



HAL
open science

Recherche d'évènements à deux quarks top de même charge avec le détecteur ATLAS. Etalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser

Emmanuelle Dubreuil

► **To cite this version:**

Emmanuelle Dubreuil. Recherche d'évènements à deux quarks top de même charge avec le détecteur ATLAS. Etalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2014. Français. NNT : 2014CLF22499 . tel-01980444

HAL Id: tel-01980444

<https://theses.hal.science/tel-01980444>

Submitted on 14 Jan 2019

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

Emmanuelle DUBREUIL

Recherche d'évènements à deux quarks
top de même charge avec le détecteur
ATLAS
Etalonnage du calorimètre hadronique
d'ATLAS avec un système laser

Soutenue publiquement le 17 octobre 2014

devant la commission d'examen constituée de :

<i>Président :</i>	Philippe ROSNET	- Université Blaise Pascal
<i>Rapporteurs :</i>	Frédéric DERUE	- CNRS (LPNHE Paris)
	Eirini VICHOU	- University of Illinois
<i>Examineurs :</i>	Sébastien VIRET	- CNRS (IPNL Lyon)
	Anne-Isabelle ETIENVRE	- CEA Saclay
	Claudio SANTONI	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
<i>Directeurs de thèse :</i>	Djamel BOUMEDIENE	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)
	Dominique PALLIN	- CNRS (LPC Clermont-Ferrand)

«Bienvenue à Poudlard. Le banquet de début d'année va bientôt commencer mais avant que vous preniez place dans la Grande Salle, vous allez être répartis dans les différentes maisons. Cette répartition constitue une cérémonie très importante. Vous devez savoir, en effet, que tout au long de votre séjour à l'école, votre maison sera pour vous comme une seconde famille. Vous y suivrez les mêmes cours, vous y dormirez dans le même dortoir et vous passerez votre temps libre dans la même salle commune. Les maisons sont au nombre de quatre. Elles ont pour nom Gryffondor, Poufsouffle, Serdaigle et Serpentard. Chaque maison a sa propre histoire, sa propre noblesse, et chacune d'elles a formé au cours des ans des sorciers et des sorcières de premier plan. Pendant votre année à Poudlard, chaque fois que vous obtiendrez de bons résultats, vous rapporterez des points à votre maison, mais chaque fois que vous enfreindrez les règles communes, votre maison perdra des points. A la fin de l'année scolaire, la maison qui aura obtenu le plus de points gagnera la coupe des Quatre Maisons, ce qui constitue un très grand honneur. J'espère que chacun et chacune d'entre vous aura coeur de bien servir sa maison, quelle qu'elle soit»

Professeur McGonagall, Harry Potter et l'Ecole des sorciers

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Alain Falvard, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire, pour m'avoir permis de faire ma thèse au sein de ce laboratoire.

Je souhaite aussi remercier Frédéric Derue et Eirini Vichou d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je les remercie pour leur lecture attentive du manuscrit et leurs corrections toujours très justes.

Merci également à Philippe Rosnet, Sébastien Viret, Claudio Santoni et Anne-Isabelle Etienvre d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Philippe, je tiens à dire que tes encouragements et tes tentatives pour me rassurer durant ces derniers mois de thèse m'ont beaucoup aidée à appréhender la soutenance avec un peu plus de sérénité. Claudio, merci d'avoir partagé toutes tes connaissances sur le TileCal avec moi et d'avoir fait cette visite de la caverne d'ATLAS et surtout d'USA15, j'ai enfin pu voir le système laser (mais chut on ne dira rien!).

J'en viens maintenant à l'équipe ATLAS, avec tout d'abord Dominique Pallin, chef de l'équipe et directeur de thèse. Pendant ces trois années, tu auras tenté d'amadouer la partie "âne du Poitou" qui est en moi, comme tu l'as justement dit lors de ma soutenance. Malgré ces quelques accrochages, je te remercie sincèrement pour toutes les connaissances que tu m'as apportées sur la physique des particules et sur la manière de faire une analyse. Enfin, merci de m'avoir soutenue quand c'était nécessaire.

Je souhaiterais aussi remercier Djamel Boumediene, mon encadrant durant ces trois années. Au cours de cette thèse, tu m'as apporté ce qu'un encadrant doit apporter : l'autonomie, les connaissances et la rigueur scientifique. Mais bien au-delà de ça, tu m'as apporté énormément de soutien et grâce à toi, j'ai acquis de la maturité et une technique d'esquive à toute épreuve ! Malgré quelques mois compliqués, je suis vraiment heureuse de t'avoir eu comme encadrant et je te remercie plus que chaleureusement pour tout.

Je voudrais dire un très très grand merci à l'ensemble de l'équipe ATLAS de Clermont : David, Dominique, Manu, Samuel, Claudio, François, Geoffrey, Loïc, Djamel, Frédérique, Hongbo, Julien, Dorian, Timothée, Daniela, Reina, Philippe, Christophe, Fabrice et Marino. Sans vous, cette thèse n'aurait sûrement pas été ce qu'elle est actuellement. Chacun de vous a contribué de manière positive et je vous en remercie. Une petite pensée particulière pour Manu, pas pour tes talents de DJ mais pour ta présence et pour nos longues discussions qui ont permis un dénouement plutôt heureux de cette thèse.

Ensuite, quelques mots pour Julien Donini. Oui tu mérites bien un paragraphe rien que pour toi après ces deux ans passés dans le même bureau. Merci d'avoir eu la patience de supporter les balles en mousse qui volaient, les blagues que même Carambar ne voudrait pas et les craquages d'un ou plusieurs thésards en pleine rédaction. Néanmoins, tu as toujours été là pour répondre à mes questions. Merci pour ta grande patience !

Bon, je crois qu'un paragraphe s'impose pour remercier plus que chaleureusement Loïc pour ces

quatre années passées ensemble. Je pense qu'il me faudrait quinze pages pour tout résumer donc je vais tenter de faire succinct. Que dire si ce n'est qu'au cours de cette thèse, tu as été un frère, un ami, un confident, une encyclopédie, une brute¹ et surtout une mine inépuisable de délires et de blagues. J'ai appris énormément de choses à tes côtés et je n'ai pas de mots pour t'exprimer toute ma gratitude. Et maintenant tu as tout le bagage littéraire pour t'aventurer dans les terres poitevines !

Au cours de cette thèse, j'ai pu interagir avec de nombreuses personnes du laboratoire, hors équipe ATLAS, qui m'ont apporté beaucoup. Merci à l'équipe TH (Ana, Vincent, Jean) pour leur bonne humeur, leurs délires pas toujours compréhensibles pour le reste du monde, leurs conseils en matière de théorie, leur café et les biscuits si particuliers ! Merci aussi aux habitués du coin fumeur (Olivier, Régis, Stéphane) pour toutes ces discussions tout au long de ma thèse qui n'ont fait qu'accroître mes connaissances et pour tous ces repas/apéros toujours très productifs. D'ailleurs merci à Fred du Nota Bene pour avoir accueilli la plupart de ces sorties, j'ai maintenant l'expérience nécessaire pour être barmaid.

Parmi toutes les personnes du laboratoire, je suis obligée de citer Pierre-François, doctorant en astrologie et locataire du couloir ATLAS. Je te qualifierai comme une très belle rencontre, une amitié prometteuse et une personne pleine de bons conseils. Merci pour tout ce que tu m'as apporté, hormis tes expressions spéciales du sud !

Un gros remerciement à une personne dont je ne connais pas le nom et qui ne lira sûrement pas cette thèse mais tant pis. A la personne qui gardait la porte de l'amphi du CERN, un certain 4 juillet 2012, et qui m'a laissée rentrer en avant-dernière, un très grand merci. J'ai pu vivre le plus beau jour de ma vie et être présente (juste à côté du DG du CERN !) pour l'annonce historique de la découverte du boson de Higgs.

Enfin, le meilleur pour la fin, je souhaiterais remercier mes parents et ma petite soeur. Sans vous, je n'en serais sûrement pas là. Votre soutien durant toutes ces années est inestimable. Vous m'avez toujours poussée à croire en moi et à aller au bout des choses et je vous en remercie. Et pour terminer, ma petite soeur Marie, merci pour absolument tout ce que tu m'apportes au quotidien.

