haute impulsion transverse **non-isolé** (EF_e60_medium1 pour les électrons et EF_mu36_tight pour les muons) ;

Les *triggers* de basse impulsion transverse non-isolés (EF_e24vh_medium1 et EF_mu24_tight) sont utilisés uniquement pour la mesure des efficacités r et f sans biais sur l'isolation des leptons. Il ne sont pas utilisés dans la sélection de l'analyse car, du fait de l'absence de condition sur l'isolation, ils peuvent sélectionner un trop grand nombre d'événements, si bien que seul un événement sur dix est accepté.

Pour les électrons, les efficacités sont paramétrées en fonction de trois variables : la pseudo-rapacité de l'électron, sa distance ΔR avec le jet le plus proche et l'impulsion transverse du premier jet de l'événement. Les efficacités afférentes aux muons sont quant à elles paramétrées en fonction de l'impulsion transverse du muon, sa pseudo-rapacité et sa distance avec le jet le plus proche. Ces paramétrisations ont été choisies afin de fournir la meilleure modélisation des données dans les régions de contrôle. Les dépendances en fonction du nombre de jets ou du nombre de jets étiquetés b ont été vérifiées et peuvent être négligées.

À nouveau, l'utilisation de système de déclenchement s'appuyant sur la présence d'un seul lepton chargé peut conduire à des ambiguïtés quant au choix de l'efficacité à associer à un lepton. Il est alors réalisé au vu de l'événement dans sa globalité. En effet, si l'un des leptons déclenche le système de haute impulsion transverse non-isolé, la sélection de l'événement n'est biaisée par aucune condition sur l'isolation des leptons. Par conséquent, seules les efficacités calculées à l'aide de systèmes non-isolés sont utilisées pour tous les leptons de l'événement :

- EF_e24vh_medium1 (resp. EF_e60_medium1) pour les électrons de $p_T \leq 60$ GeV (resp. $p_T > 60$ GeV) ;
- EF_mu24_tight (resp. EF_mu36_tight) pour les muons de $p_T \leq 36$ GeV (resp. $p_T > 36$ GeV).

Au contraire, si aucun lepton n'a engendré la sélection de l'événement par le système de déclenchement de haute impulsion transverse non-isolé, mais uniquement à celui de basse impulsion transverse isolé, un biais sur l'isolation est introduit. Afin de prendre ce biais en compte, le lepton de plus haut p_T se voit appliquer les efficacités du système de bas p_T isolé (EF_e24vhi_medium1 pour les électrons et EF_mu24i_tight pour les muons), tandis que les autres leptons sont associés aux efficacités calculées pour des systèmes non-isolés.

Ce faisant, les biais quant à l'isolation introduits au niveau du système de déclenchement sont pris en compte dans l'analyse tout en conservant une statistique intacte pour les ensembles \mathbb{L} et \mathbb{T} .

8.3.3.2 Événements dileptoniques avec un lepton « anti-*Tight* »

La méthode de la matrice utilisée est en tous points identique à celle présentée dans le chapitre précédent, seuls deux leptons entrant dans le calcul (Section 7.4.1). Notons $t\bar{t}$ (resp. $t\bar{t}\bar{t}$, $\bar{t}t$) le cas où le troisième lepton (resp. le deuxième, le premier) est « anti-*Tight* ». Par exemple, l'estimation du bruit de fond pour la catégorie $t\bar{t}$ est obtenue par l'application de la méthode de la matrice sur les

deux premiers leptons de tous les événements à trois leptons de l'ensemble \mathbb{L} . Il en est de même pour les catégories $t\bar{t}t$ et $\bar{t}tt$. Finalement, la contribution totale du bruit de fond lié aux leptons faux/non-prompts est obtenue en ajoutant les contributions des catégories tt , $t\bar{t}$, $\bar{t}t$ et $\bar{t}\bar{t}$.

8.3.3.3 Méthode de la matrice pour les événements trileptoniques

Le principe est identique à celui présenté dans la Section 7.4, la matrice \mathcal{M} étant maintenant de dimension 8×8 afin de prendre en compte toutes les configurations pour les leptons ($t\bar{t}\bar{t}$, $t\bar{t}t$, ...). Elle est donnée dans l'équation 8.2.

$$\begin{pmatrix} N^{t\bar{t}t} \\ N^{t\bar{t}\bar{t}} \\ N^{\bar{t}t\bar{t}} \\ N^{\bar{t}t\bar{t}} \\ N^{\bar{t}\bar{t}t} \\ N^{\bar{t}\bar{t}\bar{t}} \\ N^{\bar{t}t\bar{t}} \\ N^{\bar{t}\bar{t}t} \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} r_1 r_2 r_3 & r_1 r_2 \bar{r}_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{r}_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{r}_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{r}_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{r}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 & \bar{f}_1 r_2 r_3 & \bar{f}_1 r_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{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 & \bar{f}_1 r_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 r_2 \bar{f}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{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 & \bar{f}_1 \bar{r}_2 r_3 & \bar{f}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 r_3 & \bar{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 & \bar{f}_1 \bar{r}_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 \bar{r}_2 \bar{f}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{r}_3 & \bar{f}_1 \bar{f}_2 \bar{f}_3 \end{pmatrix}}_{\mathcal{M}_{3L}} \begin{pmatrix} N_{rrr}^{\mathbb{L}} \\ N_{rrf}^{\mathbb{L}} \\ N_{rfr}^{\mathbb{L}} \\ N_{rff}^{\mathbb{L}} \\ N_{frr}^{\mathbb{L}} \\ N_{frf}^{\mathbb{L}} \\ N_{ffr}^{\mathbb{L}} \\ N_{fff}^{\mathbb{L}} \end{pmatrix} \quad (8.2)$$

L'inversion de cette matrice conduit alors à l'expression de $N_{\text{non-prompt}}^{\mathbb{T}}$ pour les événements trileptoniques.

8.4 Présélection des événements

Les critères de présélection sont ajustés afin de prendre en compte les événements contenant trois leptons :

1. Un **système de déclenchement** doit sélectionner l'événement :
 - Pour les canaux ee et eee , au moins un des menus spécifiques aux électrons est utilisé,
 - Pour les canaux $\mu\mu$ et $\mu\mu\mu$, au moins un des menus spécifiques aux muons est utilisé,
 - Pour les canaux $e\mu$, $ee\mu$ et $e\mu\mu$, un système de déclenchement électron ou muon est utilisé.
2. **Critères de qualité**
 - GRL (*Good Run List*), permettant de ne sélectionner que les données de bonne qualité,
 - Suppression d'événements acquis au cours de périodes de défaillance du détecteur,
 - Suppression d'événements dont au moins un jet est reconstruit dans une zone défectueuse du détecteur.
3. Requêtes sur les **leptons** de la catégorie *Tight* parmi les trois leptons de plus haute impulsion transverse dans les événements :
 - Canal ee : exactement deux électrons de même signe
 - Canal $e\mu$: exactement un électron et un muon de même signe
 - Canal $\mu\mu$: exactement deux muons de même signe
 - Canal eee : trois électrons
 - Canal $ee\mu$: deux électrons et un muon
 - Canal $e\mu\mu$: deux muons et un électron
 - Canal $\mu\mu\mu$: trois muons

4. Au moins un des leptons sélectionnés doit être **apparié à celui du système de déclenchement**
5. Incompatibilité avec la masse du boson Z ou d'états quarkonia
 - Dans le canal ee , il est demandé que la masse invariante $m_{\ell\ell}$ des deux électrons soit supérieure à 15 GeV, et que $m_{\ell\ell} \notin [81 \text{ GeV}, 101 \text{ GeV}]$. Cette condition permet de rejeter les événements dans lesquels la charge d'un électron a été mal mesurée.
6. Au moins un jet de $p_T \geq 25 \text{ GeV}$.

8.5 Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques présentées dans le chapitre précédent sont réévaluées. D'autres sources, négligées plus tôt sont prises en compte pour cette itération de l'analyse : incertitudes liées à l'énergie transverse manquante, aux nouveaux bruits de fond physiques ou aux distributions de densités partoniques par exemple.

Luminosité L'incertitude de normalisation liée à la luminosité est de 2.8 % dans cette version de l'analyse.

L'énergie transverse manquante Tout étalonnage réalisé sur les différents objets visibles est propagé au calcul de l'énergie transverse manquante : les incertitudes systématiques sur l'échelle ou la résolution en énergie des jets et des leptons sont également propagées au calcul de l'énergie transverse manquante. Une incertitude propre à ce calcul est également considérée. Les termes $E_{x,y}^{\text{Soft,Jets}}$ et $E_{x,y}^{\text{CellOut}}$ sont variés afin de modéliser les effets d'étalonnage et de résolution. Ce terme peut représenter jusqu'à 5 % de variation du nombre d'événements attendus.

Effets des radiations dans les états initial et final Les paramètres de PYTHIA6 sont modifiés de sorte à produire plus (**More PS**) ou moins (**Less PS**) de gluons dans les états initial et final (Table 8.6). Des échantillons de simulation Monte Carlo de signal sont produits dans ces nouvelles configurations de PYTHIA. L'effet sur les nombres d'événements observés est au maximum de 5 % pour l'ensemble des points de masse du sgluon. Cette différence est alors prise comme incertitude systématique et appliquée sur le signal.

Paramètre	Nominal	Less PS	More PS
PARP(67)	1	0.75	1.75
PARP(64)	0.68	4.08	1.02
PARP(72)	0.527	0.150	0.425
PARJ(82)	0.830	1.66	0.5

TABLE 8.6 – Valeurs des paramètres de PYTHIA6 pour la modélisation des radiations dans les états initial et final.

Effets des distributions de densité partonique Chaque échantillon simulé est généré à l'aide de programmes prenant en compte les dernières mesures des PDFs du proton. L'incertitude sur ces PDFs est calculée en combinant deux effets. Tout d'abord, les paramètres de la PDF nominale sont variés dans leurs incertitudes et les événements pondérés en conséquence. Cette première incertitude

est dite *intra-PDF*. La deuxième partie de l'estimation est réalisée en substituant à la PDF nominale d'autres PDFs (MSTW2008LO [136], NNPDF [190] et CT10 [91]), et en faisant varier leurs paramètres dans leurs incertitudes. On parle d'incertitude *inter-PDF*. L'enveloppe contenant ces deux incertitudes permet d'obtenir l'incertitude globale d'après les recommandations du groupe Top de la collaboration ATLAS [191]. L'amplitude de ces incertitudes est variable, mais est de l'ordre de 5 % pour la plupart des processus de bruit de fond, et d'environ 20 % pour le signal. Pour ce dernier, l'incertitude PDF augmente avec la masse du sgluon du fait de l'énergie nécessaire aux partons initiaux pour produire deux sgluons de haute masse.

Incertaine sur le bruit de fond dû aux leptons mal reconstruits L'incertaine utilisée est une combinaison de plusieurs sources d'incertaines :

- la **méthode de mesure des efficacités** r et f (en modifiant des définitions des régions dans lesquelles elles sont extraites ou les méthodes d'extraction elles-mêmes) ;
- les régions évoquées précédemment sont contaminées par un bruit de fond physique modélisé par la simulation Monte Carlo qui doit être soustrait. Une incertaine sur cette soustraction est déterminée en faisant varier l'amplitude de ces processus de 10 % et en réalisant à nouveau l'extraction des efficacités.

Une enveloppe globale conservative est alors estimée à 80 %.

Incertaines liées aux nouveaux processus de bruits de fond Les incertaines liées aux bruits de fond $t\bar{t}H$, VH et tribosons sont estimées à 10 % d'après les Références [189, 192].

8.6 Modélisation des bruits de fond

La même région de contrôle que celle présentée dans le Chapitre 7 ($100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$) est présentée ici. Dans cette section, les distributions de quelques variables cinématiques sont réalisées dans deux configurations :

- Les bruits de fond sont modélisés par les méthodes et échantillons par défaut (*i.e.* les bruits de fond physiques sont modélisés à partir de la simulation Monte Carlo et les bruits de fond instrumentaux extraits à partir des données),
- Les bruits de fond sont entièrement modélisés par la simulation Monte Carlo.

La modélisation des bruits de fond instrumentaux par la simulation Monte Carlo souffre cependant du faible nombre d'événements simulés disponible conduisant à une incertaine statistique importante. De plus, la modélisation de certains effets de détecteurs peut être imparfaite dans la simulation Monte Carlo. Elle ne peut pas être la configuration par défaut dans l'analyse mais permet de comprendre qualitativement les processus physiques à l'origine des bruits de fond instrumentaux.

8.6.1 Région de contrôle dileptonique

Par souci de cohérence avec le chapitre précédent, seul le canal $e\mu$ est présenté (Figure 8.5). Les distributions analogues, réalisées dans les canaux ee et $\mu\mu$ sont présentées dans l'Annexe D). La Table 8.7 résume la contribution des différents bruits de fond dans tous les canaux pour les deux méthodes de modélisation des bruits de fond instrumentaux. Ces deux méthodes sont par ailleurs en accord dans les incertaines.

En particulier, les bruits de fond instrumentaux dans le canal ee sont dominés par les processus $Z \rightarrow ee$ pour lesquels la charge d'un électron est mal reconstruite. Les processus $W/Z + \gamma$ et $t\bar{t}$ sont les seconds processus les plus importants, et correspondent essentiellement à des électrons provenant

de désintégrations leptoniques de hadrons beaux, et de conversions de photons. Dans les canaux $e\mu$ et $\mu\mu$, le processus Z + jets n'est plus dominant (l'erreur sur la charge des muons étant plus rare que pour les électrons), mais la production de paires $t\bar{t}$ demeure l'une des composantes principales des bruits de fond instrumentaux.

Dans l'ensemble des canaux leptoniques, les observations sont en accord avec les deux prédictions dans les incertitudes.

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Bruits de fond instrumentaux (Méthode A)			
Charge mal identifiée	$1264.6 \pm 6.1 \pm 379.4$	$191.3 \pm 1.9 \pm 57.4$	—
Non-prompts/faux	$1011.6 \pm 34.7 \pm 809.3$	$815.2 \pm 22.8 \pm 652.1$	$67.0 \pm 4.7 \pm 53.6$
Total	$2276.2 \pm 35.2 \pm 893.8$	$1006.5 \pm 22.9 \pm 654.6$	$67.0 \pm 4.7 \pm 53.6$
Bruits de fond instrumentaux (Méthode B)			
Z + jets	$1824.5 \pm 60.2 \pm 274.9$	$77.9 \pm 21.6 \pm 8.5$	$13.1 \pm 23.2 \pm 2.3$
W + jets	$97.4 \pm 14.1 \pm 11.8$	$153.8 \pm 16.8 \pm 20.3$	$4.4 \pm 10.5 \pm 0.7$
$W/Z + \gamma$	$255.4 \pm 7.6 \pm 56.3$	$158.9 \pm 7.8 \pm 36.3$	$0.3 \pm 0.8 \pm 0.1$
$t, t\bar{t}$	$242.0 \pm 9.1 \pm 21.2$	$335.9 \pm 10.6 \pm 29.7$	$19.0 \pm 2.5 \pm 1.6$
Autres	$41.7 \pm 1.7 \pm 7.7$	$71.5 \pm 1.9 \pm 15.4$	$28.4 \pm 1.3 \pm 6.3$
Total	$2461.0 \pm 63.0 \pm 281.8$	$797.4 \pm 30.4 \pm 54.0$	$65.2 \pm 26.6 \pm 6.9$
Bruits de fond physiques			
$t\bar{t} + Z/W(W)$	$6.0 \pm 0.2 \pm 1.1$	$18.5 \pm 0.4 \pm 3.4$	$11.1 \pm 0.3 \pm 2.2$
$t\bar{t} + H$	$0.5 \pm 0.0 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1 \pm 0.1$
$W^\pm W^\pm$	$10.3 \pm 0.2 \pm 1.8$	$32.4 \pm 0.4 \pm 5.8$	$18.8 \pm 0.3 \pm 3.3$
WZ	$112.5 \pm 1.9 \pm 32.9$	$272.4 \pm 3.0 \pm 79.5$	$124.3 \pm 2.1 \pm 36.2$
ZZ	$22.9 \pm 1.6 \pm 6.8$	$40.0 \pm 2.1 \pm 11.9$	$15.0 \pm 1.3 \pm 4.4$
$W/Z + H$	$2.9 \pm 0.5 \pm 0.3$	$9.2 \pm 0.8 \pm 0.9$	$6.8 \pm 0.8 \pm 0.7$
VVV	$0.8 \pm 0.0 \pm 0.1$	$2.4 \pm 0.1 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.1 \pm 0.1$
Total	$155.9 \pm 2.5 \pm 33.7$	$376.6 \pm 3.8 \pm 80.7$	$178.4 \pm 2.6 \pm 36.7$
Total			
Méthode A	$2432.1 \pm 35.3 \pm 894.4$	$1383.1 \pm 23.2 \pm 660.0$	$245.4 \pm 5.3 \pm 65.0$
Méthode B	$2616.9 \pm 63.0 \pm 283.7$	$1174.0 \pm 30.6 \pm 97.1$	$243.6 \pm 25.8 \pm 37.3$
Données			
	2504	1264	261

TABLE 8.7 – Nombres d'événements observés et attendus pour les différents processus de bruits de fond dans la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ et les canaux dileptoniques. L'estimation des bruits de fond est réalisée selon deux méthodes : la méthode A (bruits de fond instrumentaux modélisés à partir des données) et la méthode B (bruits de fond instrumentaux modélisés par la simulation Monte Carlo). Les bruits de fond sont présentés avec leurs incertitudes statistique puis systématique. Cette dernière correspond uniquement à l'incertitude liée à la normalisation.

8.6.2 Région de contrôle trileptonique

De la même façon, les événements comprenant trois leptons de la catégorie *Tight* dans les données peuvent être confrontés aux prédictions de bruit de fond dans une région à basses valeurs de H_T . Les distributions cinématiques correspondantes sont présentées dans la Figure 8.6 pour le canal eee , et dans l'Annexe D pour les canaux $ee\mu$, $e\mu\mu$ et $\mu\mu\mu$.