1. Je crois que même les maçons qui ont conçu le labo n'ont pas autant touché les murs du couloir que moi.

Table des matières

Introduction	11
1 Contexte théorique	13
1.1 Introduction	13
1.2 Particules et interactions	13
1.2.1 Particules	13
1.2.2 Interactions	14
1.3 Le Modèle Standard de la physique des particules	14
1.3.1 Electrodynamique quantique (QED)	15
1.3.2 La théorie électrofaible	16
1.3.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs	17
1.3.4 Chromodynamique quantique (QCD)	19
1.3.5 Limites du Modèle Standard	21
1.4 Au-delà du Modèle Standard	22
1.4.1 Supersymétrie	22
1.4.2 Modèles avec 2 doublets de Higgs	22
1.4.3 Modèle d'extra-dimensions	23
1.5 Le quark top	23
1.5.1 Découverte du quark top	24
1.5.2 Production du quark top	24
1.5.3 Désintégration du quark top	25
1.6 Conclusions	26
2 Contexte expérimental	28
2.1 Le grand accélérateur de hadrons LHC	28
2.1.1 Description	28
2.1.2 Le système d'accélération	29
2.1.3 Luminosité et interactions multiples	30

2.1.4	Opération	32
2.1.5	Expériences installées auprès du LHC	34
2.2	Le détecteur ATLAS (<i>A Toroidal LHC ApparatuS</i>)	35
2.2.1	Système de coordonnées	35
2.2.2	Le détecteur interne de traces	36
2.2.3	Le système calorimétrique	38
2.2.4	Le spectromètre à muons	40
2.2.5	Les détecteurs vers l'avant	41
2.2.6	Système de déclenchement ou <i>trigger</i>	43
2.2.7	Acquisition et qualité des données	44
2.2.8	Environnement logiciel et calcul	45
2.3	Dans le futur	45
2.3.1	Prochaine campagne de données du LHC	45
2.3.2	Collisionneurs linéaire : ILC	45
2.4	Conclusion	47
3	Etalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser	48
3.1	Introduction	48
3.2	Fonctionnement du calorimètre à tuiles d'ATLAS	48
3.2.1	Structure et mécanique	48
3.2.2	Caractéristiques optiques	51
3.2.3	Les blocs photomultiplicateurs	51
3.2.4	L'électronique de lecture et les hautes tensions	53
3.2.5	La reconstruction du signal	54
3.2.6	Les performances du calorimètre hadronique	54
3.3	Les systèmes d'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS	57
3.3.1	Le système césium	58
3.3.2	Le système d'injection de charge (CIS)	59
3.3.3	Le système laser	59
3.4	Description du système laser	59
3.4.1	La boîte laser	59
3.4.2	Système de distribution de lumière	60
3.4.3	Electronique du système laser	62
3.5	Stabilité du système laser	62
3.5.1	Piédestaux	63
3.5.2	Etalonnage des diodes	64

3.5.3	Linéarité de l'électronique des diodes	64
3.6	Calcul des constantes d'étalonnage laser	64
3.6.1	Données laser	65
3.6.2	Analyse des données laser	65
3.6.3	Précision de la mesure de la correction fibre par fibre	68
3.7	Evaluation des systématiques et de la précision sur les constantes d'étalonnage laser	69
3.7.1	Sources de systématiques	69
3.7.2	Méthode : comparaison entre les constantes d'étalonnage laser et cesium	69
3.7.3	Résultats	70
3.8	Application des constantes d'étalonnage laser aux données physiques	72
3.8.1	Procédure	72
3.8.2	Données 2012	73
3.8.3	Données 2011	75
3.9	Perspectives	77
3.9.1	Améliorations possibles	77
3.9.2	Design du laser II	79
3.9.3	Etalonnage laser en période de collision	79
3.10	Conclusion	80
4	Simulation et reconstruction des évènements dans ATLAS	81
4.1	Introduction	81
4.2	Simulation de collisions protons-protons	81
4.2.1	Générateurs d'évènements Monte-Carlo	82
4.2.2	Elément de matrice	84
4.2.3	Cascade partonique	84
4.2.4	Combinaison entre élément de matrice et cascade partonique	85
4.2.5	Evènements sous-jacents	85
4.2.6	Hadronisation et désintégration	86
4.3	Simulation du détecteur ATLAS	86
4.3.1	Simulation complète du détecteur ATLAS	86
4.3.2	Simulation rapide du détecteur ATLAS	87
4.4	Pondération et corrections	87
4.5	Reconstruction des objets dans ATLAS	88
4.5.1	Vertex primaire	88
4.5.2	Electrons	88
4.5.3	Muons	91

4.5.4	Jets	93
4.5.5	Jets provenant d'un quark beau	96
4.5.6	Energie transverse manquante	99
5	Phénoménologie des modèles à deux quarks top de même signe	100
5.1	Revue théorique	100
5.1.1	Production par changement de saveur par courant neutre	100
5.1.2	Production par échange d'une particule de charge $4/3$	102
5.1.3	Production associée	103
5.2	Modèle effectif : interaction de contact entre 4 fermions	104
5.2.1	Description	104
5.2.2	Génération des évènements	105
5.2.3	Propriétés	106
5.3	Modèle effectif : changement de saveur par courant neutre	106
5.3.1	Description	106
5.3.2	Génération des évènements	108
5.3.3	Propriétés	110
5.4	Limites actuelles	111
5.5	Conclusion	115
6	Recherche d'évènements à deux quarks top de mêmes charges	116
6.1	Introduction	116
6.2	Système de déclenchement	117
6.3	Estimation des bruits de fond	117
6.3.1	Bruits de fond irréductibles	117
6.3.2	Faux leptons prompts	119
6.3.3	Mauvaise identification de la charge des leptons	121
6.3.4	Chevauchement faux leptons prompts/mauvaise identification de la charge	125
6.4	Sélection des évènements	125
6.4.1	Préselection	125
6.4.2	Sélection par canal leptonique	125
6.5	Validation des bruits de fond	128
6.6	Incertitudes systématiques	132
6.6.1	Incertitudes systématiques sur les échantillons simulés	132
6.6.2	Incertitudes systématiques sur les bruits de fond issus des données	133
6.7	Résultats	134

6.7.1	Méthode d'interprétation statistique	134
6.7.2	Limites attendues et observées	134
6.8	Conclusions et perspectives	135
7	Améliorations de l'analyse de recherche d'évènements à deux quarks top de même signe	138
7.1	Introduction	138
7.2	Améliorations de l'analyse	139
7.2.1	Objets	139
7.2.2	Processus de signal	139
7.3	Estimation des bruits de fond	140
7.3.1	Bruits de fond simulés	140
7.3.2	Faux leptons prompts	141
7.3.3	Mauvaise identification de la charge des leptons	143
7.3.4	Chevauchement faux leptons prompts/mauvaise identification de la charge . . .	145
7.4	Sélection des évènements	145
7.4.1	Préselection	145
7.4.2	Catégorisation par canal leptonique	146
7.4.3	Catégorisation par variables cinématiques	148
7.4.4	Résumé	152
7.5	Validation des bruits de fond	152
7.6	Incertitudes systématiques	158
7.6.1	Incertitudes sur les échantillons simulés par Monte-Carlo	158
7.6.2	Incertitudes sur les bruits de fond estimés sur les données	161
7.7	Résultats	162
7.7.1	Introduction	162
7.7.2	Limites attendues et observées pour le modèle d'interaction de contact	162
7.7.3	Limites attendues et observées pour le modèle FCNC	162
7.8	Conclusions et perspectives	165
	Conclusion	167
A	Distributions additionnelles du signal avec deux quarks de même charge produit par interaction de contact	168
A.1	Evolution en fonction de l'échelle d'énergie Λ	168
A.2	Dépendance des distributions en fonction de la PDF	168
A.3	Comparaison avec des évènements $t\bar{t}$	168

B Etudes complémentaires sur la génération des évènements du modèle d'interaction de contact avec Protos	174
B.1 Désintégration d'un quark top de chiralité droite dans le Modèle Standard	174
B.2 Différences des valeurs de section efficace	175
C Composition des bruits de fond instrumentaux dans la région de contrôle	177
D Détails des incertitudes systématiques	180
Bibliographie	186

Introduction

Depuis la fin du XIX^{ème} siècle, de nombreuses découvertes dans le domaine de la physique des particules se sont succédé, à commencer par la découverte de l'électron en 1897 par J.J. Thomson. De nos jours, plusieurs centaines de particules sont répertoriées. Seulement, la plupart de ces particules sont composites. Les briques élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions sont régies par le Modèle Standard de la physique des particules. Ce modèle regroupe trois des quatre forces fondamentales existant dans la Nature : l'interaction forte, l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Le fait que seules 3 forces soient décrites par ce modèle ainsi que la présence d'autres lacunes laisse à penser qu'une théorie plus générale décrit la Nature. Plusieurs modèles, dits de Nouvelle Physique ou au-delà du Modèle Standard, se proposent de résoudre les écueils théoriques et/ou expérimentaux du Modèle Standard.

Afin de tester toujours plus précisément les prédictions du Modèle Standard et trouver des processus de Nouvelle Physique, le LHC accélère des protons à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Le résultat de ces collisions est enregistré par le détecteur ATLAS et analysé par des milliers de physiciens. L'une des signatures possibles de Nouvelle Physique est la production de deux quarks top de même charge électrique, prédite dans de nombreux modèles mais extrêmement faible dans le cadre du Modèle Standard.

Cette thèse a pour but de présenter une recherche d'événements avec deux quarks top de même charge, caractérisés par la présence de deux leptons de même charge, deux neutrinos et deux quarks provenant de quarks b. Le détecteur ATLAS est conçu pour détecter et mesurer les propriétés des particules produites dans l'état final des collisions. Il est composé de plusieurs parties. L'une d'elles, le calorimètre hadronique, participe à la mesure des propriétés des jets et de l'énergie transverse manquante. Un suivi régulier des composantes du calorimètre hadronique permet de contrôler son bon fonctionnement et de le réétalonner au cours du temps. L'un des systèmes d'étalonnage utilisés pour le calorimètre hadronique est un système laser.

Le Chapitre 1 sera consacré à la description du cadre théorique de cette thèse, en partant du formalisme de la théorie de jauge avec la QED pour arriver aux limites théoriques et expérimentales du Modèle Standard. Plusieurs types de théories de Nouvelle Physique seront brièvement discutés. Enfin, les propriétés du quark top, pièce importante de cette thèse, seront présentées.

Les Chapitres 2, 3 et 4 détailleront le contexte expérimental dans lequel se place cette thèse. Tout d'abord, le Chapitre 2 traitera du complexe d'accélérateurs du CERN et le LHC. Autour du LHC se trouvent 4 détecteurs, l'un d'eux est le détecteur ATLAS. La composition et la performance de chacun des sous-détecteurs d'ATLAS seront présentées. Le Chapitre 3 montrera les résultats de l'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser, du calcul des constantes d'étalonnage à l'application de celles-ci aux données. Le Chapitre 4 expliquera le processus de simulation d'événements dans ATLAS ainsi que les algorithmes de reconstruction permettant de définir des objets tels que les muons, électrons, jets, énergie transverse manquante et vertex, indispensables à l'analyse.

Les Chapitres 5, 6 et 7 s'attacheront à la description de l'analyse de recherche de paires de quarks top de même charge. Les aspects simulation des événements et étude des propriétés des signaux utilisés seront discutés dans le Chapitre 5. Une première analyse avec le lot de données partiel enregistré en 2012 par ATLAS sera présenté dans le Chapitre 6. Enfin, une analyse plus optimisée avec le lot complet de données disponibles sera montrée dans le Chapitre 7.

1 Contexte théorique

«Nigaud! Grasdoublé! Bizarre! Pinçon! »

Albus Dumbledore, Harry Potter et l'Ecole des Sorciers

1.1 Introduction

Dans les années 60, le Modèle Standard de la physique des particules a vu le jour [1, 2, 3, 4]. Il permet de formaliser le comportement des particules fondamentales et de leurs interactions. Depuis, il n'a encore jamais été mis en défaut. La découverte récente du boson de Higgs ne fait que confirmer les prédictions de cette théorie. Cependant, certaines observables montrent que le Modèle Standard n'est pas complet et qu'une théorie plus générale est nécessaire.

1.2 Particules et interactions

1.2.1 Particules

En 1897, le premier constituant élémentaire de la matière a été découvert : l'électron. Depuis, d'autres particules élémentaires ont été découvertes. Elles peuvent être classées en deux catégories : les *fermions* et les *bosons*. Les fermions sont des particules avec un spin demi-entier, qui obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Les bosons ont un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. A chaque particule correspond une anti-particule, de même masse et de même spin mais avec une charge électrique opposée¹.

Les fermions sont à leur tour divisés en 2 parties : les quarks, au nombre de 6 (u, d, c, s, t, b) et les leptons, au nombre de 6 également ($e, \nu_e, \mu, \nu_\mu, \tau, \nu_\tau$). Les fermions sont divisés en trois familles. Une famille est composée de deux quarks, un lepton chargé et son neutrino associé. Les particules chargées de la première famille composent la matière dite ordinaire. Les seconde et troisième familles sont produites *via* des interactions de haute énergie et se désintègrent rapidement (entre 10^{-25} et 10^{-6} s) en particules de la première famille. Cependant, les neutrinos de toutes les générations ne se désintègrent pas et n'interagissent que très peu avec la matière. Ils peuvent osciller entre les différentes saveurs leptoniques puisqu'ils ne sont pas de masse nulle. Enfin, les quarks autres que le quark top s'assemblent pour former des édifices plus complexes appelés *hadrons*. Ces assemblages peuvent être composés de 3 quarks (*baryons*) tel que le proton ou le neutron, ou composés d'un quark et d'un anti-quark (*mésons*) tel que le pion. La liste des fermions ainsi que leurs propriétés sont résumées dans la Table 1.1.

1. Dans le cas des bosons neutres, la particule et son anti-particule sont la même entité.

Type	Nom	Abbréviation	Masse	Charge	Famille
Quarks	up	u	2.3 MeV	$+\frac{2}{3}$	I
	down	d	4.8 MeV	$-\frac{1}{3}$	I
	charm	c	1.275 GeV	$+\frac{2}{3}$	II
	strange	s	95 MeV	$-\frac{1}{3}$	II
	top	t	173.5 GeV	$+\frac{2}{3}$	III
	beauty	b	4.65 GeV	$-\frac{1}{3}$	III
Leptons	électron	e	0.511 MeV	-1	I
	neutrino e	ν_e	$< 2 \times 10^{-9}$ MeV	0	I
	muon	μ	105.658 MeV	-1	II
	neutrino μ	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-3}$ MeV	0	II
	tau	τ	1667.82 MeV	-1	III
	neutrino τ	ν_τ	< 0.0182 MeV	0	III

TABLE 1.1 – Liste des fermions avec leurs propriétés [5].

1.2.2 Interactions

Le Modèle Standard décrit 3 des 4 interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. A l'échelle subatomique, la gravitation peut être négligée puisque son amplitude diffère de celle de l'interaction forte par 43 ordres de grandeur. Les fermions interagissent par l'échange de bosons :

- l'interaction faible est médiée par les bosons de jauge massifs W^+ , W^- et Z^0 ,
- l'interaction électromagnétique est médiée par le photon, sans masse,
- l'interaction forte est médiée par les gluons, sans masse.

A ces bosons de jauge s'ajoute le boson de Higgs. C'est une conséquence de l'introduction d'un doublet de champs scalaires complexes dans le Modèle Standard pour donner une masse aux bosons médiateurs de l'interaction faible. Les propriétés des bosons sont résumées dans la Table 1.2.

Interaction	Boson	Charge	Spin	Masse	Particules sensibles
Faible	W^+	+1	1	80.385 GeV	Quarks et leptons
	W^-	-1	1	80.385 GeV	Quarks et leptons
	Z^0	0	1	91.1876 GeV	Quarks et leptons
Electromagnétique	photon (γ)	0	1	$< 10^{-18}$ eV	Quarks et leptons chargés
Forte	gluons (g)	0	1	0 eV	Quarks
Electrofaible	H	0	0	125.4 GeV	Particules massives

TABLE 1.2 – Liste des bosons avec leurs propriétés [5].

1.3 Le Modèle Standard de la physique des particules

Dans le cadre du Modèle Standard, la description des trois forces fondamentales forte, faible et électromagnétique repose sur le concept d'invariance de jauge par une symétrie locale. Le Modèle Standard est invariante sous la transformation $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. $U(1)_Y$ est le groupe de symétrie de l'interaction électromagnétique, $SU(2)_L$ celui de l'interaction faible et $SU(3)_C$ celui de l'interaction forte. Les quantités C , L et Y sont respectivement la charge de couleur, l'isospin (pour les

particules de chiralité gauche) et l'hypercharge. Le principe d'invariance de jauge locale sera illustré avec l'exemple de l'électrodynamique quantique (QED).

1.3.1 Electrodynamic quantique (QED)

Le lagrangien de Dirac correspondant à un champ fermionique libre ψ s'écrit de la façon suivante :

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

où les matrices γ^μ sont les matrices de Dirac. Sous la transformation $\psi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi$ correspondant au groupe de symétrie abélien $U(1)$, le lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = i\gamma^\mu\bar{\psi}\partial_\mu\psi + \gamma^\mu\bar{\psi}\partial_\mu(\alpha(x))\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.2)$$

Le deuxième terme viole l'invariance de jauge. Pour retrouver cette invariance, on introduit une dérivée covariante de jauge D_μ dont les propriétés sont les suivantes :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (1.3)$$

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{-i\alpha(x)}D_\mu\psi \quad (1.4)$$

où q est la charge électrique et A_μ est un nouveau champ de jauge. Ce champ A_μ se transforme de la manière suivante sous $U(1)$:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.5)$$

Le lagrangien est alors invariant de jauge. Cependant, le champ A_μ doit avoir un terme cinétique. Le terme correspondant le plus simple et invariant de jauge est le suivant :

$$-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \text{ avec } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.6)$$

Ainsi le lagrangien décrivant l'électrodynamique quantique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi \quad (1.7)$$

où :

- $\bar{\psi}i\gamma^\mu\partial_\mu\psi$ est le terme cinétique du champ fermionique ψ ,
- $m\bar{\psi}\psi$ est le terme de masse du champ fermionique ψ ,
- $\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ est le terme cinétique du champ de jauge A_μ ,
- $q\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi$ est le terme d'interaction entre les champs ψ et A_μ .