La Table 8.7 présente les nombres d'événements attendus en utilisant les deux méthodes d'estimations des bruits de fond instrumentaux, ainsi que le nombre d'événements observés. La contamination en faux leptons prompts est faible dans ces canaux et ne représente, au plus qu'un tiers des événements de bruits de fond dans la région de contrôle. Ils proviennent essentiellement d'événements $Z + \text{jets}$ et $t\bar{t}$.

	eee	$ee\mu$	$e\mu\mu$	$\mu\mu\mu$
Bruits de fond instrumentaux (Méthode A)				
Non-prompts/faux	$46.7 \pm 7.0 \pm 37.4$	$30.5 \pm 4.6 \pm 24.4$	$81.2 \pm 7.6 \pm 65.0$	$1.3 \pm 1.8 \pm 1.0$
Bruits de fond instrumentaux (Méthode B)				
$Z + \text{jets}$	$23.6 \pm 21.3 \pm 2.8$	$0.7 \pm 21.0 \pm 0.2$	$38.9 \pm 21.5 \pm 6.0$	$0.9 \pm 23.0 \pm 0.2$
$W + \text{jets}$	$0.0 \pm 10.5 \pm 0.0$	$0.0 \pm 10.5 \pm 0.0$	$0.0 \pm 10.5 \pm 0.0$	0.0 ± 10.4
$W/Z + \gamma$	$14.1 \pm 1.4 \pm 4.2$	$0.0 \pm 0.8 \pm 0.0$	$24.5 \pm 1.9 \pm 7.3$	0.0 ± 0.8
t, \bar{t}	$4.1 \pm 1.2 \pm 0.4$	$10.7 \pm 1.9 \pm 1.1$	$6.9 \pm 1.5 \pm 0.7$	$1.0 \pm 0.8 \pm 0.1$
Autres	$7.4 \pm 1.0 \pm 1.5$	$7.7 \pm 1.0 \pm 1.6$	$12.2 \pm 1.1 \pm 2.4$	$9.3 \pm 1.0 \pm 1.9$
Total	$49.2 \pm 23.8 \pm 5.3$	$19.1 \pm 23.6 \pm 2.0$	$82.5 \pm 24.1 \pm 9.8$	$11.2 \pm 25.6 \pm 1.9$
Bruits de fond physiques				
$t\bar{t} + Z/W(W)$	$1.7 \pm 0.1 \pm 0.3$	$3.4 \pm 0.1 \pm 0.5$	$4.3 \pm 0.2 \pm 0.6$	$3.5 \pm 0.2 \pm 0.6$
$t\bar{t} + H$	$0.1 \pm 0.0 \pm 0.0$	$0.3 \pm 0.0 \pm 0.0$	$0.4 \pm 0.0 \pm 0.0$	$0.1 \pm 0.0 \pm 0.0$
WZ	$73.5 \pm 1.5 \pm 21.2$	$94.2 \pm 1.7 \pm 27.1$	$120.6 \pm 2.0 \pm 34.8$	$156.1 \pm 2.3 \pm 45.0$
ZZ	$29.3 \pm 1.7 \pm 8.7$	$20.0 \pm 1.4 \pm 5.9$	$48.5 \pm 2.3 \pm 14.4$	$33.1 \pm 1.9 \pm 9.8$
$W/Z + H$	$0.9 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.2 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1 \pm 0.2$	$1.8 \pm 0.1 \pm 0.2$
VVV	$0.3 \pm 0.0 \pm 0.0$	$0.8 \pm 0.0 \pm 0.1$	$1.1 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.0 \pm 0.1$
Total	$105.8 \pm 2.3 \pm 23.0$	$119.6 \pm 2.20 \pm 27.7$	$176.4 \pm 3.1 \pm 37.7$	$195.2 \pm 3.0 \pm 46.1$
Total				
Méthode A	$152.5 \pm 7.4 \pm 43.9$	$150.1 \pm 5.1 \pm 36.9$	$257.6 \pm 8.2 \pm 75.1$	$196.5 \pm 3.5 \pm 46.1$
Méthode B	$155.0 \pm 24.0 \pm 23.5$	$138.7 \pm 23.7 \pm 27.8$	$258.9 \pm 24.2 \pm 38.9$	$206.4 \pm 25.5 \pm 46.1$
Données				
	147	144	297	210

TABLE 8.8 – Nombres d'événements observés et attendus pour les différents processus de bruits de fond dans la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ et les canaux trileptoniques. L'estimation des bruits de fond est réalisée selon deux méthodes : la méthode A (bruits de fond instrumentaux modélisés à partir des données) et la méthode B (bruits de fond instrumentaux modélisés par la simulation Monte Carlo). Les bruits de fond sont présentés avec leurs incertitudes statistique puis systématique. Cette dernière correspond uniquement à l'incertitude liée à la normalisation.

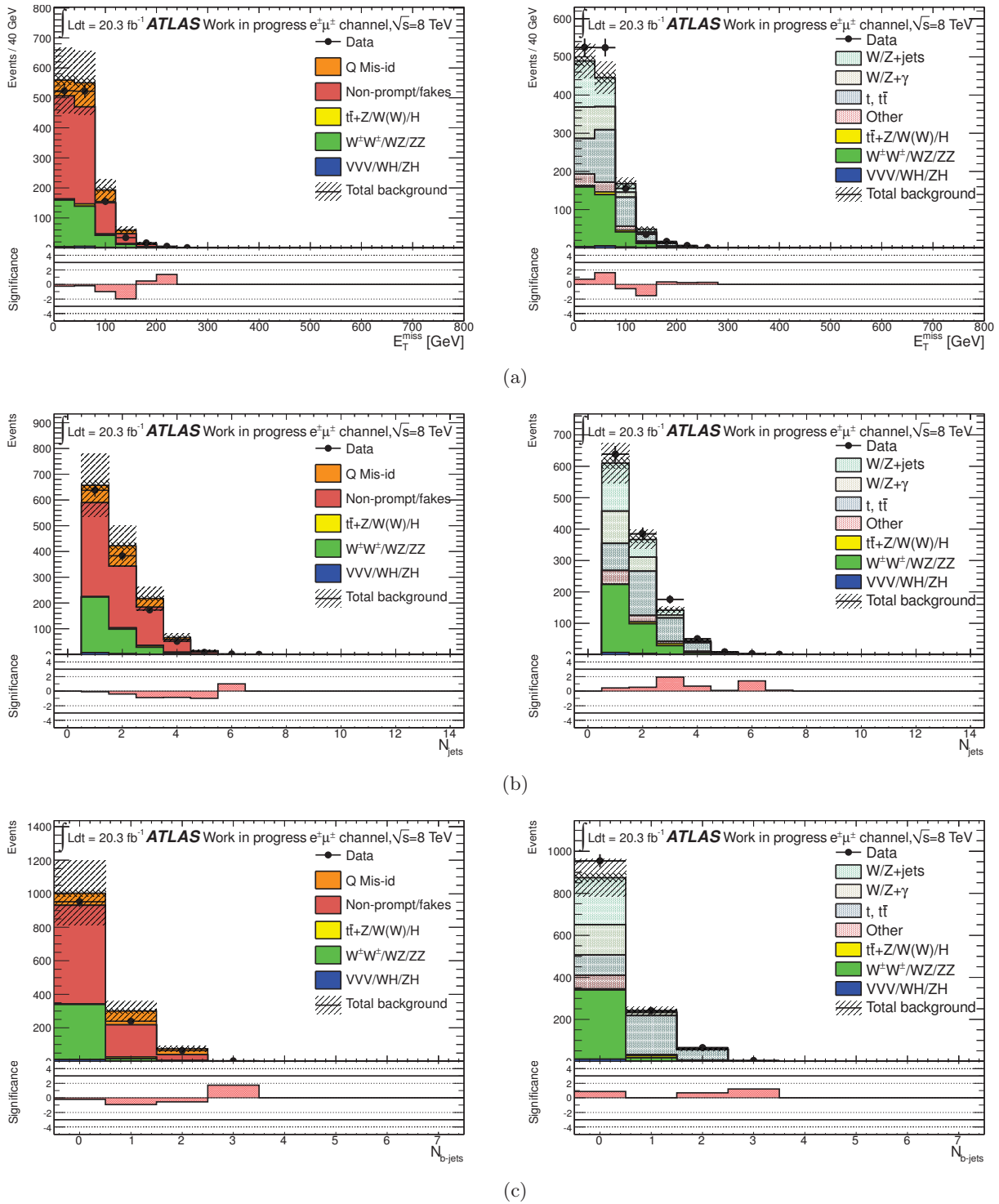


FIGURE 8.5 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ et le canal $e\mu$. À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

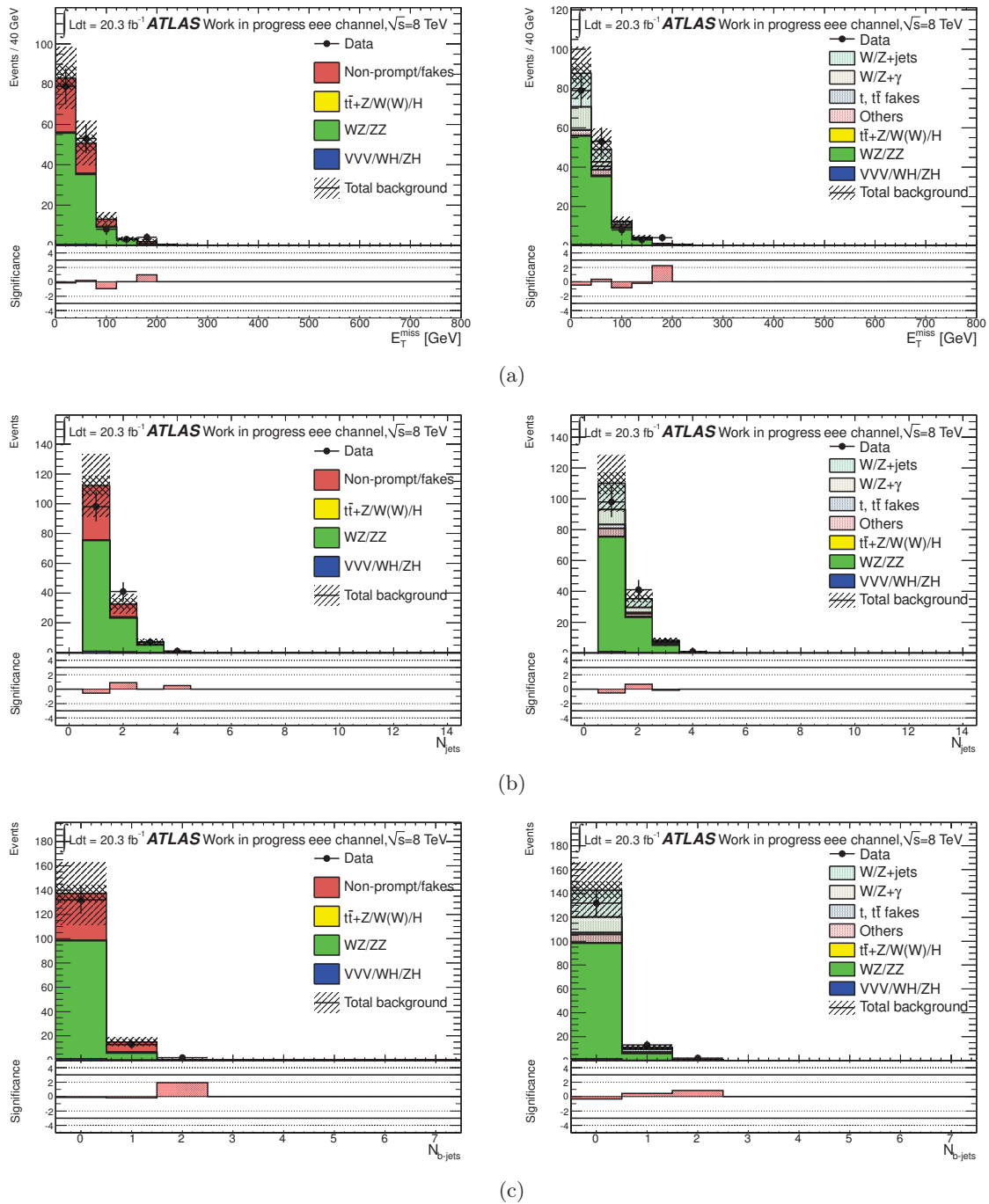


FIGURE 8.6 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle $100 \text{ GeV} < H_T < 400 \text{ GeV}$ et le canal eee . À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

8.7 Redéfinition de la région de signal

8.7.1 Généralités

Afin de quantifier l'impact des modifications présentées plus tôt, la limite supérieure attendue sur la section efficace est calculée pour des critères de sélection identiques à ceux du Chapitre 7 ($N_{jets} \geq 2$, $N_{b-jets} \geq 2$, $H_T \geq 650$ GeV et $E_T^{miss} \geq 40$ GeV).

Les nombres d'événements attendus de signal et de bruits de fond sont présentés dans la Table 8.9 et les limites attendues correspondantes dans la Figure 8.7. L'analyse dileptonique seule (Figure 8.7(a)) conduit à une limite inférieure attendue sur la masse du sgluon de $0.88_{-0.03}^{+0.02}$ TeV. Cela représente une amélioration de 20 GeV de la limite en masse par rapport à la reproduction de l'analyse du Chapitre 7 (Figure 8.1), grâce aux nouvelles définitions des objets physiques. La prise en compte des canaux tripletoniques conduit à une autre amélioration de la limite, la portant à $0.89_{-0.03}^{+0.03}$ TeV.

	ee		$e\mu$		$\mu\mu$	
Sgluon (1 TeV)	0.51 ± 0.05	$^{+0.16}_{-0.16}$	1.41 ± 0.08	$^{+0.43}_{-0.43}$	0.99 ± 0.07	$^{+0.28}_{-0.28}$
Sgluon (800 GeV)	4.18 ± 0.35	$^{+1.10}_{-1.10}$	10.71 ± 0.58	$^{+2.40}_{-2.40}$	5.73 ± 0.43	$^{+1.28}_{-1.29}$
Sgluon (600 GeV)	25.58 ± 2.62	$^{+4.39}_{-4.38}$	75.45 ± 4.58	$^{+13.36}_{-14.13}$	48.83 ± 3.88	$^{+8.55}_{-8.48}$
Sgluon (400 GeV)	129.14 ± 10.20	$^{+21.77}_{-21.72}$	369.58 ± 17.98	$^{+60.33}_{-56.03}$	236.39 ± 14.25	$^{+37.79}_{-39.04}$
WZ/ZZ	0.05 ± 0.12	$^{+0.02}_{-0.02}$	0.03 ± 0.11	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.00 ± 0.12	± 0.00
$W^\pm W^\pm$	0.00 ± 0.00	$^{+0.00}_{-0.00}$	0.04 ± 0.01	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.02 ± 0.01	$^{+0.01}_{-0.01}$
$t\bar{t} + W/Z$	0.79 ± 0.06	$^{+0.26}_{-0.26}$	2.20 ± 0.11	$^{+0.72}_{-0.71}$	1.13 ± 0.08	$^{+0.36}_{-0.36}$
$t\bar{t} + WW$	0.03 ± 0.00	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.07 ± 0.00	$^{+0.03}_{-0.02}$	0.04 ± 0.00	$^{+0.02}_{-0.01}$
$t\bar{t}H$	0.11 ± 0.02	$^{+0.02}_{-0.02}$	0.42 ± 0.04	$^{+0.07}_{-0.06}$	0.19 ± 0.03	$^{+0.04}_{-0.03}$
VH	0.00 ± 0.08	± 0.00	0.00 ± 0.08	± 0.00	0.00 ± 0.08	± 0.00
Faux/non-prompts	1.22 ± 0.99	$^{+0.97}_{-0.97}$	1.16 ± 0.78	$^{+0.93}_{-0.93}$	0.04 ± 0.12	$^{+0.03}_{-0.03}$
Erreur sur la charge	1.33 ± 0.18	$^{+0.30}_{-0.30}$	2.02 ± 0.19	$^{+0.43}_{-0.43}$		–
Total bdf.	3.52 ± 1.02	$^{+1.05}_{-1.05}$	5.94 ± 0.82	$^{+1.27}_{-1.26}$	1.42 ± 0.20	$^{+0.38}_{-0.38}$

	eee		$ee\mu$		$e\mu\mu$		$\mu\mu\mu$	
Sgluon (1 TeV)	0.05 ± 0.01	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.35 ± 0.04	$^{+0.13}_{-0.13}$	0.44 ± 0.04	$^{+0.12}_{-0.12}$	0.22 ± 0.03	$^{+0.11}_{-0.11}$
Sgluon (800 GeV)	0.46 ± 0.11	$^{+0.12}_{-0.11}$	2.43 ± 0.27	$^{+0.64}_{-0.64}$	2.60 ± 0.28	$^{+0.95}_{-0.95}$	1.01 ± 0.19	$^{+0.26}_{-0.25}$
Sgluon (600 GeV)	3.65 ± 0.86	$^{+0.63}_{-0.63}$	16.16 ± 2.13	$^{+3.03}_{-2.87}$	15.78 ± 2.03	$^{+3.08}_{-2.94}$	6.55 ± 1.37	$^{+1.53}_{-1.28}$
Sgluon (400 GeV)	20.62 ± 4.13	$^{+3.78}_{-4.05}$	87.11 ± 8.47	$^{+14.41}_{-15.51}$	90.32 ± 8.77	$^{+14.85}_{-14.69}$	46.62 ± 6.25	$^{+8.91}_{-7.77}$
WZ/ZZ	0.04 ± 0.12	$^{+0.05}_{-0.01}$	0.10 ± 0.08	$^{+0.03}_{-0.03}$	0.06 ± 0.12	$^{+0.03}_{-0.02}$	0.14 ± 0.10	$^{+0.05}_{-0.05}$
$t\bar{t} + W/Z$	0.35 ± 0.04	$^{+0.12}_{-0.12}$	0.59 ± 0.05	$^{+0.19}_{-0.19}$	0.66 ± 0.06	$^{+0.22}_{-0.22}$	0.61 ± 0.06	$^{+0.20}_{-0.20}$
$t\bar{t} + WW$	0.01 ± 0.00	$^{+0.00}_{-0.00}$	0.01 ± 0.00	$^{+0.01}_{-0.00}$	0.02 ± 0.00	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.01 ± 0.00	$^{+0.00}_{-0.00}$
$t\bar{t}H$	0.01 ± 0.01	$^{+0.00}_{-0.00}$	0.05 ± 0.01	$^{+0.01}_{-0.02}$	0.06 ± 0.02	$^{+0.01}_{-0.01}$	0.03 ± 0.01	$^{+0.01}_{-0.01}$
Faux/non-prompts	0.00 ± 0.34	± 0.00	0.00 ± 0.19	± 0.00	0.15 ± 0.23	$^{+0.12}_{-0.12}$	0.09 ± 0.15	$^{+0.07}_{-0.07}$
Total bdf.	0.41 ± 0.36	$^{+0.13}_{-0.12}$	0.75 ± 0.21	$^{+0.20}_{-0.21}$	0.95 ± 0.27	$^{+0.26}_{-0.25}$	0.88 ± 0.19	$^{+0.23}_{-0.23}$

TABLE 8.9 – Nombre d'événements attendus de bruit de fond et de signal après sélection pour les canaux dileptoniques et tripletoniques. Les incertitudes fournies pour les bruits de fond et le signal représentent l'incertitude statistique puis les incertitudes systématiques. Aucun événement Triboson n'est sélectionné dans l'analyse, ni aucun événement VH dans les canaux tripletoniques.