Le champ A_μ est assimilé au photon. On remarque qu'il n'y a aucun terme du type $A_\mu A^\mu$, le photon n'est donc pas massif. De plus, il n'y a pas de terme d'auto-couplage en A_μ , le photon ne peut donc pas se coupler à lui-même.

Afin d'absorber les infinis provoqués par le développement perturbatif en boucles, une renormalisation du lagrangien est nécessaire. Le principe de la renormalisation est de redéfinir les constantes de

couplage et les propagateurs des champs. Pour un processus calculé à une échelle d'énergie donnée, les contributions de toutes les boucles des ordres supérieurs sont absorbées dans la constante de couplage. Ainsi, la constante de couplage dépend de l'énergie à laquelle on se place. La constante de couplage de QED (ou constante de structure fine) s'exprime comme :

$$\alpha_{QED} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (1.8)$$

Lorsque l'énergie de transfert d'un processus électromagnétique est nulle, la constante de structure fine est de l'ordre de $1/137$. Lorsque l'énergie de transfert est de l'ordre de la masse du boson Z, la constante de structure fine augmente jusqu'à environ $1/127$.

1.3.2 La théorie électrofaible

Avant 1956, toutes les interactions montraient une invariance sous l'opération de parité². En 1957, C.S. Wu montrait, grâce à la désintégration β du Cobalt, que la parité n'est pas conservée [6]. En effet, les courants gauche et droit des champs fermioniques ne montrent pas le même comportement vis-à-vis de l'interaction : la parité est maximale violée. Ainsi, les médiateurs chargés de l'interaction faible (W^\pm) ne se couplent qu'aux fermions gauches et aux anti-fermions droits. Ce raisonnement s'applique également aux bosons neutres Z^0 . Les particules gauches d'une même famille peuvent être regroupées en doublet. Un nouveau nombre quantique apparaît : l'isospin faible (noté T_3). Les particules droites sont des singulets de cette nouvelle symétrie, leur isospin est nul.

Dans les années 60, Glashow, Weinberg et Salam ont unifié la théorie de l'interaction faible et la QED dans une même théorie : la théorie électrofaible [7, 8]. Le nouveau lagrangien est invariant sous les transformations du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ possède 3 générateurs, conduisant à 3 bosons de jauge (W_1, W_2 et W_3), plus le boson B_μ venant de l'unique générateur du groupe $U(1)_Y$.

Cette unification permet de définir une nouvelle quantité, l'hypercharge Y, en fonction de l'isospin T_3 et la charge électrique Q :

$$Y = 2(Q - T_3) \quad (1.9)$$

Les transformations sous les groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ sont :

$$SU(2)_L \rightarrow U_L = e^{i\frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{\alpha}(x)}{2}} \quad (1.10)$$

$$U(1)_Y \rightarrow U_Y = e^{iY_L\beta(x)} \quad (1.11)$$

$$\psi_L \rightarrow e^{iY_L\beta(x)} U_L \psi_L \quad (1.12)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{iY_L\beta(x)} \psi_L \quad (1.13)$$

où les matrices $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli. En suivant le même raisonnement que pour la QED, le lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{EW} = \bar{\psi}_L(i\gamma^\mu D_\mu)\psi_L + \bar{\psi}_R(i\gamma^\mu D'_\mu)\psi_R - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.14)$$

2. La parité est une observable discrète qui caractérise l'effet d'une inversion des coordonnées de l'espace (dans un miroir). Elle peut prendre les valeurs 1 et -1.

avec

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_L B^\mu + i\frac{g_W}{2}(\vec{\sigma} \cdot \vec{W})^\mu$$

$$D'_\mu = \partial_\mu + ig_R B^\mu$$

Les quantités g_L , g_R et g_W sont les constantes de couplages de $U(1)_Y$ et $SU(2)_L$. Elles sont reliées entre elles par les formules suivantes :

$$g_W = \frac{e}{\sin \theta_W}$$

$$g_L = -\frac{e}{\cos \theta_W}$$

$$g_R = 2g_L$$

avec l'angle θ_W qui est l'angle de mélange électrofaible.

1.3.3 Le mécanisme de Brout-Englert-Higgs

La théorie électrofaible décrit parfaitement le couplage entre les particules. Cependant, il n'y a aucun terme de masse dans le lagrangien, ainsi toutes les particules seraient sans masse. Or, l'expérience montre que les fermions et les bosons vecteurs de l'interaction faible sont massifs. La symétrie du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ doit être brisée. Il existe deux façons de briser une symétrie : de manière explicite ou de manière spontanée. Dans le premier cas, le modèle ne reste pas invariant tandis que cette invariance est conservée dans le cas de la brisure spontanée. La deuxième option a été choisie puisque dans le premier cas, la théorie n'est pas renormalisable.

Ce mécanisme de brisure de symétrie spontanée est plus connu sous le nom de mécanisme de Brout-Englert-Higgs, proposé en 1964 [9, 10, 11, 12, 13, 14]. Pour satisfaire la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, un doublet de champs scalaires est introduit :

$$\phi_H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

où ϕ^0 et ϕ^+ sont deux champs complexes scalaires respectivement de charge électrique nulle et positive.

Le lagrangien qui caractérise le comportement de ce champ est :

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi_H)^\dagger (D^\mu \phi_H) - V(\phi_H) \quad (1.16)$$

Le premier terme est le terme cinétique du champ de Higgs, D_μ étant la dérivée covariante définie dans la section 1.3.2. Le deuxième terme est un potentiel de la forme :

$$V(\phi_H) = -\mu^2 \phi_H^\dagger \phi_H + \lambda (\phi_H^\dagger \phi_H)^2 \quad (1.17)$$

μ et λ sont deux paramètres libres, avec λ strictement positif. Dans le cas où $\mu^2 > 0$, le minimum du potentiel est obtenu pour un champ nul. Pour avoir une solution non-triviale, μ^2 doit être négatif.

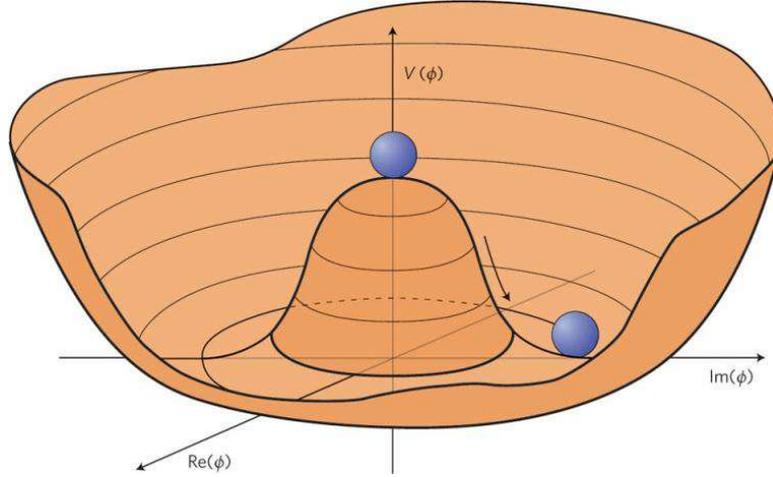


FIGURE 1.1 – Potentiel $V(\phi_H)$ avec $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$

Comme le montre la Figure 1.1, le minimum de potentiel est alors réalisé pour une valeur non-nulle du champ, le champ de Higgs est de la forme :

$$\phi_H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.18)$$

où v est appelé v.e.v (*vacuum expected value*). Cette valeur représente la valeur du champ de Higgs dans le vide. Le champ scalaire de charge électrique positive doit être nul pour respecter l'invariance de l'électromagnétisme. Le champ scalaire de charge nulle est réel. En développant le champ de Higgs autour du vide en série de Taylor, on obtient :

$$\phi_H = e^{i\vec{\theta}(x) \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où les composantes du vecteur $\vec{\theta}(x)$ sont trois champs de Goldstone de masse nulle [15]. Par un choix de jauge particulier (jauge unitaire), ce vecteur devient nul, les trois champs de Goldstone sont absorbés et deviennent les composantes longitudinales des bosons W^\pm et Z^0 , qui acquièrent ainsi une masse. Il ne reste que le champ scalaire $H(x)$ qui correspond au boson de Higgs. En incluant ce champ dans le lagrangien de Higgs, il est possible de relier les masses des bosons W^\pm et Z^0 entre elles par l'intermédiaire de l'angle de mélange électrofaible (utilisé dans la théorie électrofaible) :

$$\cos \theta_W = \frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} \quad (1.20)$$

Enfin, la masse du boson de Higgs s'exprime de la manière suivante :

$$m_H = \mu\sqrt{2} \quad (1.21)$$

Après développement, une partie du lagrangien de Higgs montre le couplage du boson de Higgs aux bosons de jauge W^\pm et Z^0 :

$$\mathcal{L} = (m_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu) (1 + \frac{2}{v} H + \frac{H^2}{v^2}) \quad (1.22)$$

où m_W et m_Z sont respectivement les masses des bosons W^\pm et Z^0 . De plus, le développement du lagrangien de Higgs fait apparaître des contributions d'auto-couplage du boson de Higgs avec des vertex à 3 ou 4 branches :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \frac{1}{2} m_H^2 H^2 - \frac{m_H^2}{2v} H^3 - \frac{m_H^2}{8v^2} H^4 \quad (1.23)$$

Enfin, les fermions deviennent massifs *via* des couplages de Yukawa avec le boson de Higgs :

$$\mathcal{L} = -(1 + \frac{H}{v}) \sum_{i,j} [(\bar{q}'_d)_L (M_d)_{ij} (q'_d)_R^j + (\bar{q}'_u)_L (M_u)_{ij} (q'_u)_R^j + (\bar{l}')_L (M_l)_{ij} (l')_R^j + h.c.] \quad (1.24)$$

où les M_{ij} sont des matrices 3×3 . Ces matrices ne sont pas diagonales. En développant cette équation, on observe que le premier terme est le terme de masse des fermions tandis que le deuxième terme décrit l'interaction des fermions avec le boson de Higgs. On remarque que l'interaction entre les fermions et le boson de Higgs est proportionnelle à la masse du fermion. La procédure de diagonalisation montre que les états propres de masse des quarks ne sont pas les mêmes que les états propres de l'interaction faible. Ce mélange se traduit par l'apparition d'une matrice 3×3 et unitaire, la matrice CKM [16, 17] :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

Les modules des termes diagonaux sont proches de l'unité. Cette matrice possède 4 paramètres libres : trois angles et une phase, cette dernière étant responsable de la violation CP dans les interactions faibles.

Le 4 juillet 2012, la découverte d'un nouveau boson neutre scalaire a été annoncée conjointement par les collaborations ATLAS et CMS. Pour la collaboration ATLAS la présence d'un boson neutre a été mis en évidence à une masse de 126.0 GeV dans les canaux $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$, $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ [18]. La collaboration CMS a observé des résultats similaires [19]. Depuis, les résultats ont été mis à jour avec tout le lot de données enregistrées en 2011 et 2012 et ce nouveau boson est compatible avec les prédictions du Modèle Standard pour le boson de Higgs (couplages [20], spin [21], masse [22]).

1.3.4 Chromodynamique quantique (QCD)

Dans les années 60, Gell-Mann [23] et Zweig [24] formulent le premier modèle des quarks afin d'expliquer le nombre considérable de particules découvertes. Ce modèle propose l'existence de 3 quarks (u, d, s) qui peuvent former des états liés de deux ou trois quarks. L'un des états liés prédit par ce modèle est la particule Δ^{++} , composée de 3 quarks u . Or, d'après le principe d'exclusion de Pauli, ces trois quarks u ne peuvent avoir les mêmes nombres quantiques. Pour respecter ce principe, un nombre quantique est ajouté : la couleur. Ce nombre quantique peut prendre 3 valeurs : rouge (R), vert (V) et bleu (B). La conservation de la charge de couleur induit une nouvelle symétrie décrite par le groupe de symétrie $SU(3)_C$. Ainsi, chaque quark s'écrit sous la forme d'un triplet de $SU(3)_C$:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_R \\ \psi_V \\ \psi_B \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Comme pour l'électrodynamique quantique, le point de départ est un lagrangien décrivant un champ fermionique libre. La transformation du champ est de la forme :

$$\psi \rightarrow e^{-\frac{i}{2}\lambda^a \alpha^a} \psi \quad (1.27)$$

où les matrices λ^a sont les matrices de Gell-Mann, ce sont des matrices 3×3 , génératrices du groupe de symétrie $SU(3)_C$. Pour conserver l'invariance de jauge du lagrangien, une dérivée covariante est introduite. Dans le cadre de la QCD, elle est de la forme :

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{i}{2}g\lambda^a A_\mu^a \quad (1.28)$$

où les A_μ^a sont les champs des 8 gluons, médiateurs de l'interaction forte. Le terme cinétique est alors :

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.29)$$

Les termes f^{abc} sont appelés constantes de structure du groupe, ils sont complètement anti-symétriques. Enfin, le lagrangien de la chromodynamique quantique s'écrit :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi + \bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g}{2}\lambda^a A_\mu^a\psi - \frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)^2 - \frac{1}{2}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c - \frac{1}{4}g^2(f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c)^2 \quad (1.30)$$

avec :

- $i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$ représente le terme cinétique du champ ψ ,
- $m\bar{\psi}\psi$ représente le terme de masse du champ ψ ,
- $\bar{\psi}\gamma^\mu\frac{g}{2}\lambda^a A_\mu^a\psi$ représente l'interaction entre le champ ψ et le champ de gluons A_μ^a ,
- $\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)^2$ représente le terme cinétique du champ de gluons A_μ^a ,
- $\frac{1}{2}(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a)g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ est le terme qui caractérise l'interaction de 3 gluons,
- $\frac{1}{4}g^2(f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c)^2$ est le terme qui caractérise l'interaction de 4 gluons.

Contrairement à la QED, les gluons portent la charge dont ils sont les médiateurs. Cela induit la présence de termes d'auto-couplage dans le lagrangien. En revanche, il n'y a aucun terme de masse, les gluons ne sont pas massifs. Au premier ordre, la constante de couplage de la chromodynamique quantique s'exprime alors :

$$(\alpha_S)_0 = \frac{g^2}{4\pi} \quad (1.31)$$

En renormalisant la QCD et en faisant le développement à des niveaux supérieurs, on observe que la constante de couplage α_S diminue quand le moment transféré augmente. Ce comportement induit deux effets : la liberté asymptotique et le confinement. La liberté asymptotique décrit le fait que les quarks, à très courte distance (équivalent à une grande énergie), se comportent comme des particules libres. Le confinement des quarks est un effet qui se produit à longue distance (autrement dit à basse

énergie). Un quark produit après une interaction ne peut rester libre, il va "s'habiller" ou s'hadroniser pour former des états liés. Expérimentalement, cela se traduit par un ensemble de particules localisé dans une région du détecteur appelé *jet*.

1.3.5 Limites du Modèle Standard

Malgré ces succès, le Modèle Standard ne permet pas d'expliquer plusieurs observations et se heurte à des difficultés théoriques.

Il existe quatre interactions fondamentales. L'une d'elles, la gravitation, n'est pas décrite par le Modèle Standard mais par la théorie de la relativité générale. La gravitation ne peut plus être négligée à très haute énergie, c'est-à-dire aux alentours de l'échelle d'énergie de Planck, de l'ordre de 10^{19} GeV. Mais aucune théorie quantique de la gravitation n'existe à ce jour.

Cet écueil amène directement à un deuxième point faible du Modèle Standard : le problème de hiérarchie. L'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible est de l'ordre de la centaine de GeV. En revanche, le domaine de validité de la gravitation se trouve aux alentours de l'échelle d'énergie de Planck, un domaine où la constante de couplage de la gravitation est du même ordre que les constantes de couplage des autres forces. Cette différence de 17 ordres de grandeur n'est pas expliquée par le Modèle Standard, c'est ce que l'on appelle le problème de hiérarchie.

Le problème de hiérarchie est à l'origine d'une difficulté théorique appelée le problème de naturalité. Les masses des fermions sont sensibles aux corrections radiatives, contributions de boucles d'ordres supérieurs. Ces corrections radiatives sont logarithmiques, elles peuvent être absorbées par des processus de renormalisation. En revanche, le boson de Higgs est un boson scalaire, les corrections radiatives de sa masse sont donc de la forme :

$$m_H^2 = m_0^2 - \frac{\lambda_f^2 \Lambda^2}{8\pi^2} \quad (1.32)$$

où le premier terme est la masse du boson de Higgs à l'ordre de l'arbre, Λ est l'échelle de renormalisation, m_H est la masse du boson de Higgs à l'échelle sondée, typiquement l'échelle de brisure de symétrie électrofaible, λ_f est la constante de couplage du boson de Higgs avec un fermion, correspondant à un couplage de Yukawa. Si on considère que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de Planck, alors Λ est de l'ordre de 10^{19} GeV et m_H doit être de l'ordre de 100 GeV. Cette configuration nécessite un ajustement de λ_f jusqu'à la 32^{ème} décimale pour que la formule ci-dessus reste correcte. Cet ajustement n'est pas naturel, d'où le nom de problème de naturalité.