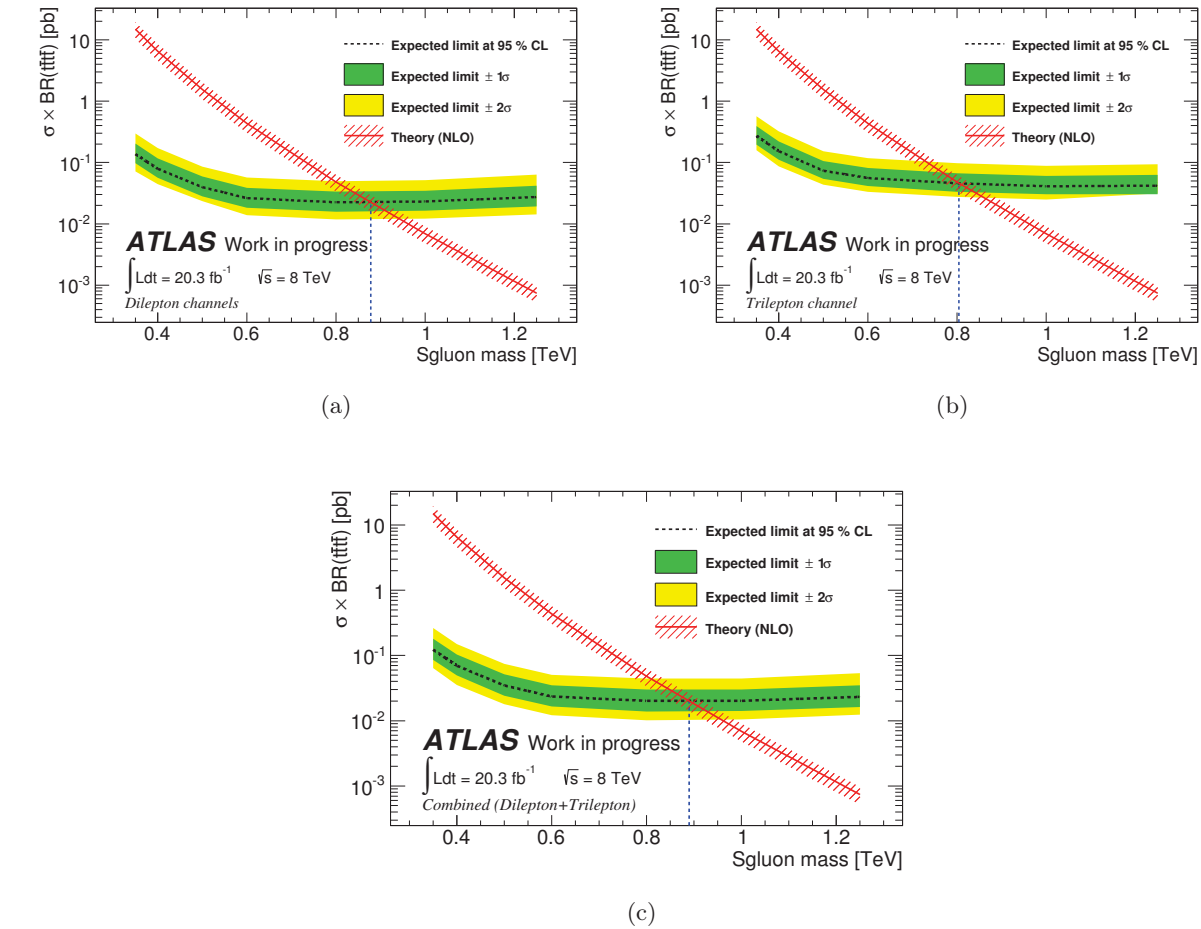


FIGURE 8.7 – Limite supérieure attendue sur la section efficace de production du sgluon en fonction de sa masse calculée en combinant les canaux dileptoniques (Figure (a)), trileptoniques (Figure 8.7(b)) et en combinant les sept canaux leptoniques (Figure 8.7(c)).

La limitation principale de l'analyse présentée dans le Chapitre 7 est l'opposition entre la limite inférieure sur la masse du sgluon et la limite supérieure sur la section efficace à basse masse, notamment du fait de l'effet d'une sélection sur la variable H_T . Un autre schéma d'analyse a été développé, qui permet de ne plus **rejeter** les événements de basses valeurs de H_T , mais de les **classer** selon plusieurs variables, identiques à celles utilisées plus tôt. Ces différentes classes d'événements, statistiquement indépendantes peuvent être combinées au cours du calcul de la limite. Du fait de cette classification, et afin de maintenir un nombre d'événements suffisant dans chacune des classes, tous les canaux leptoniques (ee , $e\mu$, $\mu\mu$, eee , $ee\mu$, $e\mu\mu$ et $\mu\mu\mu$) sont fusionnés.

Comme cela fut montré dans la Figure 7.11, les sgluons de basse masse sont particulièrement sensibles aux sélections réalisées sur la variable H_T . Aussi, l'analyse présentée ici comporte deux régions de H_T . Une première, dite *bas* – H_T contient les événements pour lesquels $H_{T,1} \leq H_T < H_{T,2}$, et une deuxième (*haut* – H_T) pour laquelle $H_T \geq H_{T,2}$. Les autres variables sont aussi prises en compte dans chacune des régions de H_T . La Table 8.10 présente les différentes régions de signal. Ainsi, dans la région *bas* – H_T , les événements sont classés selon leur nombre de jets étiquetés b : exactement deux (SR4t0) et au moins trois (SR4t1), et vérifient $E_T^{\text{miss}} \geq E_{T,1}^{\text{miss}}$.

Dans la région *haut* – H_T , cette multiplicité est également prise en compte, mais chaque catégorie est elle-même scindée selon la valeur de l'énergie transverse manquante. De cette façon, la région SR4t2 comprend les événements contenant deux jets étiquetés b pour lesquels l'impulsion transverse manquante est comprise entre $E_T^{\text{miss}}_1$ et $E_T^{\text{miss}}_2$, la catégorie SR4t3 correspondant au cas où $E_T^{\text{miss}} > E_T^{\text{miss}}_2$. Enfin, la dernière région (SR4t4) est dédiée aux événements contenant trois jets étiquetés b et une valeur de l'énergie transverse manquante telle que $E_T^{\text{miss}} > E_T^{\text{miss}}_1$.

		Classe	
$H_{T,1} \leq H_T < H_{T,2}$	$N_{b\text{-jets}} = 2$	SR4t0	
	$N_{b\text{-jets}} \geq 3$	SR4t1	
$H_T \geq H_{T,2}$	$N_{b\text{-jets}} = 2$	$E_T^{\text{miss}}_1 \leq E_T^{\text{miss}} < E_T^{\text{miss}}_2$	SR4t2
		$E_T^{\text{miss}} \geq E_T^{\text{miss}}_2$	SR4t3
	$N_{b\text{-jets}} \geq 3$	SR4t4	

TABLE 8.10 – Définition des classes utilisées dans le cadre de l'analyse multi-classes.

8.7.2 Optimisation de la sélection

Les valeurs minimales du nombre de jets, ainsi que $H_{T,1}$, $H_{T,2}$, $E_T^{\text{miss}}_1$ et $E_T^{\text{miss}}_2$ sont déterminées par une optimisation reposant sur la limite inférieure attendue en masse et sur la limite inférieure sur la section efficace à basse masse, prenant en compte l'ensemble des incertitudes systématiques (Section 8.5). De plus, avant d'être classé dans une catégorie, chaque événement doit passer une sélection préliminaire reposant sur le nombre minimal de jets N_{jets} et la valeur minimale de l'énergie transverse manquante. Les variations de ces paramètres sont présentées dans la Table 8.11.

Variable	Valeur min.	Valeur max.	Pas
Sélection préliminaire			
N_{jets}	2	3	1
$E_T^{\text{miss}}_{\text{min}}$	40	60	20
Définition des classes			
$H_{T,1}$	400	600	50
$H_{T,2}$	500	900	50
$E_T^{\text{miss}}_1$	40	60	10
$E_T^{\text{miss}}_2$	90	120	10

TABLE 8.11 – Valeurs des paramètres de la sélection variés au cours de l'optimisation.

Les Figures 8.8 et 8.9 présentent respectivement la limite inférieure attendue sur la masse du sgluon et la limite supérieure sur la section efficace du signal pour un sgluon de 400 GeV, pour différents jeux de sélection sur N_{jets} , $H_{T,1}$, $H_{T,2}$, $E_T^{\text{miss}}_1$ et $E_T^{\text{miss}}_2$.

La Figure 8.8 illustre en particulier le fait que la limite inférieure en masse ne dépend pas de la valeur de $H_{T,1}$. En effet, elle est donnée par l'intersection entre la courbe théorique, et celle de la limite attendue sur la section efficace entre les masses de 800 GeV et 1 TeV, pour lesquelles la contribution

dans la région $bas - H_T$ est marginale. Elle confirme également la tendance observée dans le schéma d'analyse précédent : accroître la valeur de $H_{T,2}$ permet d'améliorer la limite inférieure en masse. Enfin, cette figure indique que les valeurs de $E_T^{\text{miss}}_1$ et $E_T^{\text{miss}}_2$ ne sont pas déterminantes quant à la valeur de cette limite.

La Figure 8.9 montre que la limite supérieure sur la section efficace du signal pour un sgluon de 400 GeV dépend des valeurs choisies de $H_{T,1}$ et $H_{T,2}$. En particulier, augmenter la valeur de $H_{T,1}$ réduit l'acceptance et induit une dégradation de cette limite. L'influence de $H_{T,2}$ est plus indirecte. En effet, pour de grandes valeurs de $H_{T,2}$, les événements liés à un sgluon de basse masse sont concentrés dans la région $bas - H_T$, dans laquelle le nombre d'événements de bruit de fond est plus important qu'en $haut - H_T$, résultant en une limite dégradée.

Aussi, prenant en compte l'ensemble de ces observations, la sélection choisie est alors résumée dans la Table 8.12, tous les événements devant, en outre présenter au moins deux jets et $E_T^{\text{miss}} \geq 40$ GeV.

		Classe	
$400 \leq H_T < 700$ GeV	$N_{b-jets} = 2$	SR4t0	
	$N_{b-jets} \geq 3$	SR4t1	
$H_T \geq 700$ GeV	$N_{b-jets} = 2$	$40 \leq E_T^{\text{miss}} < 100$ GeV	SR4t2
		$E_T^{\text{miss}} \geq 100$ GeV	SR4t3
	$N_{b-jets} \geq 3$	SR4t4	

TABLE 8.12 – Définition des classes utilisées dans le cadre de l'analyse multi-classes.

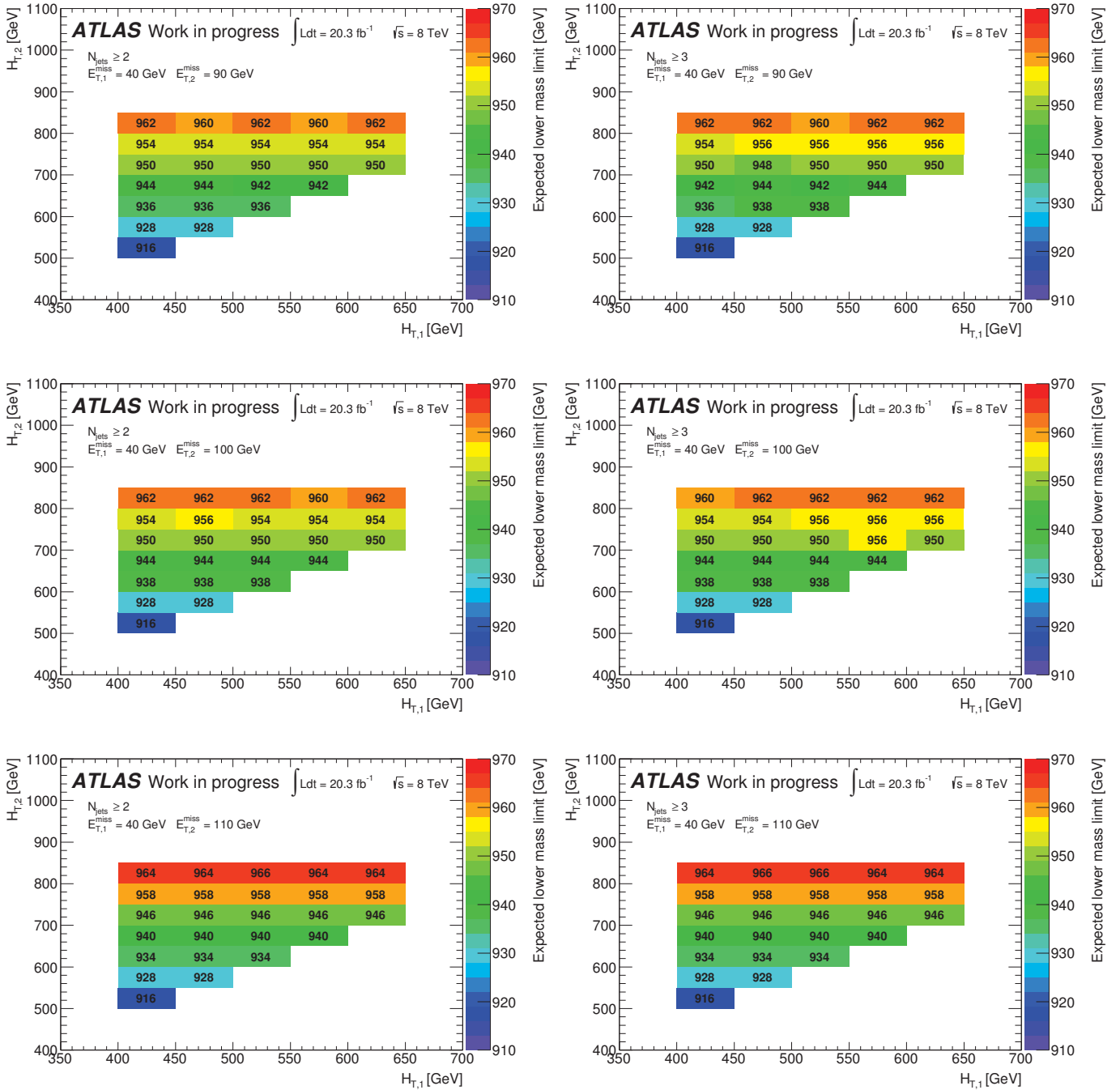


FIGURE 8.8 – Limite inférieure attendue sur la masse du gluon pour différents jeux de paramètres de la sélection.

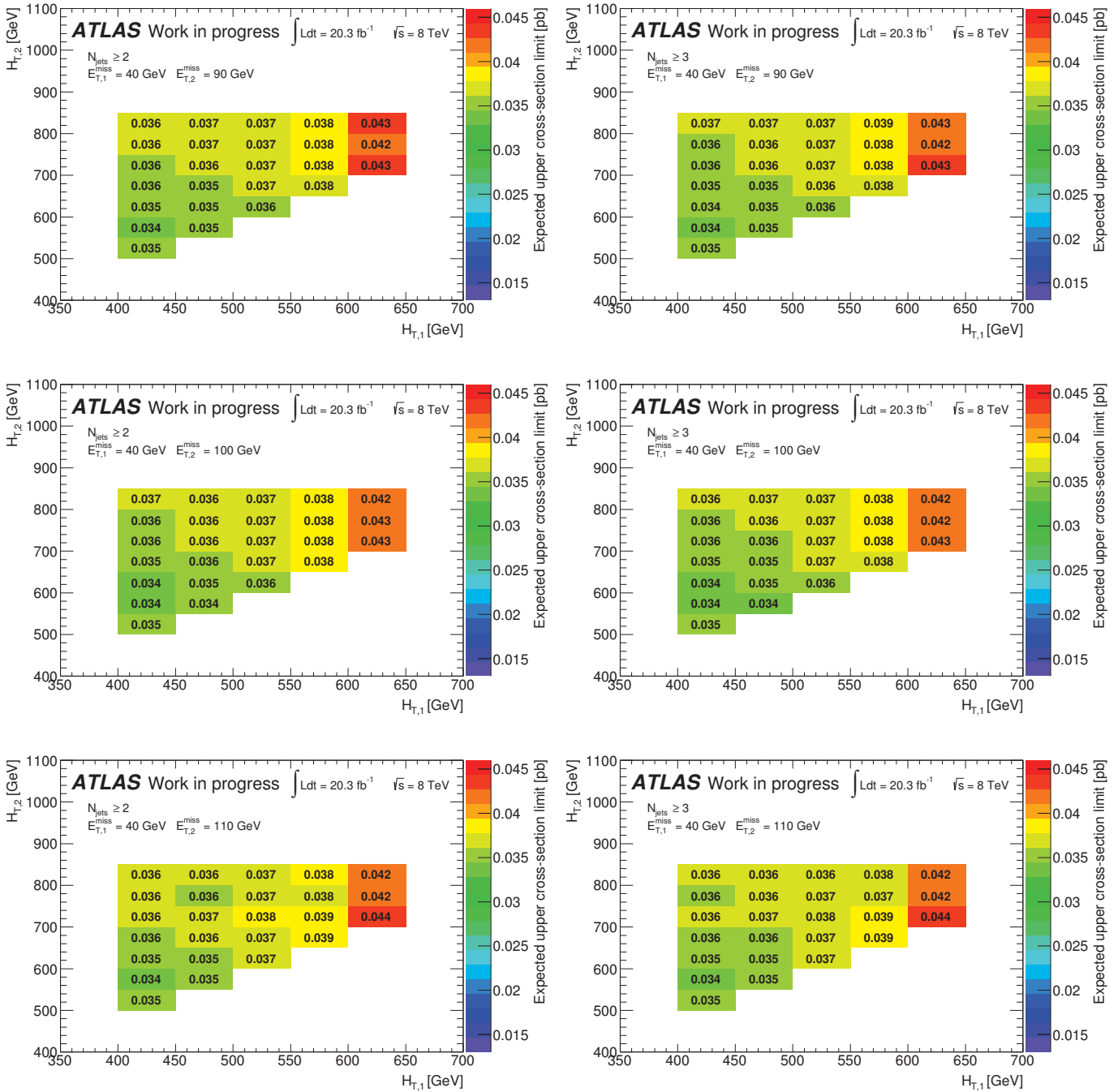


FIGURE 8.9 – Limite supérieure attendue sur la section efficace pour un sgluon de 400 GeV et différents jeux de paramètres de la sélection.

8.8 Résultats

La Table 8.13 indique les variations du nombre d'événements liées aux principales incertitudes systématiques pour un échantillon de signal et l'ensemble du bruit de fond. Les nombres nominaux d'événements attendus de signal et de bruit de fond dans chacune des catégories sont présentés dans la Figure 8.10, et la Table 8.14. La limite supérieure attendue sur la section efficace de production du sgluon en fonction de sa masse est présentée sur la Figure 8.11 et conduit à une limite inférieure attendue en masse de 0.94 ± 0.03 TeV.

L'amélioration de l'analyse (objets physiques et redéfinition des régions de signal) permet d'obtenir une sensibilité accrue aux sgluons, de haute masse comme de basse masse : la limite inférieure attendue en masse est améliorée de 110 GeV par rapport au Chapitre 7, et la limite supérieure sur la section efficace à basse masse est améliorée d'un facteur 5 (Table 8.15).