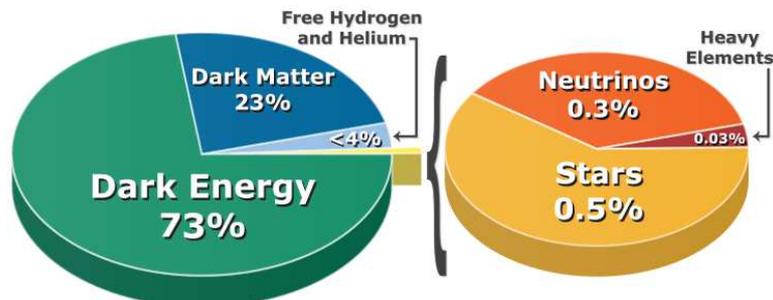


FIGURE 1.2 – Schéma illustrant la composition de l'univers en terme de matière et d'énergie.

Des observations cosmologiques ont montré que seuls 4 % de la matière sont connus et peuvent être

décrits par le Modèle Standard (Figure 1.2). Cette matière ordinaire est dite "baryonique" et contient les étoiles, neutrinos, éléments légers et lourds. Il reste donc près de 96 % de l'Univers qui ne sont pas expliqués par les théories actuelles : 23 % sont appelés matière noire et 73 % sont appelés énergie noire. La matière noire [25] serait composée de particules interagissant très peu avec la matière ordinaire mais massives. Elle est concentrée au sein des grandes structures de l'Univers comme les galaxies ou les amas de galaxies. L'énergie noire a été introduite pour rendre compte de l'accélération de l'expansion de l'Univers [26]. Elle est présentée comme une force gravitationnelle répulsive et remplit l'Univers tout entier uniformément.

Dans certaines théories, le neutrino droit est présenté comme un candidat matière noire. Au sein du Modèle Standard, les neutrinos sont traités comme des particules non-massives. Des résultats de 2004 montrent que les neutrinos oscillent entre les différents saveurs leptoniques [27]. Ce phénomène ne peut se produire que si les neutrinos sont massifs. Ainsi, il doit exister un neutrino droit qui n'interagirait que de manière gravitationnelle. Suivant les théories au-delà du Modèle Standard, la masse de ce neutrino droit peut aller de quelques eV à 10^{15} GeV [28].

1.4 Au-delà du Modèle Standard

Actuellement, le Modèle Standard (MS) n'a pas été mis en défaut. Cependant, il présente plusieurs lacunes. Plusieurs théories, dites de Nouvelle Physique, se proposent de combler les limites du Modèle Standard. Compte tenu de sa validité à l'échelle du TeV, les théories de Nouvelle Physique doivent inclure les prédictions et les résultats du MS. La partie Nouvelle Physique sera caractérisée par l'ajout de nouvelles symétries ou de nouvelles dimensions au Modèle Standard.

1.4.1 Supersymétrie

Les théories de Supersymétrie (SUSY) [29, 30] proposent une solution au problème de hiérarchie. Pour cela, une symétrie entre fermions et bosons est ajoutée, les fermions et les bosons forment des multiplets supersymétriques. Dans le Modèle Standard supersymétrique minimal (MSSM), chaque particule du MS a un partenaire supersymétrique (même masse, mêmes nombres quantiques hormis le spin qui diffère de 1/2). Le MSSM compte 124 paramètres libres contre 19 dans le MS.

Grâce à la supersymétrie, les divergences quadratiques intervenant dans les corrections radiatives de la masse du boson de Higgs se compensent pour ne laisser que des divergences logarithmiques. D'autre part, les théories de SUSY permettent une unification approximative des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte à haute énergie.

Du point de vue expérimental, les théories de SUSY proposent un candidat pour la matière noire. Dans certaines théories, une nouvelle symétrie, la R-parité est introduite [31]. Ce nombre quantique est égal à 1 pour les particules du MS et -1 pour les particules SUSY. Si la R-parité est conservée, alors toute particule SUSY doit se désintégrer en au moins une particule MS. Alors la particule SUSY la plus légère serait stable et, si elle interagit très peu avec la matière, pourrait être un candidat pour la matière noire.

1.4.2 Modèles avec 2 doublets de Higgs

La motivation principale de ce modèle est la génération de l'asymétrie baryonique de l'Univers avec l'apparition de nouvelles sources de violation CP. De plus les théories de SUSY ont besoin de deux

doublets de Higgs, puisqu'un seul doublet ne peut pas donner de masses aux quarks de charge $2/3$ et $-1/3$ simultanément. Dans le cadre du Modèle Standard, un seul doublet de Higgs est attendu. Ici, on attend 2 doublets de Higgs qui donnent naissance à 5 bosons : 2 bosons scalaires neutres H^0 et h^0 , 2 bosons scalaires chargés H^\pm et un boson pseudo-scalaire neutre A^0 [32]. Il existe 4 types de modèles avec 2 doublets de Higgs :

- type I : tous les quarks se couplent uniquement à un seul des doublets de Higgs,
- type II : les quarks de charge $2/3$ se couplent à l'un des doublets tandis que les quarks de charge $-1/3$ se couplent à l'autre doublet. Les leptons se couplent au même doublet que les quarks de charge $-1/3$,
- type III : dans les modèles de type I et II, une symétrie discrète permet de supprimer les changements de saveur par courant neutre (FCNC) à l'ordre de l'arbre. Si on ne tient pas compte de cette symétrie, on parle de modèles à 2 doublets de Higgs de type III,
- type IV : le type IV ressemble au type II mais les leptons se couplent au même doublet que les quarks de charge $2/3$.

Pour les types I et II, les leptons se couplent comme les quarks de charge $-1/3$, sauf dans certains modèles spécifiques aux leptons.

1.4.3 Modèle d'extra-dimensions

Un autre moyen de résoudre le problème de hiérarchie est d'ajouter de nouvelles dimensions d'espace. Les premiers modèles ont été développés par Kaluza [33] et Klein [34], en premier lieu pour unifier la gravité relativiste et l'électromagnétisme. Ces premiers modèles décrivent les dimensions supplémentaires enroulées sur elles-mêmes et de faible rayon. Ainsi, deux types de théories ont découlé de ces travaux. Le premier groupe de théories, dites de Randall-Sudrum [35], considèrent une seule dimension supplémentaire (de rayon fini) où seule la gravité peut se propager. A l'extérieur de la dimension supplémentaire, l'intensité de la gravité diminue exponentiellement et apparaît comme faible dans notre espace à 4 dimensions. Chaque particule du MS génère des excitations dites de Kaluza-Klein, dont la masse peut être de l'ordre du TeV et donc potentiellement observable avec les énergies disponibles au LHC. Il existe une extension de cette théorie où toutes les particules du MS peuvent aussi se propager dans la dimension supplémentaire, cela a pour effet, entre autres, de supprimer les FCNC.

Le deuxième groupe de théories, réunies sous le modèle d'Arkani-Dimopoulos-Dvali (ADD) [36], proposent que la gravité se propage dans plusieurs dimensions (de rayon supérieur à l'échelle de Planck). La gravité est diluée dans toutes les dimensions et apparaît alors plus faible dans notre espace à 4 dimensions. En choisissant le nombre et la taille de ces dimensions supplémentaires, il est possible d'abaisser l'échelle de Planck à l'ordre du TeV et d'observer les effets de ces dimensions supplémentaires (création de trous noirs microscopiques) dans les collisionneurs tels que le LHC.

1.5 Le quark top

Le quark top est la particule élémentaire la plus lourde connue à ce jour. Sa masse étant proche de l'échelle d'énergie de brisure de symétrie électrofaible, l'étude des propriétés du quark top permet de tester les prédictions du Modèle Standard. De plus, sa masse importante lui donne un rôle privilégié dans les théories de Nouvelle Physique. Les nouvelles particules prédites par ces théories se coupleraient préférentiellement au quark top.

1.5.1 Découverte du quark top

Avant d'être observé, l'existence du quark top fut postulée grâce à différentes observations. En 1977, le quark b a été découvert à Fermilab et annonce donc l'existence d'une troisième famille de quarks [37]. En effet, si le quark b était un singlet de $SU(2)_L$ il ne pourrait se désintégrer par courant chargé. La seule façon possible de se désintégrer serait de passer par des changements de saveur par courant neutre (FCNC), processus très supprimé dans le Modèle Standard. De plus, des divergences apparaissent lors de calculs de diagrammes de Feynman triangulaires.