	Variation des nombres d'événements de Sgluon (1 TeV) [%]				
	SR4t0	SR4t1	SR4t2	SR4t3	SR4t4
Luminosité	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8
PDF	+28/-28	+28/-28	+30/-30	+29/-29	+29/-29
ATLFASTII	+10/-10	+5/-5	+10/-10	+15/-15	+10/-10
Étiquetage des b	+1.1/-1.2	+3.3/-3.3	+2.6/-2.6	+4.5/-5.4	+8.0/-8.1
JES	+0.0/-1.5	+33.0/-0.0	+2.5/-4.5	+0.3/-1.0	+1.0/-1.2
JER	+14/-14	+33.4/-33.4	+6.7/-6.7	+0.6/-0.6	+1.7/-1.7
Identification des leptons	+3.4/-3.4	+3.5/-3.5	+3.8/-3.9	+3.7/-2.7	+3.2/-3.2

	Variation des nombres d'événements de bruit de fond [%]				
	SR4t0	SR4t1	SR4t2	SR4t3	SR4t4
Luminosité	+1.1/-1.1	+1.3/-1.3	+1.5/-1.5	+2.1/-2.1	+1.9/-1.9
PDF	+2.3/-2.4	+2.6/-2.6	+3.1/-3.1	+4.2/-4.2	+3.9/-3.9
Section efficace	+19.8/-19.8	+28/-28	+23/-23	+18.7/-18.7	+17.6/-17.6
Étiquetage des b	+2.7/-2.6	+4.0/-4.0	+3.7/-3.7	+5.1/-5.0	+8.3/-8.3
JES	+1.2/-1.8	+1.4/-1.3	+3.9/-1.3	+8.6/-5.9	+7.4/-5.3
JER	+0.2/-0.2	+3.2/-3.2	+1.0/-1.0	+0.7/-0.7	+4.0/-4.0
Identification des leptons	+1.6/-1.6	+1.6/-1.6	+2.1/-2.1	+2.8/-2.7	+2.5/-2.5

TABLE 8.13 – Variations des nombres d'événements de signal (Sgluon 1 TeV) et des bruits de fond induites par les principales sources d'incertitudes systématiques.

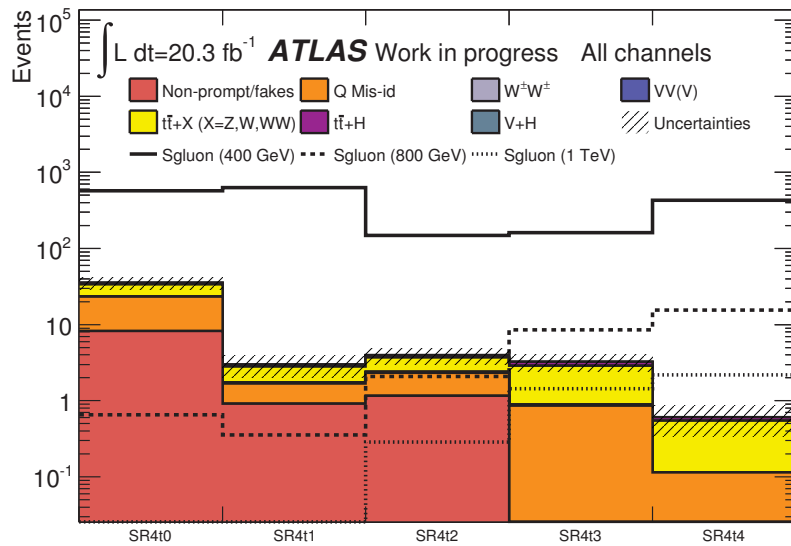


FIGURE 8.10 – Nombre d'événements de signal et de bruits de fond dans chaque catégorie. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond).

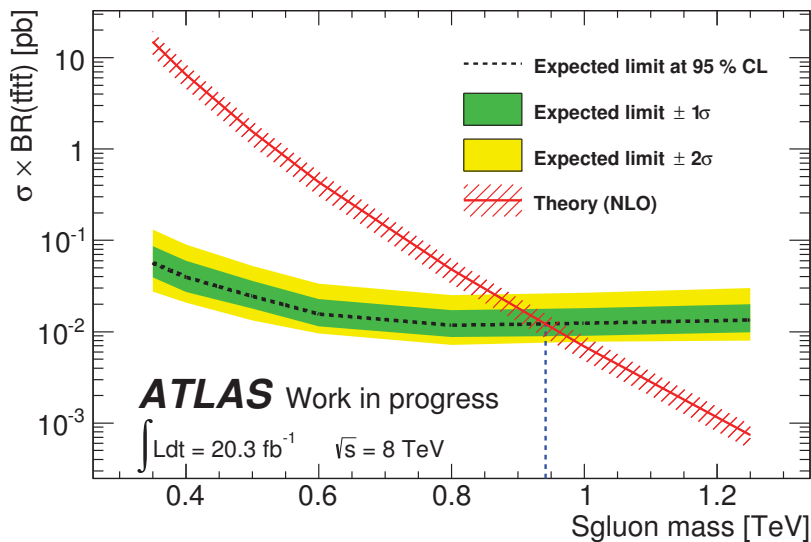


FIGURE 8.11 – Évolution de la limite attendue (ligne noire pointillée) et de ses variations ($\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$) en fonction de la masse du sgluon, comparée à la section efficace théorique, pour la sélection choisie. Elle montre une sensibilité aux sgluons jusqu'à une masse 0.94 ± 0.03 TeV.

	SR4t0	SR4t1	SR4t2	SR4t3	SR4t4
Sgluon (1 TeV)	0.01 ± 0.01 ^{+0.00} _{-0.00}	0.01 ± 0.01 ^{+0.01} _{-0.01}	0.29 ± 0.04 ^{+0.10} _{-0.10}	1.46 ± 0.09 ^{+0.46} _{-0.46}	2.21 ± 0.10 ^{+0.70} _{-0.70}
Sgluon (800 GeV)	0.69 ± 0.14 ^{+0.24} _{-0.28}	0.38 ± 0.10 ^{+0.18} _{-0.12}	2.18 ± 0.26 ^{+0.57} _{-0.55}	8.58 ± 0.53 ^{+2.13} _{-2.12}	15.80 ± 0.69 ^{+4.02} _{-4.02}
Sgluon (600 GeV)	17.25 ± 2.26 ^{+4.14} _{-4.79}	20.10 ± 2.37 ^{+4.22} _{-4.99}	22.46 ± 2.55 ^{+4.00} _{-3.93}	47.59 ± 3.79 ^{+9.40} _{-9.21}	106.74 ± 5.37 ^{+20.97} _{-20.63}
Sgluon (400 GeV)	607.75 ± 22.83 ^{+106.79} _{-109.21}	667.56 ± 23.50 ^{+118.44} _{-116.30}	156.83 ± 11.78 ^{+26.74} _{-23.81}	168.52 ± 12.04 ^{+30.59} _{-27.88}	452.64 ± 19.35 ^{+82.68} _{-84.13}
WZ/ZZ	0.88 ± 0.19 ^{+0.28} _{-0.29}	0.07 ± 0.12 ^{+0.06} _{-0.06}	0.30 ± 0.14 ^{+0.12} _{-0.10}	0.02 ± 0.12 ^{+0.03} _{-0.01}	0.00 ± 0.12 ^{+0.00} _{-0.00}
W [±] W [±]	0.07 ± 0.02 ^{+0.03} _{-0.02}	0.00 ± 0.01 ± 0.00	0.03 ± 0.01 ^{+0.02} _{-0.02}	0.02 ± 0.01 ^{+0.02} _{-0.01}	0.00 ± 0.01 ± 0.00
t \bar{t} + W/Z	12.69 ± 0.28 ^{+4.03} _{-4.04}	1.26 ± 0.09 ^{+0.42} _{-0.42}	1.90 ± 0.09 ^{+0.62} _{-0.60}	2.47 ± 0.11 ^{+0.83} _{-0.81}	0.57 ± 0.05 ^{+0.20} _{-0.19}
t \bar{t} + WW	0.20 ± 0.01 ^{+0.08} _{-0.06}	0.02 ± 0.00 ^{+0.01} _{-0.01}	0.04 ± 0.00 ^{+0.02} _{-0.01}	0.09 ± 0.01 ^{+0.04} _{-0.03}	0.02 ± 0.00 ^{+0.01} _{-0.01}
t \bar{t} H	1.44 ± 0.08 ^{+0.21} _{-0.21}	0.21 ± 0.03 ^{+0.05} _{-0.04}	0.25 ± 0.03 ^{+0.04} _{-0.04}	0.38 ± 0.04 ^{+0.06} _{-0.06}	0.06 ± 0.02 ^{+0.02} _{-0.01}
VH	0.02 ± 0.03 ^{+0.02} _{-0.03}	0.00 ± 0.08 ± 0.00	0.00 ± 0.08 ± 0.00	0.00 ± 0.08 ± 0.00	0.00 ± 0.08 ± 0.00
Faux/non-prompts	8.33 ± 2.40 ^{+6.67} _{-6.67}	1.10 ± 0.84 ^{+0.88} _{-0.88}	1.16 ± 0.68 ^{+0.93} _{-0.93}	0.00 ± 0.42 ± 0.00	0.01 ± 0.24 ^{+0.01} _{-0.01}
Erreur charge	15.07 ± 0.55 ^{+2.79} _{-2.77}	0.78 ± 0.12 ^{+0.15} _{-0.15}	1.15 ± 0.16 ^{+0.25} _{-0.25}	1.03 ± 0.13 ^{+0.23} _{-0.23}	0.30 ± 0.10 ^{+0.07} _{-0.07}
Total bdf.	38.70 ± 2.49 ^{+8.33} _{-8.33}	3.42 ± 0.86 ^{+1.00} _{-1.00}	4.83 ± 0.73 ^{+1.17} _{-1.15}	4.01 ± 0.48 ^{+0.90} _{-0.87}	0.97 ± 0.30 ^{+0.22} _{-0.21}

TABLE 8.14 – Nombres d'événements de signal et de bruits de fond attendus dans les catégories. Les incertitudes fournies pour les bruits de fond et le signal représentent l'incertitude statistique puis les incertitudes systématiques.

	Limite supérieure sur la section efficace [pb]		
	Échantillon partiel (Figure 7.13)	Projection (Figure 8.1)	Résultat final (Figure 8.11)
	$\mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 20.3 \text{ fb}^{-1}$	$\mathcal{L} = 20.3 \text{ fb}^{-1}$
350 GeV	0.27	0.21	0.057
400 GeV	0.14	0.11	0.040
600 GeV	0.043	0.030	0.016
800 GeV	0.035	0.026	0.012
1 TeV	0.040	0.026	0.013

TABLE 8.15 – Évolution de la limite médiane supérieure attendue sur la section efficace de production sgluon pour différents points de masse et les différentes versions de l'analyse.

Conclusions et perspectives

Le Chapitre 7 présentait la première itération d'une analyse cruciale dans le cadre de la recherche de Nouvelle Physique : les états finals contenant deux leptons porteurs de la même charge électrique.

Le présent chapitre a montré diverses améliorations possibles de cette analyse. Tout d'abord, les objets physiques utilisés peuvent être optimisés afin d'accroître l'acceptance d'un signal et s'adapter à sa cinématique : l'isolation des leptons et les paramètres utilisés lors de la suppression des objets superposés ont permis d'améliorer l'acceptance sur toute la gamme de masse du sgluon.

Mais ce gain en acceptance se paye également par une contamination accrue en bruits de fond, tant instrumentaux que physiques, dont l'évaluation a évolué entre les deux versions de l'analyse. L'effet de cette augmentation des nombres d'événements de bruits de fond a été endigué par la mise en place d'une nouvelle stratégie d'analyse.

Cette dernière ne s'appuie alors plus sur les canaux leptoniques, comme ce fut le cas précédemment, mais sur des catégories dont les définitions ont été optimisées pour être sensibles à la fois à des sgluons de basses et de hautes masses. La limite inférieure attendue sur la masse du sgluon est alors de $0.94 \pm 0.03 \text{ TeV}$.

Cette sensibilité à différents régimes cinématiques a notamment permis la convergence de plusieurs signaux sur une sélection commune. L'ensemble des signaux $t\bar{t}t\bar{t}$ qui sont traités dans l'analyse commune d'ATLAS, comprenant des signaux fortement *boostés* (UED-RPP [193, 194]) où de faible énergie (production d'événements à quatre quarks top dans le Modèle Standard par exemple) ont adopté ce schéma d'analyse. Le gain en sensibilité est alors équivalent à celui observé sur le sgluon.

Cette analyse n'est pourtant encore qu'une étape. En effet, avec la luminosité attendue au cours des collisions à 13/14 TeV à partir de 2015, le nombre d'événements dans ces régions de signal pourrait permettre l'utilisation d'outils plus sophistiqués, conduisant à de meilleures sensibilités que celles présentées ici (utilisation d'outils d'analyse multivariées, ou des formes de distributions pour le calcul de la limite par exemple).

Conclusion

L'annonce de la découverte d'un boson de Higgs le 4 juillet 2012 fut un grand jour pour la physique des particules, couronnement de dizaines d'années de travail de plusieurs centaines de physiciens du monde entier. Cependant, même si le Modèle Standard est éprouvé aux énergies considérées jusqu'alors, l'énergie des collisions produites au LHC pourrait mettre en évidence des phénomènes de Nouvelle Physique. C'est dans ce cadre que s'est déroulée cette thèse.

L'observation de nouvelles particules étant conditionnée à la disposition d'un détecteur extrêmement performant, la première partie de ce document fut de s'assurer des performances d'un sous-détecteur, le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS, et plus particulièrement du système de hautes tensions alimentant ses photomultiplicateurs. Par la mise en place d'outils capables de détecter un dysfonctionnement systématique ou une instabilité, l'étude a montré que seuls 60 canaux de hautes tensions montraient un comportement anormal au regard des critères établis, soit près de 0.6 % de l'ensemble des canaux. Parmi ceux-ci, 17 montrent une instabilité pouvant dégrader la mesure de l'énergie, soit moins de 0.2 % de l'ensemble des canaux du TileCal. L'analyse a été également menée en comparant l'évolution des hautes tensions avec les mesures réalisées par deux systèmes d'étalonnage du TileCal : les systèmes LASER et Césium. Cette comparaison a montré que seuls 7 canaux présentent une réelle instabilité, soit moins d'un canal sur mille. La principale conclusion de cette étude est que le TileCal fonctionne de façon optimale et selon les spécifications de son cahier des charges pour plus de 99 % des canaux. Les canaux restants ont pu être réparés, étalonnés ou masqués et n'ont pas affecté la qualité des données enregistrées en 2012 par le détecteur ATLAS.

Les jets, objets calorimétriques ont fait l'objet d'une étude spécifique quant à la réjection de l'effet d'empilement grâce à une variable appelée JVF (*Jet Vertex Fraction*) sur laquelle une sélection est appliquée. L'efficacité de sélection des jets provenant de l'interaction principale en requérant $|JVF| > 0.5$ est alors de plus de 90 % pour des jets d'au moins 25 GeV, tandis que l'efficacité de réjection de jets provenant d'une interaction concomitante est de plus de 95 % pour $p_T > 25$ GeV. Des facteurs correctifs furent établis afin de corriger les efficacités de réjection et de sélection dans la simulation et modéliser au mieux les données. Ces facteurs correctifs ont montré une dépendance selon le schéma de simulation utilisé. Ils ont par conséquent été calculés dans plusieurs configurations, ainsi que leurs incertitudes systématiques associées. Pour des jets de $p_T < 40$ GeV, ils peuvent conduire à une correction de 3 %. Ces résultats furent utilisés par l'ensemble des analyses du groupe Top de la collaboration ATLAS pour les conférences d'hiver 2013.

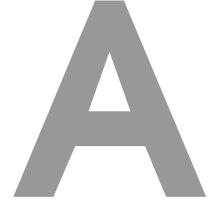
Enfin, la troisième partie de cette thèse portait sur la recherche de sgluons dans les états finals à quatre quarks tops. Cette signature fut indiquée par une recherche prospective réalisée dans le cadre d'un article phénoménologique étudiant plusieurs états finals contenant de un à quatre quarks tops. Les résultats de cette étude préliminaire ont alors conduit à rechercher les sgluons dans les états finals à quatre quarks top au sein de la collaboration ATLAS, et plus particulièrement dans le cadre d'une signature présentant deux leptons porteurs de la même charge électrique. Cette étude représente la première recherche mondiale de sgluon dans cette topologie.

Bien que le nombre d'événements de bruit de fond soit faible dans cette analyse, leur estimation n'est pas aisée pour autant, et en particulier pour les bruits de fond instrumentaux dus aux faux leptons prompts ou à une erreur sur la mesure de la charge des électrons. Deux réalisations de cette analyse ont été présentées. La première, basée sur un lot de données partiel enregistré au cours de la première partie de l'année 2012, utilise les définitions des objets par défaut dans le groupe Top de la collaboration ATLAS. Aucun excès significatif de données par rapport aux attentes de bruit de fond ne fut observé, conduisant à une limite inférieure observée (resp. attendue) sur la masse du sgluon de $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV (resp. $0.83^{+0.02}_{-0.03}$ TeV), soit une gamme en masse exclue de 350 à 800 GeV (resp. 830 GeV).

La seconde analyse présentée utilise l'ensemble des données enregistrées en 2012 à $\sqrt{s} = 8$ TeV et tire les conséquences de l'analyse précédente en améliorant un-à-un ses points faibles : l'isolation des électrons, la suppression des objets superposés, et la sélection elle-même furent améliorés. L'amélioration en acceptance conduit à une amélioration de la limite inférieure attendue en masse qui atteint 0.94 ± 0.03 TeV, soit une augmentation de près de 110 GeV entre les deux versions de l'analyse.

Même si, à l'heure actuelle, aucune évidence de Nouvelle Physique n'a été détectée au LHC, une nouvelle ère commence en 2015 où il délivrera des collisions $p - p$ à une énergie de 13/14 TeV et une haute luminosité (près de 300 fb^{-1} attendus au cours des trois prochaines années d'exploitation du LHC). De telles conditions devraient permettre une sensibilité accrue à des particules de Nouvelle Physique, et mener à de nombreuses et fascinantes découvertes.

Annexes



Incertitudes systématiques liées aux facteurs d'échelle

La Section 6.7 présentait des études préliminaires réalisées après la redéfinition de la région RPU, et après la correction des contaminations à la fois dans la régions RHS et RPU.

Pour compléter les commentaires de ladite section, cette annexe fournit les distributions correspondantes pour la contamination, mais aussi les incertitudes systématiques dérivées dans cette région.

A.1 Contaminations

Les contaminations dans la région RHS et dans la région RPU sont respectivement présentées dans les Figures A.1 et A.2.

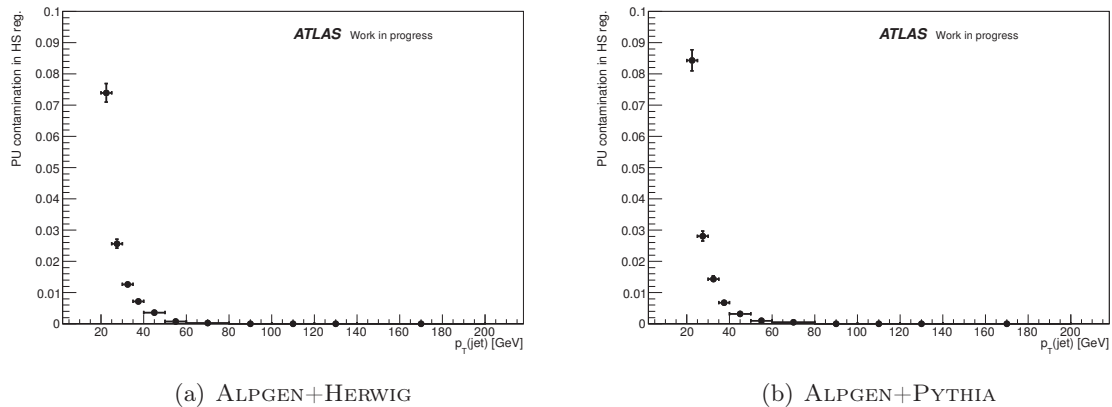


FIGURE A.1 – Contamination en jets de PU dans la région RHS, C_{HS} , en fonction de l'impulsion transverse du jet, obtenue grâce à la vérité Monte Carlo.

A.2 Incertitudes systématiques

La plupart des incertitudes systématiques ont déjà été décrites dans la Section 6.5. De nouvelles sources d'incertitudes sont prises en compte :

- **l'incertitude liée à la contamination** : les contaminations C_{PU} et C_{HS} sont mesurées dans la simulation, mais sont affectées d'une incertitude qui peut atteindre 10 %. Aussi, la contamination est variée de cette amplitude, et la variation est répercutée sur les facteurs d'échelle.

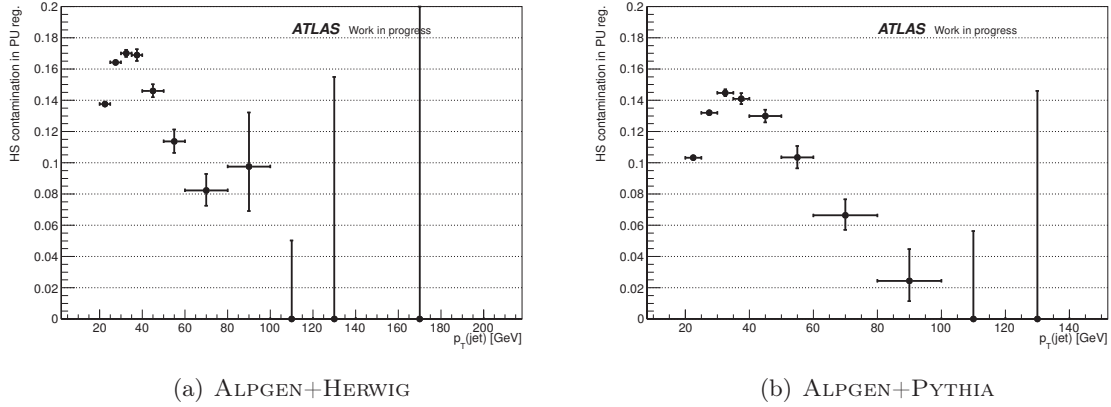


FIGURE A.2 – Contamination en jets de HS dans la région RPU, \mathcal{C}_{PU} , en fonction de l'impulsion transverse du jet, obtenue grâce à la vérité Monte Carlo.

- **l'incertitude liée à la définition de la région RPU** : le seul critère définissant cette région est l'impulsion transverse du boson Z reconstruit p_T^Z . La valeur de la sélection est variée de 10 GeV (nominal) à 5 GeV ou 15 GeV, et l'effet est propagé aux facteurs d'échelle.

Les facteurs d'échelle liés à l'efficacité de réjection des jets de PU sont modélisés au moyen d'une fonction de la forme :

$$\kappa_{\varepsilon_{PU}} = A + B \times p_T + C \times p_T^2 \quad (\text{A.1})$$

La Figure A.3 présente les variations obtenues pour les régions RHS et RPU dans le cas des chaînes ALPGEN+HERWIG et ALPGEN+PYTHIA.

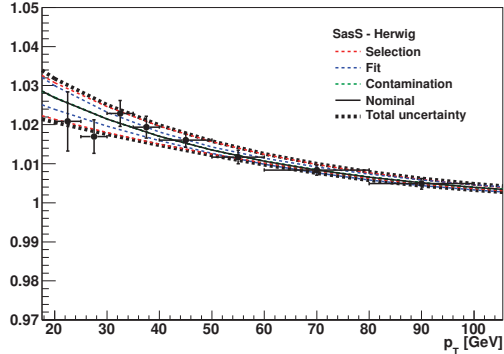
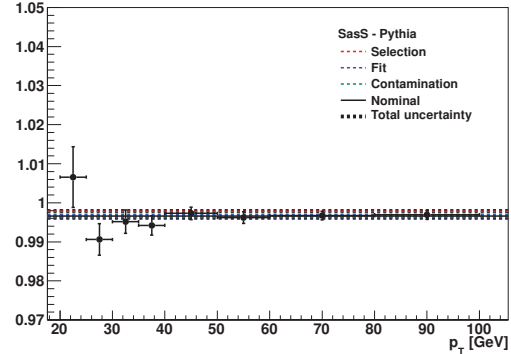
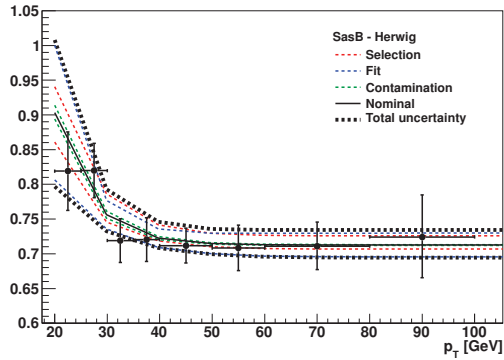
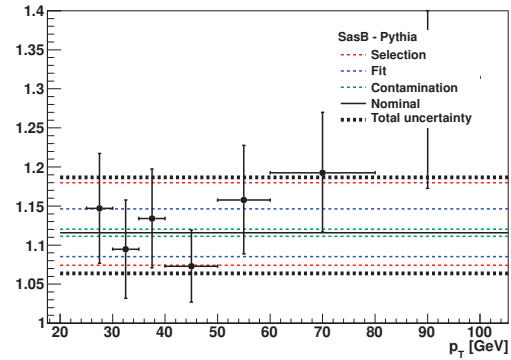
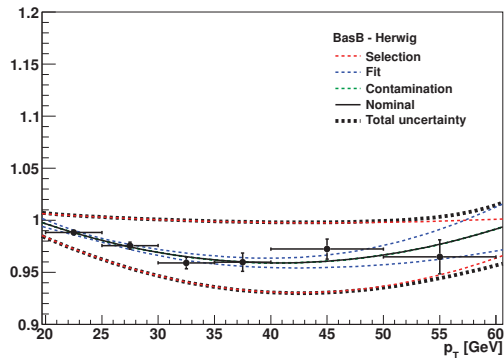
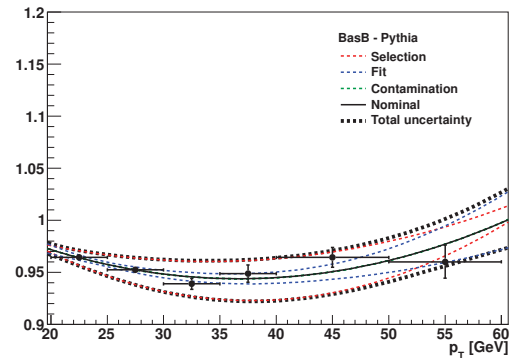
(a) ALPGEN+HERWIG - ε_{HS} (b) ALPGEN+PYTHIA - ε_{HS} (c) ALPGEN+HERWIG - I_{HS} (d) ALPGEN+PYTHIA - I_{HS} (e) ALPGEN+HERWIG - ε_{PU} (f) ALPGEN+PYTHIA - ε_{PU}

FIGURE A.3 – Facteurs d'échelle d'efficacité déterminés pour l'efficacité de sélection de jets de HS ((a) et (b)), l'inefficacité de sélection des jets de HS ((c) et (d)) ou l'efficacité de réjection de jets de PU ((e) et (f)). Les deux chaînes de génération sont présentées : ALPGEN+HERWIG (gauche) et ALPGEN+PYTHIA (droite).

B

Distribution de variables discriminantes

Les figures de cette annexe présentent les distributions de variables cinématiques pour le signal et pour les bruits de fond à l'issue de la présélection présentée dans le paragraphe 7.6, pour les canaux ee et $\mu\mu$. Elles montrent le caractère discriminant de ces variables.

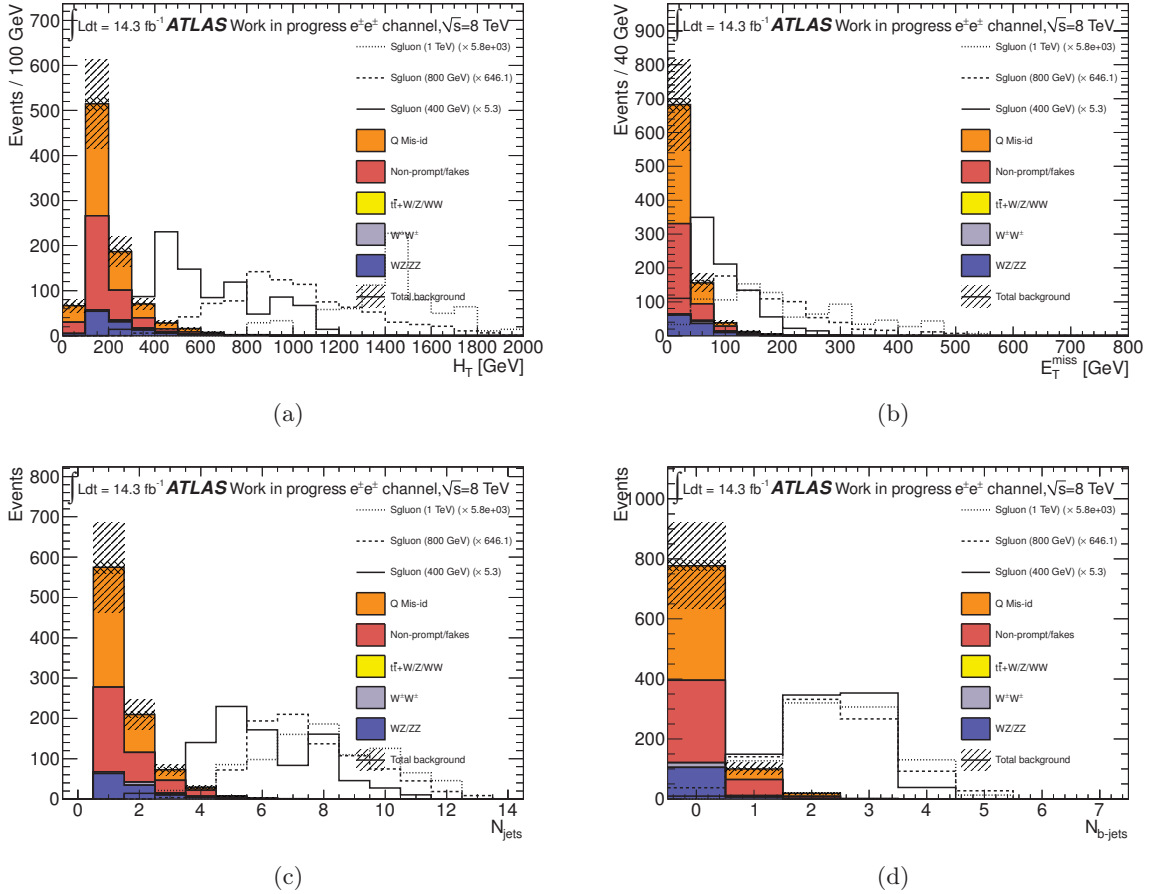


FIGURE B.1 – Distribution de quatre variables cinématiques à l'issue de la présélection dans le canal ee pour le signal et les bruits de fond : (a) H_T , (b) E_T^{miss} , (c) nombre de jets N_j , et (d) nombre de jets étiquetés b . Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond).

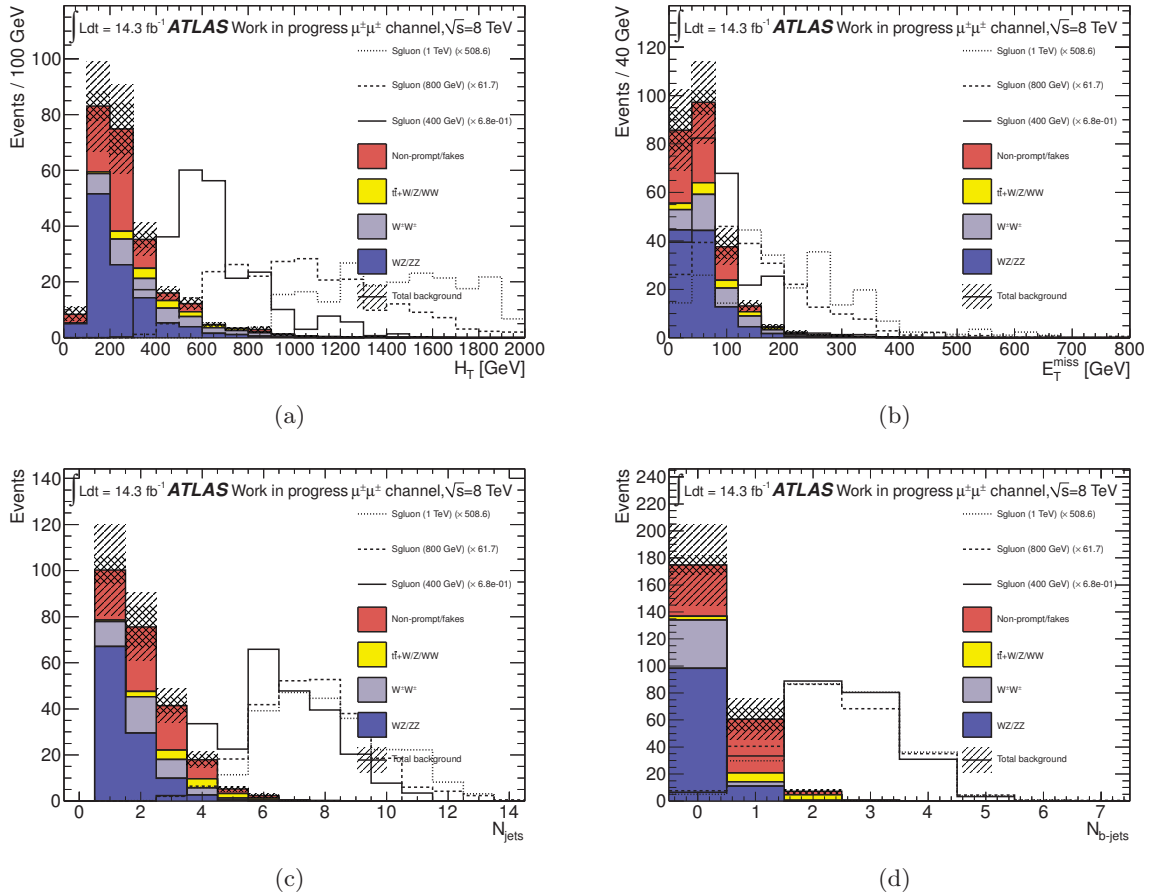
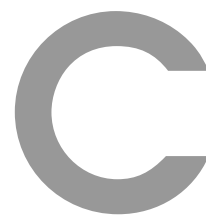


FIGURE B.2 – Distribution de quatre variables cinématiques à l'issue de la présélection dans le canal $\mu\mu$ pour le signal et les bruits de fond : (a) H_T , (b) E_T^{miss} , (c) nombre de jets N_j , et (d) nombre de jets étiquetés b . Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond).



Régions de contrôles pour l'analyse avec le lot partiel de données

Les Figures C.1 et C.2 présentent quelques distributions cinématiques dans la région de contrôle $H_T < 400$ GeV dans les canaux ee et $\mu\mu$. Les prédictions et observations montrent en accord dans les incertitudes.

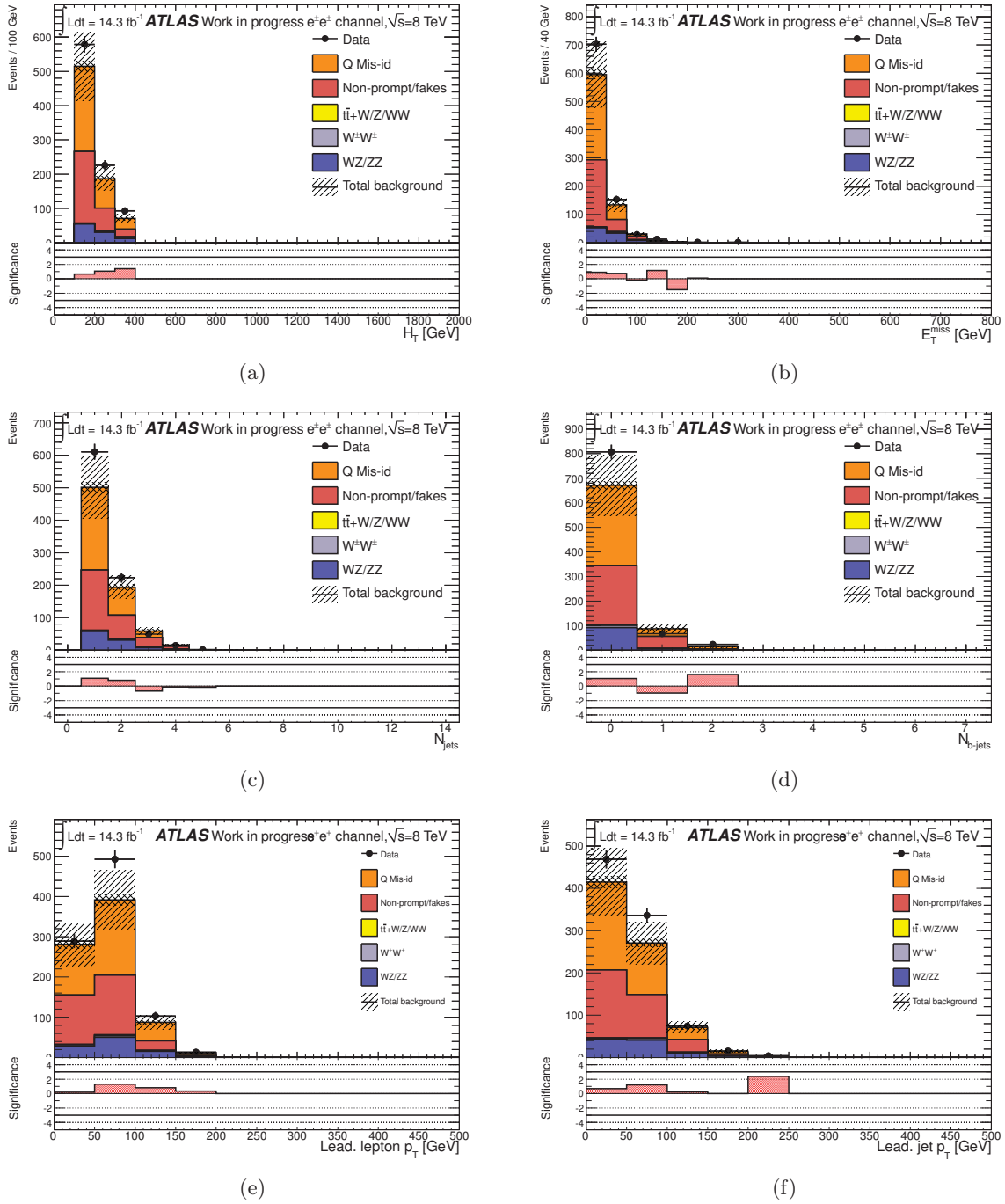


FIGURE C.1 – Distributions cinématiques dans le canal $e\mu$ et la région $H_T < 400$ GeV : (a) H_T , (b) l'énergie transverse manquante, (c) le nombre de jets, (d) le nombre de jets étiquetés b , (e) l'impulsion transverse du premier lepton, et (f) l'impulsion transverse du premier jet. Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