La masse du quark top a été prédite grâce aux corrections radiatives de la masse du boson W m_W , dominées par des boucles virtuelles de quark top. Le résultat prédit est le suivant [38] :

$$m_{top}^{prédit} = 173.4 \pm 1.1 \text{ GeV}$$

En 1995, les expériences DØ et CDF, installées auprès du Tevatron à Fermilab, ont annoncé la découverte du quark top [39, 40]. La dernière mesure de la masse du quark top obtenue en combinant les résultats des expériences ATLAS, CMS et Tevatron mise à jour en 2013 est [5] :

$$m_{top}^{mesure} = 173.07 \pm 0.52 \pm 0.82 \text{ GeV}$$

1.5.2 Production du quark top

En se plaçant dans le contexte d'un collisionneur hadronique tel que le LHC, dans le cadre du Modèle Standard, deux modes de production sont possibles : une production individuelle et une production par paire.

Dans le premier cas, la production se fait par interaction faible. Au premier ordre, il existe 3 modes de production de top célibataire (voir Figure 1.3).

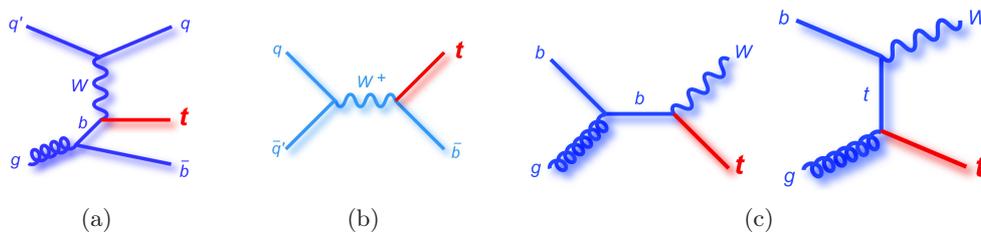


FIGURE 1.3 – Diagrammes de Feynman de production de top célibataire en voie t (a), en voie s (b) et en voie Wt (c).

Le premier diagramme est appelé diagramme en voie t, c'est le diagramme dominant dans le cas d'un état initial de deux protons. Au LHC et avec $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, la section efficace de production de ce processus est de 87.2 pb [41], calculée au niveau NNLO (*Next to Next to Leading Order*). Le deuxième diagramme est appelé diagramme en voie s. A l'heure actuelle, ce processus n'a pas été observé au LHC³. La section efficace théorique de ce processus, au niveau NNLO, est de 5.55 pb [41]. Enfin, le troisième diagramme est le diagramme en voie Wt , sa section efficace de production calculée au niveau NNLO est de 22.2 pb [41].

3. Au début 2014, les collaborations CDF et DØ ont observé la production de top célibataire en voie s avec une signification statistique de 6.3 déviations standards [42].

Dans le deuxième cas, les quarks top sont produits par paire par interaction forte. Il existe deux modes principaux de production des paires de quarks top : par fusion de gluons et par annihilation quark-antiquarks (voir Figure 1.4). Au LHC, la production par fusion de gluons est dominante.

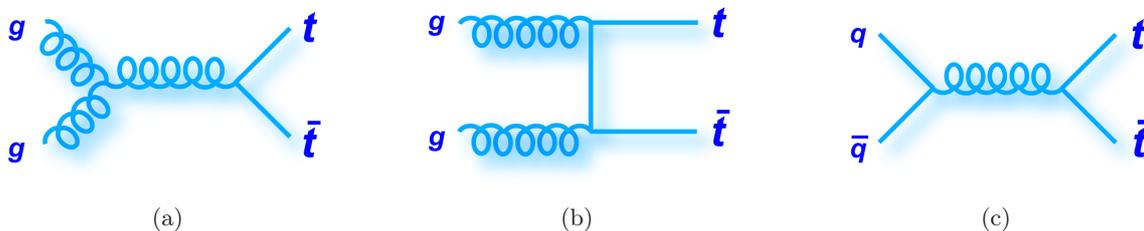


FIGURE 1.4 – Diagrammes de Feynman de production de paires de quarks top par fusion de gluons (a, b) et par annihilation quark-antiquark (c).

Au LHC et avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV, la section efficace de production de paires de quarks top est de 234 pb, calculée au niveau NNLO [41].

1.5.3 Désintégration du quark top

Le temps de vie du quark top est estimé à 5×10^{-25} s, à comparer avec le temps d’hadronisation qui est de l’ordre de 3×10^{-24} s. Cela signifie que le quark top est le seul quark qui se désintègre et ne s’hadronise pas. Dans le cadre du Modèle Standard, le quark top ne peut se désintégrer qu’en un boson W et un quark de charge $-1/3$. La probabilité de chaque désintégration dépend de l’élément de matrice CKM correspondant. Comme la valeur de $|V_{tb}|$ est proche de l’unité, le quark top va se désintégrer en W^+b à plus de 99 % [5].

Le boson W peut se désintégrer de manière dite leptonique, en un lepton et son neutrino associé, soit de manière dite hadronique, en deux quarks. Les rapports de branchement du boson W sont détaillés dans la Table 1.3.

Canal	Rapport de branchement
$e + \nu_e$	10.75 %
$\mu + \nu_\mu$	10.57 %
$\tau + \nu_\tau$	11.25 %
$q + \bar{q}'$	67.60 %

TABLE 1.3 – Rapports de branchement du boson W [5].

Les rapports de branchement du boson W vont déterminer les canaux de désintégration des paires de quarks top ainsi que leur probabilité d’occurrence.

Il existe trois canaux de désintégration des paires de quarks top :

- **canal dileptonique** (Figure 1.5(a)) : les deux bosons W se désintègrent de manière leptonique, l’état final est composé de deux leptons chargés, deux neutrinos et deux quarks b . La présence des deux leptons chargés assure une signature claire, peu contaminée par des bruits de fond⁴. En

4. Un processus est dit de bruit de fond lorsqu’il possède le même état final que le processus recherché mais n’est pas ce processus.

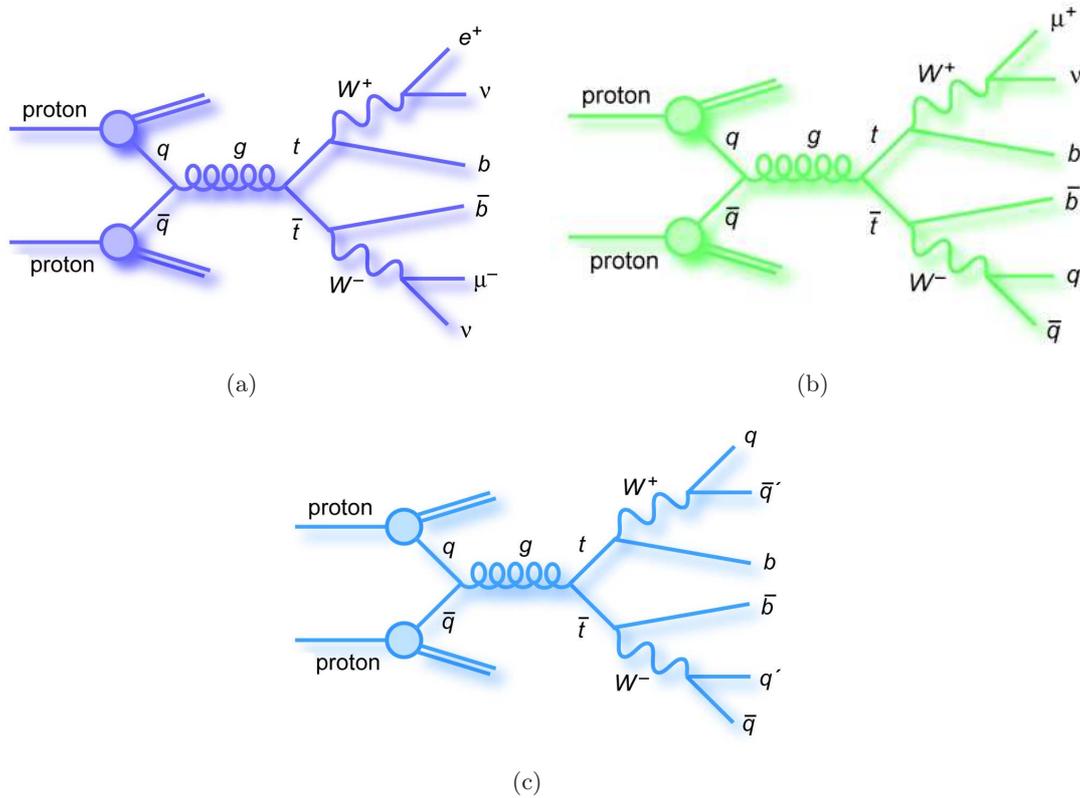


FIGURE 1.5 – Diagrammes de Feynman représentant les 3 canaux de désintégration des paires de quarks top : dileptonique (a), semi-leptonique (b) et tout hadronique (c).

revanche, la présence des deux neutrinos rend la reconstruction des deux quarks top impossible. Le rapport de branchement du canal dileptonique est faible, de l'ordre de 10 %,

- **canal semi-leptonique** (Figure 1.5(b)) : l'un des bosons W se désintègre de manière leptonique, l'autre de manière hadronique. La présence du lepton chargé et des deux quarks b donne une signature claire et permet de reconstruire les deux quarks top. Le rapport de branchement du canal semi-leptonique est de 44 %,
- **canal tout hadronique**⁵ (Figure 1.5(c)) : les deux bosons W se désintègrent de manière hadronique, l'état final est donc composé de 6 quarks (apparaissant comme des jets dans le détecteur) dont deux quarks b . L'avantage de ce canal est son rapport de branchement de 46 %. En revanche, le nombre de jets et la contamination en bruit de fond rendent difficile la reconstruction des deux quarks top.