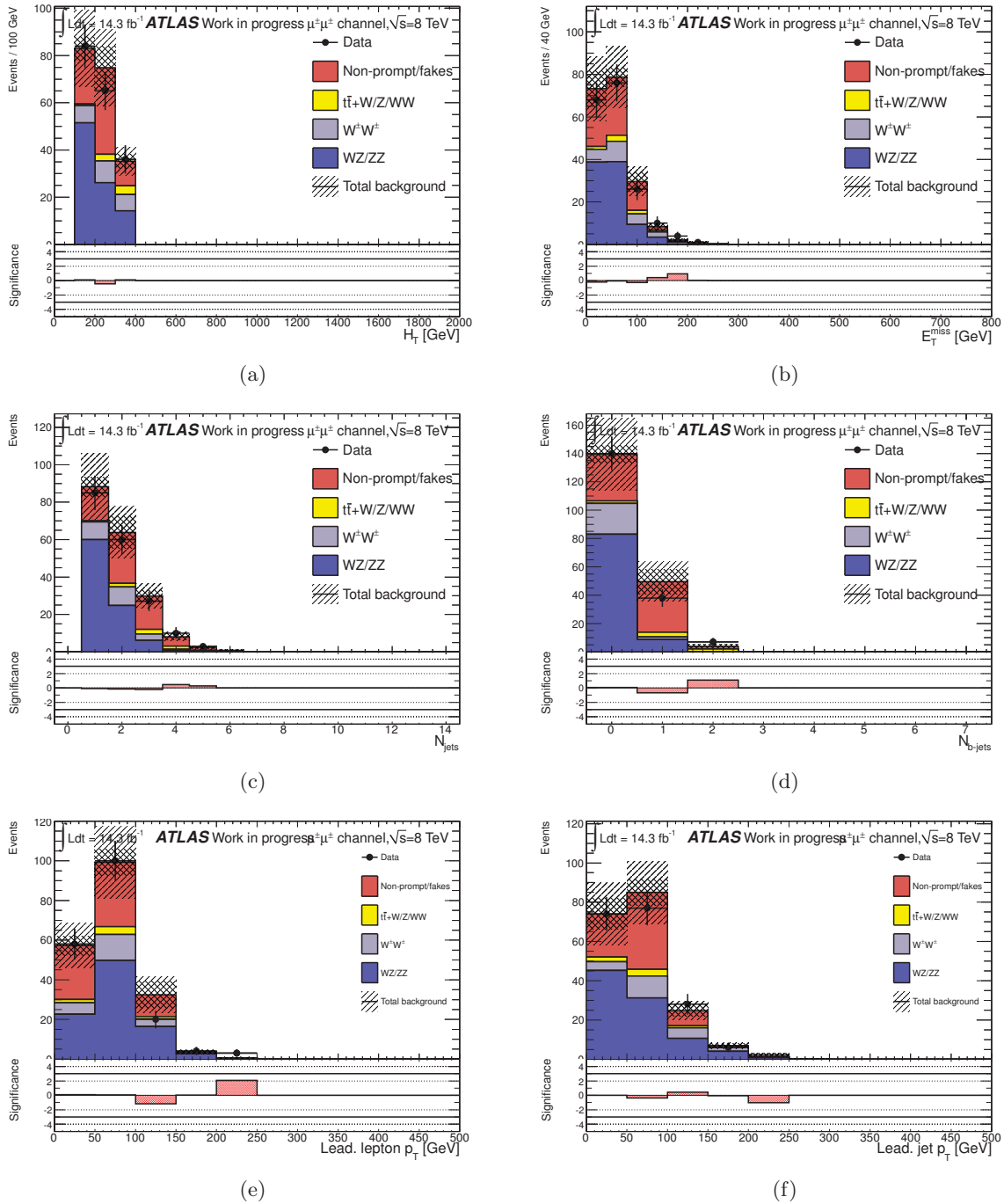


FIGURE C.2 – Distributions cinématiques dans le canal $e\mu$ et la région $H_T < 400$ GeV : (a) H_T , (b) l'énergie transverse manquante, (c) le nombre de jets, (d) le nombre de jets étiquetés b , (e) l'impulsion transverse du premier lepton, et (f) l'impulsion transverse du premier jet. Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

D

Régions de contrôle pour l'analyse réalisée avec l'ensemble des données

Les Figures D.1 et D.2 présentent quelques distributions cinématiques dans la région de contrôle $H_T < 400$ GeV et les canaux ee et $\mu\mu$. Les prédictions et observations montrent un accord dans les incertitudes.

Les figures comparent également les prédictions des bruits de fond instrumentaux par le biais de la simulation Monte Carlo, et la méthode par défaut de l'analyse (extraits à partir des données).

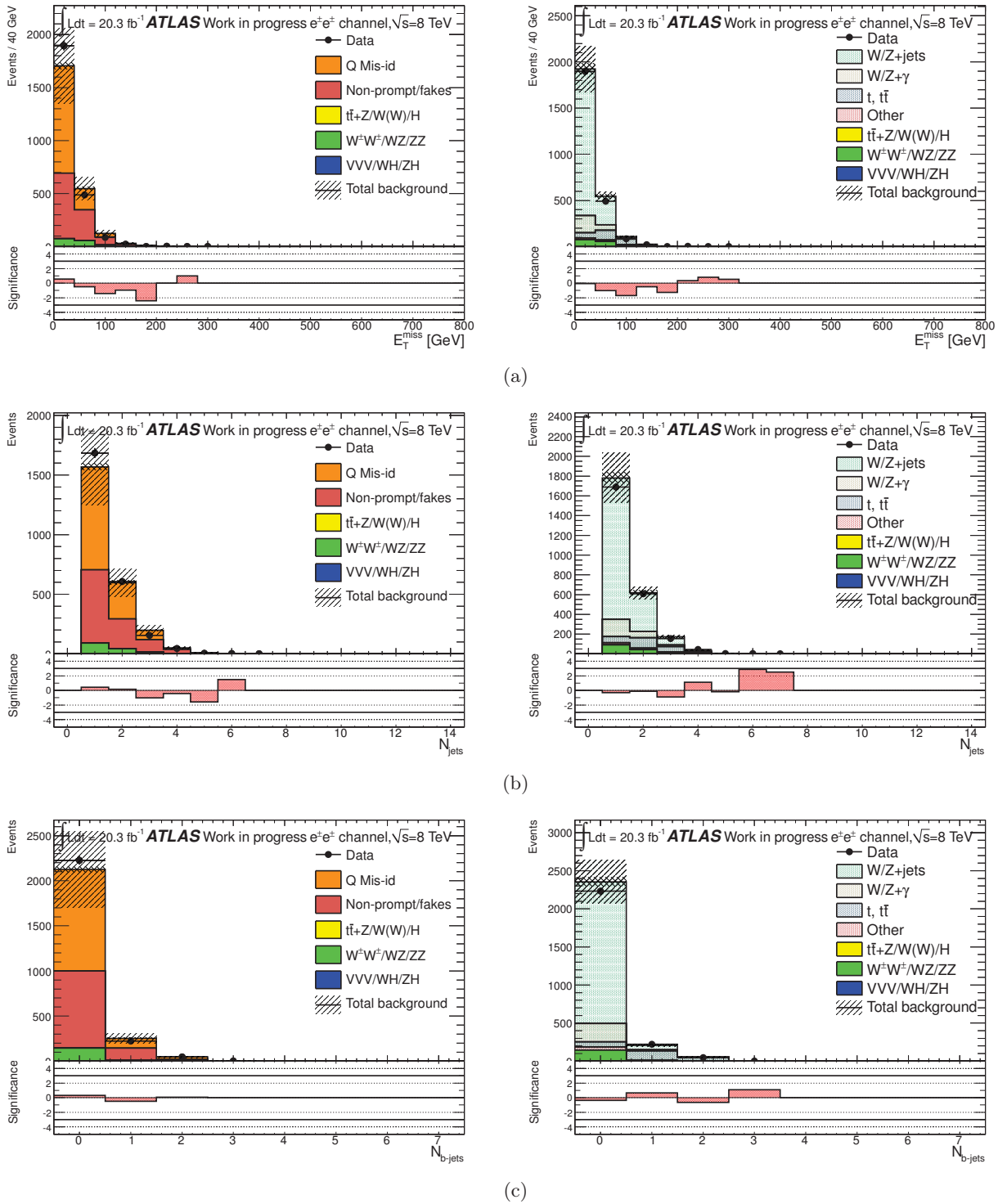


FIGURE D.1 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle à bas H_T et le canal ee . À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation, en transparence). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

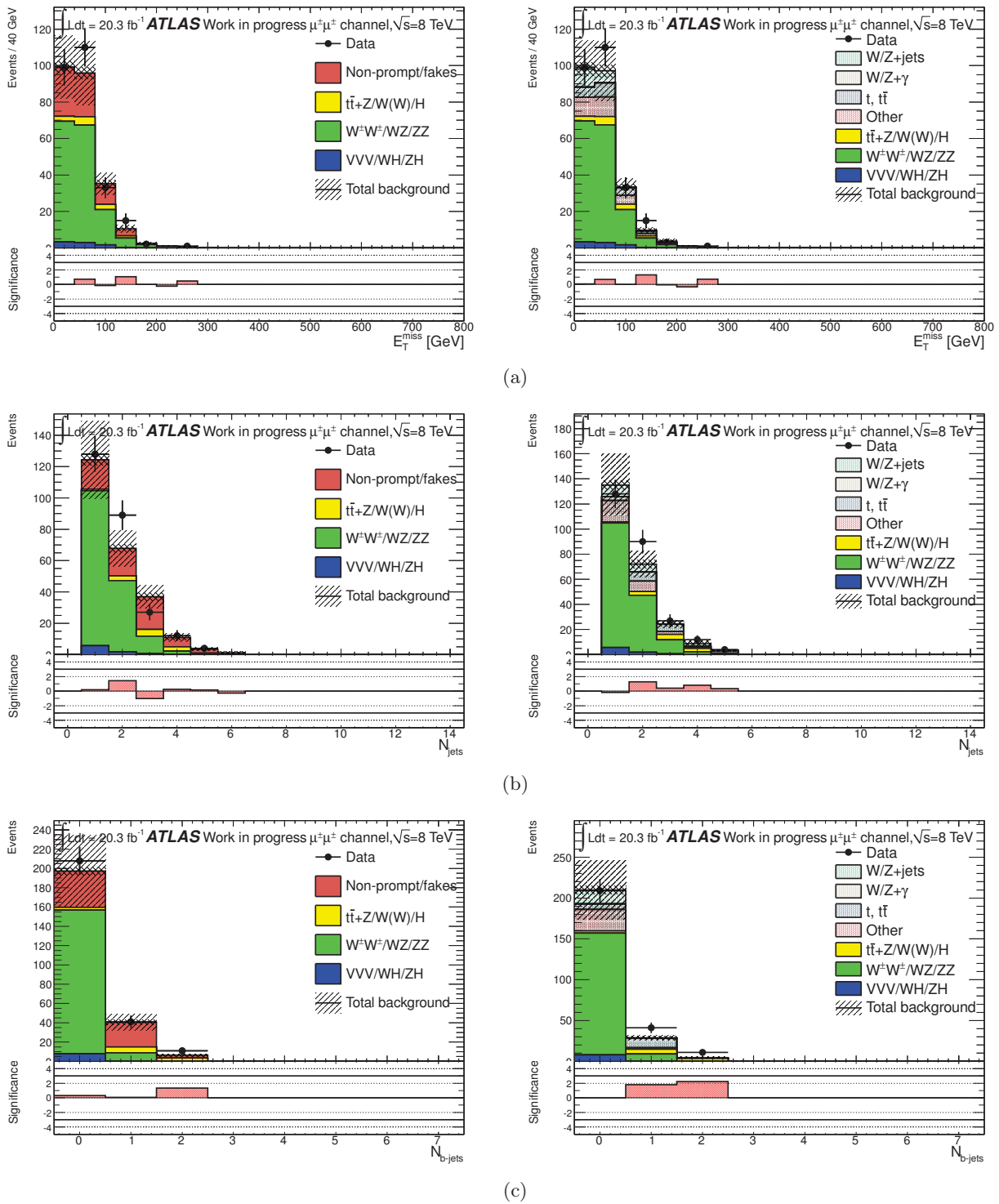


FIGURE D.2 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle à bas H_T et le canal $\mu\mu$. À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation, en transparence). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

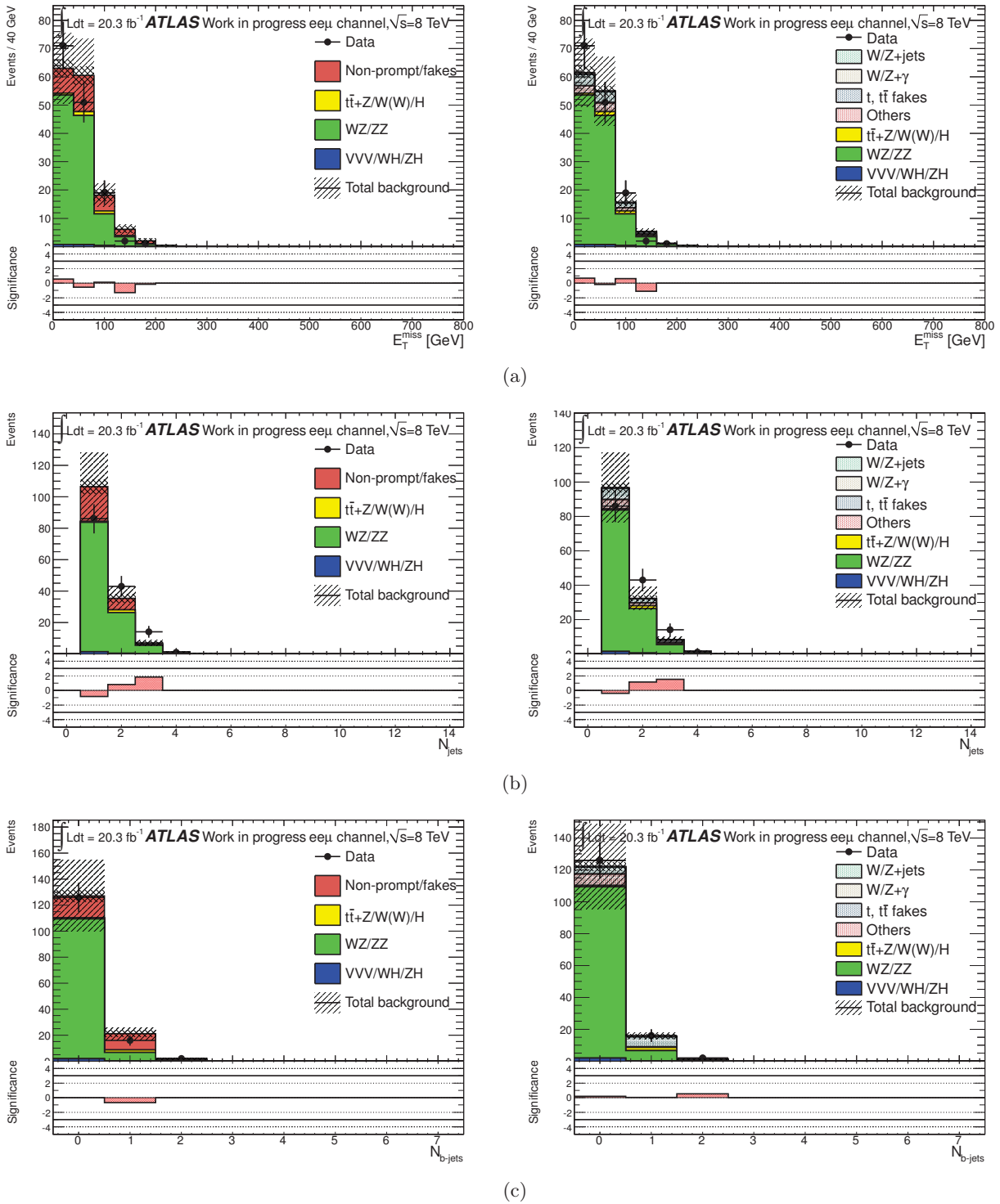


FIGURE D.3 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle à bas H_T et le canal $ee\mu$. À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation, en transparence). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

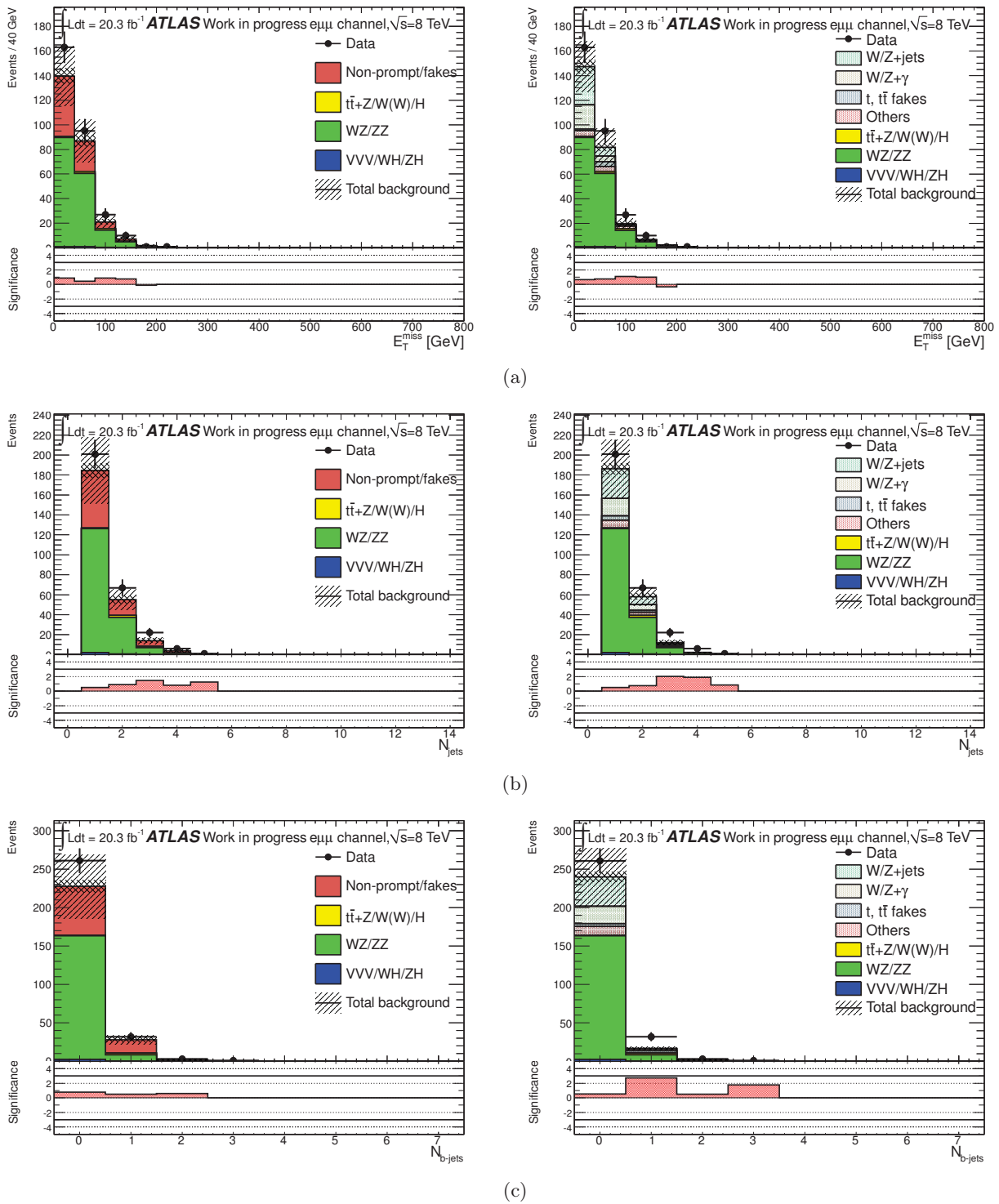


FIGURE D.4 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle à bas H_T et le canal $e\mu\mu$. À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation, en transparence). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

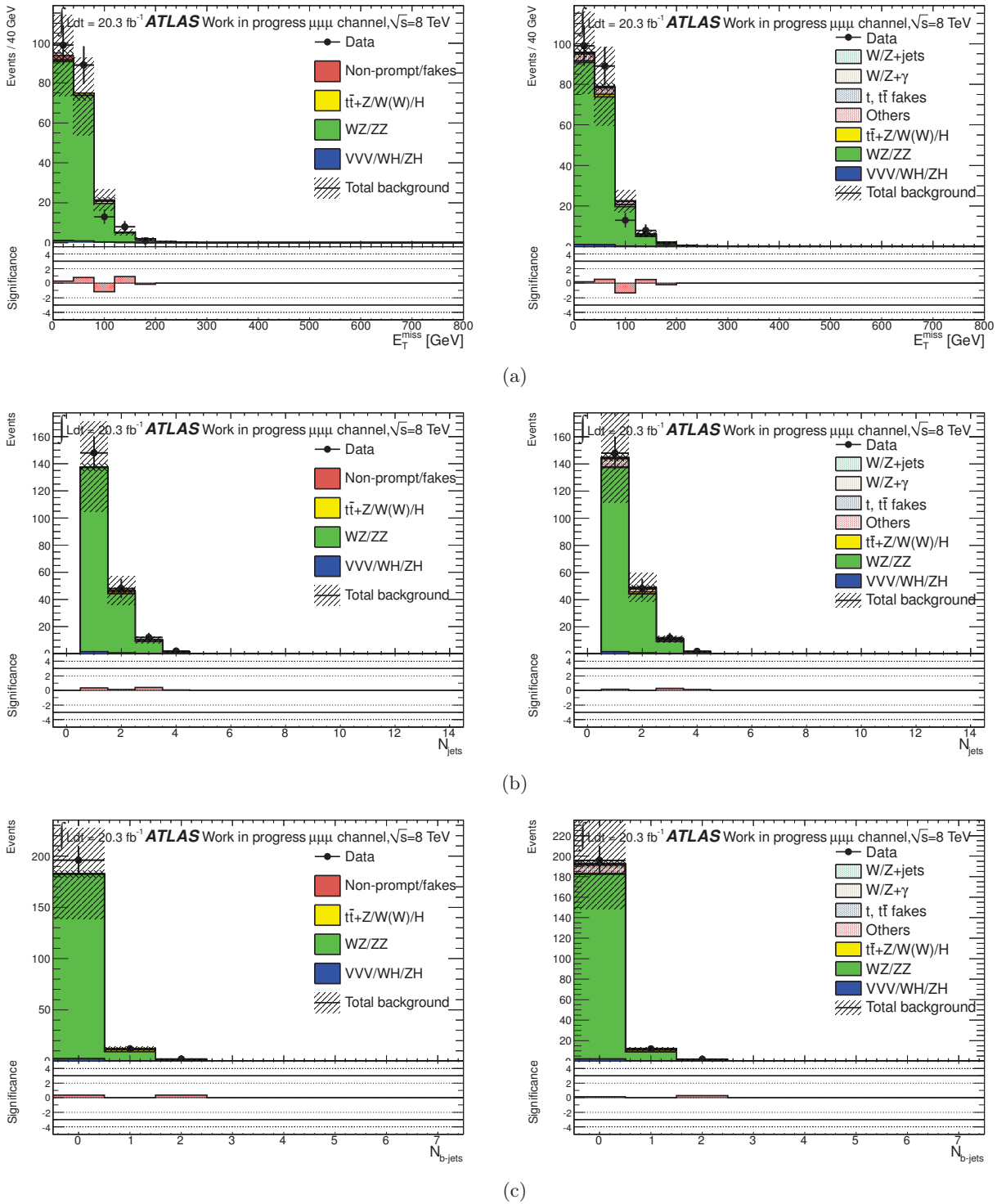


FIGURE D.5 – Distributions cinématiques de l'énergie transverse manquante (a), du nombre de jets (b) et du nombre de jets étiquetés b (c) dans la région de contrôle à bas H_T et le canal $\mu\mu$. À gauche (resp. à droite), les bruits de fond instrumentaux sont estimés à partir des données (resp. de la simulation, en transparence). Les bruits de fond sont organisés dans le même ordre dans la distribution et la légende. Les incertitudes représentent les incertitudes statistiques et les principales incertitudes systématiques (normalisation des bruits de fond). Dans le cadran bas de chaque figure, la signification statistique [184] d'un excès ou d'un déficit de données par rapport aux attentes de bruits de fond est présentée.

Bibliographie

- [1] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, and H. W. Kendall. High-energy inelastic ep scattering at 6° and 10° . *Phys. Rev. Lett.*, 23 :930–934, Oct 1969.
- [2] J. E. et al. Augustin. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33 :1406–1408, Dec 1974.
- [3] First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass. Technical Report arXiv :1403.4427. ATLAS-CONF-2014-008. CDF-NOTE-11071. CMS-PAS-TOP-13-014. D0-NOTE-6416, CERN, Geneva, Mar 2014. Comments : 34 pages, 7 figures.
- [4] F. et al. Abe. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :2626–2631, Apr 1995.
- [5] S. W. et al. Herb. Observation of a dimuon resonance at 9.5 gev in 400-gev proton-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :252–255, Aug 1977.
- [6] Frederick Reines and Clyde L. Cowan. The neutrino. *Nature*, 178 :446–449, 1956.
- [7] J.J. Thomson. Cathode rays. *Phil.Mag.*, 44 :293–316, 1897.
- [8] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9 :36–44, Jul 1962.
- [9] J. C. Street and E. C. Stevenson. New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron. *Phys. Rev.*, 52 :1003–1004, Nov 1937.
- [10] DONUT Collaboration. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, 504(3) :218 – 224, 2001.
- [11] Martin L. Perl, G.S. Abrams, A. Boyarski, Martin Breidenbach, D. Briggs, et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation. *Phys.Rev.Lett.*, 35 :1489–1492, 1975.
- [12] J. Beringer et al. Review of Particle Physics (RPP). *Phys.Rev.*, D86 :010001, 2012.
- [13] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. An Introduction to quantum field theory. 1995.
- [14] Emmy Noether. Invariant Variation Problems. *Gott.Nachr.*, 1918 :235–257, 1918.
- [15] James Clerk Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 155 :459–513, 1865.
- [16] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [17] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys.Rev.Lett.*, 19 :1264–1266, 1967.
- [18] Roel Aaij et al. Observation of the resonant character of the $Z(4430)^-$ state. 2014.
- [19] G. Arnison et al.. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ gev. *Physics Letters B*, 122(1) :103 – 116, 1983.
- [20] G. Arnison et al. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c**2 at the CERN SPS Collider. *Phys.Lett.*, B126 :398–410, 1983.
- [21] Christoph Berger et al. Observation of a Narrow Resonance Formed in $e^+ e^-$ Annihilation at 9.46-GeV. *Phys.Lett.*, B76 :243–245, 1978.
- [22] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :321–323, 1964.
- [23] Peter W. Higgs. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Phys.Lett.*, 12 :132–133, 1964.

- [24] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :508–509, 1964.
- [25] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.
- [26] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [27] Georges Aad et al. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data. *Phys.Lett.*, B726 :120–144, 2013.
- [28] Serguei Chatrchyan et al. Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate Via Its Decays to Z Boson Pairs. *Phys.Rev.Lett.*, 110 :081803, 2013.
- [29] Updated coupling measurements of the Higgs boson with the ATLAS detector using up to 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2014-009, CERN, Geneva, Mar 2014.
- [30] Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data. 2013.
- [31] Frank-Peter Schilling. Top Quark Physics at the LHC : A Review of the First Two Years. *Int.J.Mod.Phys.*, A27 :1230016, 2012.
- [32] Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using $e\mu$ events with b -tagged jets. Technical Report ATLAS-CONF-2013-097, CERN, Geneva, Sep 2013.
- [33] Measurement of the top quark pair production cross section in the single-lepton channel with ATLAS in proton-proton collisions at 8 TeV using kinematic fits with b -tagging. (ATLAS-CONF-2012-149), Nov 2012.
- [34] V.M. Abazov et al. Evidence for production of single top quarks and first direct measurement of $|V_{tb}|$. *Phys.Rev.Lett.*, 98 :181802, 2007.
- [35] Serguei Chatrchyan et al. Observation of the associated production of a single top quark and a W boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. 2014.
- [36] Georges Aad et al. Evidence for the associated production of a W boson and a top quark in ATLAS at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys.Lett.*, B716 :142–159, 2012.
- [37] Measurement of t-Channel Single Top-Quark Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. (ATLAS-CONF-2012-132), Sep 2012.
- [38] Nikolaos Kidonakis. Differential and total cross sections for top pair and single top production. pages 831–834, 2012.
- [39] Combination of single top-quark cross-sections measurements in the t-channel at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS and CMS experiments. Technical Report CMS-PAS-TOP-12-002. ATLAS-CONF-2013-098, CERN, Geneva, Sep 2013.
- [40] ATLAS Collaboration. Site internet public du groupe modèle standard de la collaboration ATLAS, 2014.
- [41] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. 1997.
- [42] Matts Roos. Dark Matter : The evidence from astronomy, astrophysics and cosmology. 2010.
- [43] F. Gabbiani, E. Gabrielli, A. Masiero, and L. Silvestrini. A Complete analysis of FCNC and CP constraints in general SUSY extensions of the standard model. *Nucl.Phys.*, B477 :321–352, 1996.

- [44] ATLAS Collaboration. Site internet public du groupe susy de la collaboration ATLAS, 2014.
- [45] Theodor Kaluza. On the Problem of Unity in Physics. *Sitzungsber.Preuss.Akad.Wiss.Berlin (Math.Phys.)*, 1921 :966–972, 1921.
- [46] O. Klein. Quantum Theory and Five-Dimensional Theory of Relativity. (In German and English). *Z.Phys.*, 37 :895–906, 1926.
- [47] Lisa Randall and Raman Sundrum. A Large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :3370–3373, 1999.
- [48] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G.R. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. *Phys.Rev.*, D59 :086004, 1999.
- [49] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G.R. Dvali. The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys.Lett.*, B429 :263–272, 1998.
- [50] Ignatios Antoniadis, Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G.R. Dvali. New dimensions at a millimeter to a Fermi and superstrings at a TeV. *Phys.Lett.*, B436 :257–263, 1998.
- [51] Walter D. Goldberger and Mark B. Wise. Modulus stabilization with bulk fields. *Phys.Rev.Lett.*, 83 :4922–4925, 1999.
- [52] A. Pomarol. Beyond the Standard Model. 2012.
- [53] Kaustubh Agashe, Alexander Belyaev, Tadas Krupovnickas, Gilad Perez, and Joseph Virzi. LHC Signals from Warped Extra Dimensions. *Phys.Rev.*, D77 :015003, 2008.
- [54] H. Georgi and S.L. Glashow. Unity of All Elementary Particle Forces. *Phys.Rev.Lett.*, 32 :438–441, 1974.
- [55] Steven Weinberg. Implications of Dynamical Symmetry Breaking. *Phys.Rev.*, D13 :974–996, 1976.
- [56] Leonard Susskind. Dynamics of Spontaneous Symmetry Breaking in the Weinberg-Salam Theory. *Phys.Rev.*, D20 :2619–2625, 1979.
- [57] Hans Peter Nilles. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. *Phys.Rept.*, 110 :1–162, 1984.
- [58] Howard E. Haber and Gordon L. Kane. The Search for Supersymmetry : Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys.Rept.*, 117 :75–263, 1985.
- [59] Graham D. Kribs, Erich Poppitz, and Neal Weiner. Flavor in supersymmetry with an extended R-symmetry. *Phys.Rev.*, D78 :055010, 2008.
- [60] F. Gabbiani and A. Masiero. FCNC in Generalized Supersymmetric Theories. *Nucl.Phys.*, B322 :235, 1989.
- [61] Pierre Fayet. Fermi-Bose Hypersymmetry. *Nucl.Phys.*, B113 :135, 1976.
- [62] Luis Alvarez-Gaume and S.F. Hassan. Introduction to S duality in N=2 supersymmetric gauge theories : A Pedagogical review of the work of Seiberg and Witten. *Fortsch.Phys.*, 45 :159–236, 1997.
- [63] Tilman Plehn and Tim M.P. Tait. Seeking Sgluons. *J.Phys.*, G36 :075001, 2009.
- [64] S.Y. Choi, M. Drees, A. Freitas, and P.M. Zerwas. Testing the Majorana Nature of Gluinos and Neutralinos. *Phys.Rev.*, D78 :095007, 2008.
- [65] S.Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J.M. Kim, E. Popena, et al. Color-Octet Scalars of N=2 Supersymmetry at the LHC. *Phys.Lett.*, B672 :246–252, 2009.

- [66] S.Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J.M. Kim, E. Popena, et al. Color-octet scalars at the LHC. *Acta Phys.Polon.*, B40 :1947–1956, 2009.
- [67] S.Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski, J.M. Kim, et al. Dirac Neutralinos and Electroweak Scalar Bosons of N=1/N=2 Hybrid Supersymmetry at Colliders. *JHEP*, 1008 :025, 2010.
- [68] Steffen Schumann, Adrien Renaud, and Dirk Zerwas. Hadronically decaying color-adjoint scalars at the LHC. *JHEP*, 1109 :074, 2011.
- [69] Abdus Salam and J.A. Strathdee. Supersymmetry and Fermion Number Conservation. *Nucl.Phys.*, B87 :85, 1975.
- [70] S.Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski, and P.M. Zerwas. The Extended Higgs System in R -symmetric Supersymmetry Theories. *Phys.Lett.*, B697 :215–221, 2011.
- [71] Can Kilic, Steffen Schumann, and Minh Son. Searching for Multijet Resonances at the LHC. *JHEP*, 0904 :128, 2009.
- [72] Gustavo Burdman, Bogdan A. Dobrescu, and Eduardo Ponton. Resonances from two universal extra dimensions. *Phys.Rev.*, D74 :075008, 2006.
- [73] Can Kilic, Takemichi Okui, and Raman Sundrum. Vectorlike Confinement at the LHC. *JHEP*, 1002 :018, 2010.
- [74] Can Kilic and Takemichi Okui. The LHC Phenomenology of Vectorlike Confinement. *JHEP*, 1004 :128, 2010.
- [75] Duane A. Dicus, Chung Kao, S. Nandi, and Joshua Sayre. Discovering Colorons at the Early Stage LHC. *Phys.Rev.*, D83 :091702, 2011.
- [76] Joshua Sayre, Duane A. Dicus, Chung Kao, and S. Nandi. Searching for Colorons at the Large Hadron Collider. *Phys.Rev.*, D84 :015011, 2011.
- [77] Daniele Alves et al. Simplified Models for LHC New Physics Searches. *J.Phys.*, G39 :105005, 2012.
- [78] Georges Aad et al. Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution using 1 fb^{-1} of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ collected by the ATLAS Detector. *Phys.Lett.*, B708 :37–54, 2012.
- [79] The ATLAS Collaboration. Supersymmetry public results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>.
- [80] Measurement of the Top Quark Mass from $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ATLAS Data using a 3-dimensional Template Fit. Technical Report ATLAS-CONF-2013-046, CERN, Geneva, May 2013.
- [81] Claude Duhr and Benjamin Fuks. A superspace module for the FeynRules package. *Comput.Phys.Commun.*, 182 :2404–2426, 2011.
- [82] Celine Degrande, Claude Duhr, Benjamin Fuks, David Grellscheid, Olivier Mattelaer, et al. UFO - The Universal FeynRules Output. *Comput.Phys.Commun.*, 183 :1201–1214, 2012.
- [83] Johan Alwall, Michel Herquet, Fabio Maltoni, Olivier Mattelaer, and Tim Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 1106 :128, 2011.
- [84] J. Pumplin, D.R. Stump, J. Huston, H.L. Lai, Pavel M. Nadolsky, et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. *JHEP*, 0207 :012, 2002.
- [85] Dorival Goncalves-Netto, David Lopez-Val, Kentarou Mawatari, Tilman Plehn, and Ioan Wigmore. Sgluon Pair Production to Next-to-Leading Order. *Phys.Rev.*, D85 :114024, 2012.
- [86] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.

- [87] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, and Michele Treccani. Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions. *JHEP*, 0701 :013, 2007.
- [88] Johan Alwall, Simon de Visscher, and Fabio Maltoni. QCD radiation in the production of heavy colored particles at the LHC. *JHEP*, 0902 :017, 2009.
- [89] N. Davidson, G. Nanava, T. Przedzinski, E. Richter-Was, and Z. Was. Universal Interface of TAUOLA Technical and Physics Documentation. *Comput.Phys.Commun.*, 183 :821–843, 2012.
- [90] Ryan Gavin, Ye Li, Frank Petriello, and Seth Quackenbush. W Physics at the LHC with FEWZ 2.1. *Comput.Phys.Commun.*, 184 :208–214, 2013.
- [91] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82 :074024, 2010.
- [92] M. Aliev, H. Lacker, U. Langenfeld, S. Moch, P. Uwer, et al. HATHOR : HAdronic Top and Heavy quarks crOSS section calculatoR. *Comput.Phys.Commun.*, 182 :1034–1046, 2011.
- [93] Nikolaos Kidonakis. NNLL resummation for s-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D81 :054028, 2010.
- [94] Nikolaos Kidonakis. Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H-. *Phys.Rev.*, D82 :054018, 2010.
- [95] Nikolaos Kidonakis. Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production. *Phys.Rev.*, D83 :091503, 2011.
- [96] John M. Campbell and R. Keith Ellis. An Update on vector boson pair production at hadron colliders. *Phys.Rev.*, D60 :113006, 1999.
- [97] John M. Campbell, R. Keith Ellis, and Ciaran Williams. Vector boson pair production at the LHC. *JHEP*, 1107 :018, 2011.
- [98] John M. Campbell and R. Keith Ellis. $t\bar{t}W^{+-}$ production and decay at NLO. *JHEP*, 1207 :052, 2012.
- [99] S. Ovin, X. Rouby, and V. Lemaitre. DELPHES, a framework for fast simulation of a generic collider experiment. 2009.
- [100] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [101] D Lopez Mateos, E W Hughes, and A Schwartzman. A Simple p_T - and η -Dependent Monte Carlo-Based Jet Calibration. Technical Report ATL-PHYS-INT-2009-077, CERN, Geneva, Aug 2009.
- [102] Alexander L. Read. Presentation of search results : The CL(s) technique. *J.Phys.*, G28 :2693–2704, 2002.
- [103] Search for exotic same-sign dilepton signatures (b' quark, $T_{5/3}$ and four top quarks production) in 4.7fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. 2012.
- [104] Georges Aad et al. A search for $t\bar{t}$ resonances with the ATLAS detector in 2.05fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur.Phys.J.*, C72 :2083, 2012.
- [105] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [106] R Alemany-Fernandez, E Bravin, L Drosdal, A Gorzawski, V Kain, M Lamont, A Macpherson, G Papotti, M Pojer, L Ponce, S Redaelli, G Roy, M Solfaroli Camillocci, W Venturini, and J Wenninger. Operation and Configuration of the LHC in Run 1. Nov 2013.

- [107] A. Yamamoto, Y. Makida, R. Ruber, Y. Doi, T. Haruyama, et al. The ATLAS central solenoid. *Nucl.Instrum.Meth.*, A584 :53–74, 2008.
- [108] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008.
- [109] ATLAS barrel toroid : Technical design report. 1997.
- [110] ATLAS endcap toroids : Technical design report. 1997.
- [111] ATLAS magnet system : Technical design report. 1997.
- [112] ATLAS liquid argon calorimeter : Technical design report. 1996.
- [113] ATLAS tile calorimeter : Technical design report. 1996.
- [114] G. Aad et al. Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions. *Eur.Phys.J.*, C70 :1193–1236, 2010.
- [115] ATLAS muon spectrometer : Technical design report. 1997.
- [116] ATLAS first level trigger : Technical design report. 1998.
- [117] ATLAS high-level trigger, data acquisition and controls : Technical design report. 2003.
- [118] M Capeans, G Darbo, K Einsweiler, M Elsing, T Flick, M Garcia-Sciveres, C Gemme, H Pernegger, O Rohne, and R Vuillermet. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report. Technical Report CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, CERN, Geneva, Sep 2010.
- [119] Collaboration ATLAS. Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment. Technical Report CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023, CERN, Geneva, Dec 2012. Draft version for comments.
- [120] Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment. Technical Report CERN-LHCC-2011-012. LHCC-I-020, CERN, Geneva, Nov 2011.
- [121] ATLAS Collaboration. *ATLAS Tile Calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, CERN-LHCC-1996-42.
- [122] R Chadelas, C Fayard, P Grenier, D Lambert, R Lentignac, P Rosnet, E Sahuc, and F Vazeille. *High voltage distributor system for the Tile Hadronic Calorimeter of the ATLAS detector*, ATL-TILECAL-2000-003.
- [123] ATLAS Collaboration. *ATLAS High-Level Triggers, DAQ and DCS Technical Proposal*, CERN-LHCC-2000-17.
- [124] R. Alves et al. *ATLAS Tile Calorimeter LASER calibration system*. ATL-TILECAL-2010-001.
- [125] D Boumediene, E Dubreuil, and D Pallin. Calibration of the ATLAS Tile Calorimeter channels using the LASER system. Technical Report ATL-COM-TILECAL-2013-057, CERN, Geneva, Sep 2013.
- [126] Olga Norniella. *Response of the ATLAS Tile Calorimeter to a radioactive source and muons*. ATL-TILECAL-2004-001.
- [127] S Darmora and G Usai. Cesium Calibration of the Intermediate Tile Calorimeter. Technical Report ATL-TILECAL-INT-2014-004, CERN, Geneva, Apr 2014.
- [128] J Dougherty, A Hard, D Hollander, M Hurwitz, I Jen-La Plante, C Meyer, J Pilcher, and C Tunnell. Calibration Procedure For the ATLAS Tile Calorimeter Charge Injection System. Technical Report ATL-TILECAL-INT-2011-005, CERN, Geneva, Jun 2011.
- [129] R Chadelas, D Lambert, and Ph Gris. *HV Distributor Radiation Qualification Part One : SEE Tests*, 2002. ATL-TILECAL-2002-005.

- [130] R Chadelas, D Lambert, and Ph Gris. *HV Distributor Radiation Qualification Part Two : TID Tests*, 2002. CERN/LHCC/96-42.
- [131] R Chadelas, D Lambert, and Ph Gris. *HV Distributor Radiation Qualification Part Three : NIEL Tests*, 2002. ATL-TILECAL-2002-008.
- [132] R Chadelas, D Lambert, and Ph Gris. *Final SEE tests on the HV Distribution System of the TileCal*, 2002. ATL-TILECAL-2002-013.
- [133] R Chadelas, D Lambert, and Ph Gris. *About SEEs in the HV distributor System of the TileCal*, 2002. ATL-TILECAL-2002-006.
- [134] G. Duckeck et al. ATLAS computing : Technical design report. (CERN-LHCC-2005-022, ATLAS-TRD-017), 2005.
- [135] Andy Buckley, Jonathan Butterworth, Stefan Gieseke, David Grellscheid, Stefan Hoche, et al. General-purpose event generators for LHC physics. *Phys.Rept.*, 504 :145–233, 2011.
- [136] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne, and G. Watt. Parton distributions for the LHC. *Eur.Phys.J.*, C63 :189–285, 2009.
- [137] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B.R. Webber. QCD matrix elements + parton showers. *JHEP*, 0111 :063, 2001.
- [138] T. Sjostrand and Peter Z. Skands. Multiple interactions and the structure of beam remnants. *JHEP*, 0403 :053, 2004.
- [139] Aneesh V. Manohar and Wouter J. Waalewijn. What is Double Parton Scattering? *Phys.Lett.*, B713 :196–201, 2012.
- [140] X. Artru and G. Mennessier. String model and multiproduction. *Nucl.Phys.*, B70 :93–115, 1974.
- [141] R.D. Field and R.P. Feynman. A Parametrization of the Properties of Quark Jets. *Nucl.Phys.*, B136 :1, 1978.
- [142] Bo Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, and T. Sjostrand. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys.Rept.*, 97 :31–145, 1983.
- [143] Bo Andersson. The Lund model. *Camb.Monogr.Part.Phys.Nucl.Phys.Cosmol.*, 7 :1–471, 1997.
- [144] Stephen Wolfram. Parton and Hadron Production in e^+e^- Annihilation. (CALT-68-778, C80-03-09-18), 1980.
- [145] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [146] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, et al. HERWIG 6.5 release note. (CERN-TH-2002-270), 2002.
- [147] M. Bahr, S. Gieseke, M.A. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al. Herwig++ Physics and Manual. *Eur.Phys.J.*, C58 :639–707, 2008.
- [148] J.M. Butterworth, Jeffrey R. Forshaw, and M.H. Seymour. Multiparton interactions in photoproduction at HERA. *Z.Phys.*, C72 :637–646, 1996.
- [149] T. Gleisberg, Stefan. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al. Event generation with SHERPA 1.1. *JHEP*, 0902 :007, 2009.
- [150] Michelangelo L. Mangano, Mauro Moretti, Fulvio Piccinini, Roberto Pittau, and Antonio D. Polosa. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *JHEP*, 0307 :001, 2003.

- [151] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production. *JHEP*, 0308 :007, 2003.
- [152] Stefano Frixione and Bryan R. Webber. Matching NLO QCD computations and parton shower simulations. *JHEP*, 0206 :029, 2002.
- [153] Elisabetta Barberio and Zbigniew Was. PHOTOS : A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0. *Comput.Phys.Commun.*, 79 :291–308, 1994.
- [154] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, and Johann H. Kuhn. The tau decay library TAUOLA : Version 2.4. *Comput.Phys.Commun.*, 76 :361–380, 1993.
- [155] Stefano Frixione, Paolo Nason, and Carlo Oleari. Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method. *JHEP*, 0711 :070, 2007.
- [156] G. Aad et al. The ATLAS Simulation Infrastructure. *Eur.Phys.J.*, C70 :823–874, 2010.
- [157] S. Agostinelli et al. GEANT4 : A Simulation toolkit. *Nucl.Instrum.Meth.*, A506 :250–303, 2003.
- [158] Elzbieta Richter-Was, D. Froidevaux, and Luc Poggioli. ATLFast 2.0 a fast simulation package for ATLAS. (ATL-PHYS-98-131, ATL-COM-PHYS-98-011, CERN-ATL-PHYS-98-131), 1998.
- [159] E. Barberio, J. Boudreau, B. Butler, S.L. Cheung, A. Dell’Acqua, et al. Fast shower simulation in the ATLAS calorimeter. *J.Phys.Conf.Ser.*, 119 :032008, 2008.
- [160] ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. (CERN-PH-EP-2011-117), 2011.
- [161] ATLAS Collaboration. ATLAS EGamma performance group public results, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20130926/ATL-COM-PHYS-2013-1287/index.html>.
- [162] T et al. Lagouri. A Muon Identification and Combined Reconstruction Procedure for the ATLAS Detector at the LHC at CERN. Oct 2003.
- [163] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the N^3 myth for the k_t jet-finder. *Phys.Lett.*, B641 :57–61, 2006.
- [164] Yuri L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti, and B.R. Webber. Better jet clustering algorithms. *JHEP*, 9708 :001, 1997.
- [165] Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment. Technical Report ATLAS-CONF-2012-042, CERN, Geneva, Mar 2012.
- [166] Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment. Technical Report ATLAS-CONF-2010-069, CERN, Geneva, Jul 2010.
- [167] R. Frühwirth, Wolfgang Waltenberger, and Pascal Vanlaer. Adaptive Vertex Fitting. Technical Report CMS-NOTE-2007-008, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [168] Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS 2011 data. 2013.
- [169] Matteo Cacciari, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. The Catchment Area of Jets. *JHEP*, 0804 :005, 2008.
- [170] Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2013-083, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [171] Georges Aad et al. Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector. *Eur.Phys.J.*, C73 :2306, 2013.

- [172] Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data. (ATLAS-CONF-2011-102), 2011.
- [173] D W Miller, A Schwartzman, and D Su. Jet-Vertex Association Algorithm. Technical Report ATL-COM-PHYS-2008-008, CERN, Geneva, Jan 2008.
- [174] Martin Beneke, Michal Czakon, Pietro Falgari, Alexander Mitov, and Christian Schwinn. Threshold expansion of the $gg(q\bar{q}) \rightarrow Q\bar{Q} + X$ cross section at $O(\alpha_s^4)$. *Phys.Lett.*, B690 :483–490, 2010.
- [175] Borut Paul Kersevan and Elzbieta Richter-Was. The Monte Carlo event generator AcerMC version 2.0 with interfaces to PYTHIA 6.2 and HERWIG 6.5. 2004.
- [176] R. Hamberg, W.L. van Neerven, and T. Matsuura. A Complete calculation of the order $\alpha - s^2$ correction to the Drell-Yan K factor. *Nucl.Phys.*, B359 :343–405, 1991.
- [177] K Becker, T Cornelissen, F Derue, A Henrichs, D Hirschbühl, X Lei, O Nackenhorst, F O’Grady, D Pelikan, M Pinamonti, S Pires, J Sjölin, and P Tepel. Estimation of Fake Lepton Background for Top Analyses Using the $\sqrt{s} = 8$ TeV Dataset. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-1100, CERN, Geneva, Aug 2013.
- [178] Georges Aad et al. Search for pair-produced massive coloured scalars in four-jet final states with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Eur.Phys.J.*, C73 :2263, 2013.
- [179] S.Y. Choi, J. Kalinowski, J.M. Kim, and E. Popena. Scalar gluons and Dirac gluinos at the LHC. *Acta Phys.Polon.*, B40 :2913–2922, 2009.
- [180] M.V. Garzelli, A. Kardos, C.G. Papadopoulos, and Z. Trocsanyi. $t \bar{t} W^{+-}$ and $t \bar{t} Z$ Hadro-production at NLO accuracy in QCD with Parton Shower and Hadronization effects. *JHEP*, 1211 :056, 2012.
- [181] D Paredes and D Calvet. Estimation of the mis-identification rates of the electron charge at 8 TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-1622, CERN, Geneva, Dec 2013.
- [182] Georges Aad et al. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C73 :2518, 2013.
- [183] P Anger, B Axen, T Dai, C Gumpert, C Hasterok, B Heinemann, M Hurwitz, N Ilic, M Kobel, J Liu, L Liu, J Metcalfe, S Pagan Griso, B Zhou, S Hou, M-A Pleier, U Schnoor, J Searcy, F Socher, A Sood, A Vest, L Xu, and J Zhu. Same Sign $W^\pm W^\pm$ Production and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings. Technical Report ATL-COM-PHYS-2013-990, CERN, Geneva, Jul 2013.
- [184] G. Choudalakis and D. Casadei. Plotting the differences between data and expectation. *European Physical Journal Plus*, 127 :25, February 2012.
- [185] McLimit website, <http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/production/mclimit.html>.
- [186] T. junk, *Building a more general χ^2* , <http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/chisquare.pdf>.
- [187] T. junk, *Sensitivity, Exclusion and Discovery with Small Signals, Large Backgrounds, and Large Systematic Uncertainties*, http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/mclimit_csm.pdf.
- [188] G. Cowan. Statistical data analysis. 1998.
- [189] S. Dittmaier et al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables. 2011.
- [190] Richard D. Ball, Valerio Bertone, Stefano Carrazza, Christopher S. Deans, Luigi Del Debbio, et al. Parton distributions with LHC data. *Nucl.Phys.*, B867 :244–289, 2013.

-
- [191] ATLAS Collaboration. Top group PDF uncertainties wiki, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/TopPdfUncertainty>.
- [192] T. Binoth, G. Ossola, C.G. Papadopoulos, and R. Pittau. NLO QCD corrections to tri-boson production. *JHEP*, 0806 :082, 2008.
- [193] Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea, and Jeremie Llodra-Perez. A Dark Matter candidate from Lorentz Invariance in 6D. *JHEP*, 1003 :083, 2010.
- [194] Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea, and Jeremie Llodra-Perez. The Universal Real Projective Plane : LHC phenomenology at one Loop. *JHEP*, 1110 :146, 2011.

Abstract

Despite its experimental confirmations, the Standard Model, which describes both the elementary particles and three of the fundamental interactions, has some theoretical and experimental limitations. As a consequence of these limitations, a Physics not described in the context of the Standard Model could exist : the New Physics. This work focuses on the search for scalar gluons, commonly dubbed *sgluons*, predicted in various New Physics theories.

A **phenomenological study** considers various final states (containing between two and four top quarks) and signatures (with one or two charged leptons) that could arise from sgluon production. The sensitivity of an ATLAS-like experiment to this signal is estimated and the results indicate that one of the most promising final states contains four top quarks in a signature with two charged leptons (electron or muon) of the same electric charge.

The **search for sgluons within the ATLAS experiment** uses the previous results. Thus, it only investigates the 4-top topology in a signature containing two same-sign charged leptons, *b*-jets and missing transverse energy. It represents the first search ever for sgluons in this final state. The main steps of the analysis (background estimation, selection optimisation and statistical interpretation) are detailed. The comparison with the data recorded in the first months of 2012 ($\mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$) shows no significant excess and is interpreted in terms of a limit on the sgluon mass. The latter is found to be $0.80^{+0.02}_{-0.03}$ TeV. The extension of this analysis to the full 2012 ATLAS dataset is also presented in this document and shows an increased expected sensitivity to sgluon masses up to 0.94 ± 0.03 TeV.

Finally, this document also presents the analyses and results of performance studies. The first one is related to the **high voltage system** of the ATLAS Tile Calorimeter (TileCal). The main conclusion is that only 7 channels out of the 9852 TileCal ones are found to be problematic. The second study focuses on the rejection of the **pile-up effect** by the means of a selection applied on the so-called JVF (Jet Vertex Fraction) variable. The efficiency of this selection is computed both in data and simulation and shows some differences that have to be corrected in the simulation. The derivation of the correction factors and their associated systematic uncertainties is detailed in this document.

Keywords Standard Model, New Physics, sgluons, ATLAS, LHC, hadronic tile calorimeter, TileCal, high voltage, pile-up, Jet Vertex Fraction, JVF, same-sign leptons, 4-top events

Résumé

En dépit de nombreuses confirmations expérimentales, le Modèle Standard, théorie décrivant les particules élémentaires et trois des interactions fondamentales souffre de difficultés théoriques et expérimentales. Ces dernières motivent l'existence d'une physique non décrite jusqu'alors : la Nouvelle Physique. Ce travail se focalise sur la recherche de gluons scalaires, appelés communément *sgluons*, nouvelles particules prédites dans plusieurs théories de Nouvelle Physique.

Une **étude phénoménologique** considère les différents états finals (de un à quatre quarks top) et signatures (un ou deux leptons chargés) qui peuvent être engendrés par l'existence de sgluons. La sensibilité d'une expérience comme ATLAS à ce signal est estimée et montre que l'un des états finals les plus prometteurs est celui contenant quatre quarks top, dans la signature à deux leptons porteurs de la même charge électrique (électron ou muon).

La **recherche de sgluons dans l'expérience ATLAS** s'appuie sur les états finals à quatre quarks top dans une signature à deux leptons porteurs de la même charge électrique, des jets étiquetés *b* et de l'énergie transverse manquante. Elle représente la première recherche mondiale de sgluons dans cet état final. Les principaux enjeux de l'analyse (estimation des bruits de fond, optimisation de la sélection, interprétation statistique) sont détaillés. La comparaison avec les données enregistrées pendant la première partie de l'année 2012 ($\mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$) ne montre pas d'excès significatif. La limite inférieure sur la masse du sgluon est alors de $0.80_{-0.03}^{+0.02} \text{ TeV}$. L'extension de cette analyse avec le lot complet de données enregistrées en 2012 par ATLAS est également présentée dans ce document et permet une sensibilité accrue jusqu'à des masses de sgluons de $0.94 \pm 0.03 \text{ TeV}$.

De document présente également les analyses et résultats relatifs à des études de performances. La première s'attache au système de **hautes tensions** du calorimètre hadronique à tuiles du détecteur ATLAS (TileCal). Elle conclut notamment, au regard des critères établis, que seuls 7 canaux de hautes tensions du TileCal (sur un total de 9852) ont un comportement problématique. La deuxième étude est liée à la réjection de l'**effet d'empilement** au moyen d'une sélection sur la variable JVF (*Jet Vertex Fraction*). L'efficacité de cette sélection, calculée dans les données et dans la simulation montre des différences, nécessitant l'apport d'une correction à la simulation. La détermination de facteurs correctifs et de leurs incertitudes systématiques associées est présentée dans ce document.

Mots-clefs Modèle Standard, Nouvelle Physique, sgluons, ATLAS, LHC, calorimètre hadronique à tuiles, TileCal, hautes tensions, effet d'empilement, Jet Vertex Fraction, JVF, leptons de même signe, événements à 4 quarks top