Les canaux de désintégration des paires de quarks top ainsi que leur rapport de branchement sont résumés sur la Figure 1.6.

1.6 Conclusions

Le Modèle Standard de la physique des particules a vu le jour dans les années 60 avec la formalisation de l'électromagnétisme par la QED et le modèle des quarks. Il permet de décrire le comportement

5. Une mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en tout hadronique a été réalisée en stage de Master2 et a été publiée dans la ref. [43].

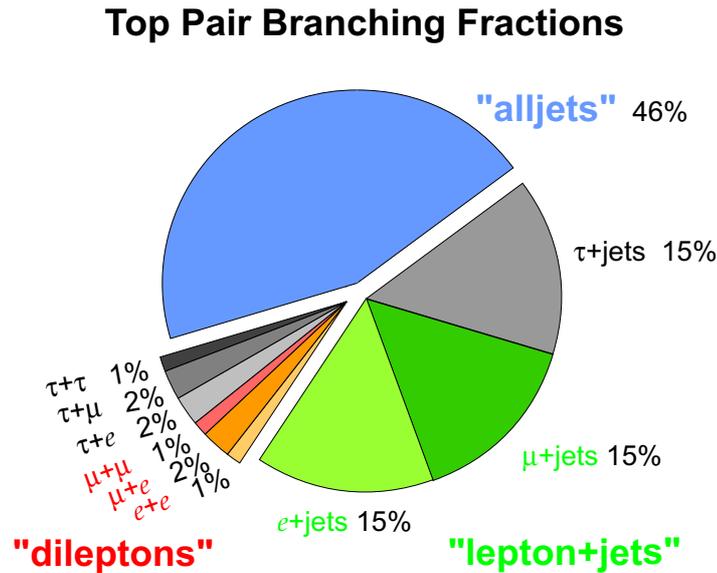


FIGURE 1.6 – Rapports de branchement des différentes désintégrations des paires de quarks top.

des particules ainsi que 3 des 4 forces fondamentales : les forces électromagnétique, faible et forte. L'électrodynamique quantique et l'interaction faible ont été unifiées pour donner naissance à la théorie électrofaible. Cette théorie est prédictive et décrit le comportement des particules, mais toutes ces particules sont sans masse. Pour pallier cette difficulté, le mécanisme de Brout-Englert-Higgs intervient, en postulant la présence d'un nouveau champ, le champ de Higgs, qui peuple le vide quantique uniformément. L'interaction de ce champ avec les particules élémentaires est génératrice de masse. L'ajout de ce champ de Higgs provoque l'apparition d'un nouveau boson scalaire, le boson de Higgs. Récemment, un boson a été découvert et est compatible avec le boson de Higgs prédit par le Modèle Standard. L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique.

Les prédictions du Modèle Standard n'ont à ce jour jamais été mises en défaut, mais des observations laissent penser qu'une autre théorie est nécessaire pour expliquer des phénomènes non expliqués par le Modèle Standard, comme la gravitation ou la matière noire. Des théories de Nouvelle Physique comme la Supersymétrie ou des théories prédisant des dimensions supplémentaires se proposent d'expliquer certains de ces phénomènes.

L'une des particules du Modèle Standard, le quark top, joue un rôle singulier dans la théorie puisque c'est la particule élémentaire la plus lourde connue à ce jour et sa masse est proche de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. Sa masse élevée fait de lui un candidat privilégié pour se coupler à de nouvelles particules dans de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard.

2 Contexte expérimental

«Comme vous le savez tous, Poudlard a été fondé il y a plus de mille ans - la date précise n'est pas connue - par les quatre plus grands mages et sorcières de l'époque. (...) Ils ont bâti ce château ensemble, hors de la vue des Moldus, car en ce temps-là, les gens du peuple avaient peur de la magie et les sorciers subissaient de terribles persécutions. »

Professeur Binns, Harry Potter et la Chambre des Secrets

A l'heure actuelle, la physique des particules se fait principalement grâce à des accélérateurs : les rayons cosmiques issus d'accélérateurs naturels et les accélérateurs construits par l'Homme. Les rayons cosmiques peuvent atteindre des énergies qui ne sont pas accessibles en laboratoire. Cependant, produire des collisions dans un accélérateur de particules permet de contrôler la nature des particules et l'énergie mises en jeu dans la réaction. Plusieurs générations d'accélérateurs se sont succédé depuis les années 60, repoussant toujours les limites en énergie. Depuis 2010, le plus puissant accélérateur en fonctionnement est le LHC.

2.1 Le grand accélérateur de hadrons LHC

2.1.1 Description

Le LHC (*Large Hadron Collider*) [44] est installé au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) à Genève. Il mesure 27 kilomètres de circonférence et le tunnel qui l'abrite est creusé à environ 100 mètres de profondeur (figure 2.1). Il est composé de deux anneaux où circulent des faisceaux de protons (ou d'ions Plomb). Les deux faisceaux circulent dans deux tubes à vide différents. La dimension du LHC vient du fait qu'il est abrité dans l'ancien tunnel du LEP¹. Lorsqu'une particule chargée est accélérée, elle perd de l'énergie en rayonnement de freinage, de manière proportionnelle à γ^4 et inversement proportionnelle au rayon de courbure de la trajectoire. Cela justifie le rayon de courbure gigantesque de l'accélérateur² et le choix de collisions proton-proton. Un faisceau de protons a été préféré à un faisceau d'anti-protons comme au Tevatron car il est plus facile à produire et peut permettre d'avoir une luminosité plus élevée. L'anneau du LHC est composé d'une succession de cavités radio-fréquence (pour accélérer les protons de chaque faisceau) et d'aimants supraconducteurs (pour focaliser et courber les faisceaux). La courbure des protons est assurée par 1232 aimants dipolaires supraconducteurs délivrant un champ magnétique de 8.63 Teslas. D'autres types d'aimants (quadrupôles, sextupôles, ...) sont mis en place pour focaliser les faisceaux. En moyenne, un faisceau

1. Le LEP (*Large Electron Positron collider*) [45] était un collisionneur électron-positron qui fonctionnait dans les années 90. Il a permis de mesurer avec une très grande précision les paramètres du Modèle Standard, en particulier la masse des bosons de jauge Z^0 et W^\pm

2. Les électrons rayonnent plus que les protons dans un rapport $(\frac{m_p}{m_e})^4$



FIGURE 2.1 – Représentation de l’anneau du LHC superposé à la région de Genève vu depuis le Jura.

Paramètre	Valeur en 2011	Valeur en 2012
Circonférence	26,659 km	26,659 km
Energie par faisceau	3.5 TeV	4 TeV
Nombre de paquets/faisceau	1380	1380
Nombre de protons/paquets	1.45×10^{11}	1.58×10^{11}
Luminosité instantanée moyenne	$3.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$7.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Séparation des paquets	75 ns	50 ns
β^*	1.5 puis 1	0.6
Emittance transverse normalisée	1.9-2.4 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}$	2.2-2.5 $\mu\text{m}\cdot\text{rad}$
Energie stockée par le faisceau	112 MJ	140 MJ

TABLE 2.1 – Caractéristiques du collisionneur LHC en mode proton-proton pour 2011 et 2012.

nominal du LHC est composé d’environ 3000 paquets contenant chacun 10^{11} protons. Jusqu’à la fin de l’année 2011, le LHC a fonctionné à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. En 2012, l’énergie dans le centre de masse est passée à 8 TeV. Les caractéristiques principales du LHC sont résumées dans la table 2.1.

L’émittance et la quantité β^* permettent de caractériser les faisceaux. L’émittance rend compte de l’étalement du faisceau dans le plan position-impulsion. Plus l’émittance est petite, plus les particules du faisceau sont confinées dans un volume restreint et ont la même impulsion. La quantité β^* représente la distance qu’il faut pour que la section du faisceau soit réduite de moitié.

2.1.2 Le système d’accélération

Le LHC est le dernier accélérateur de particules construit au CERN. Depuis les années 60, plusieurs accélérateurs, de taille et de capacité en énergie variables, ont vu le jour. Avant d’atteindre l’anneau

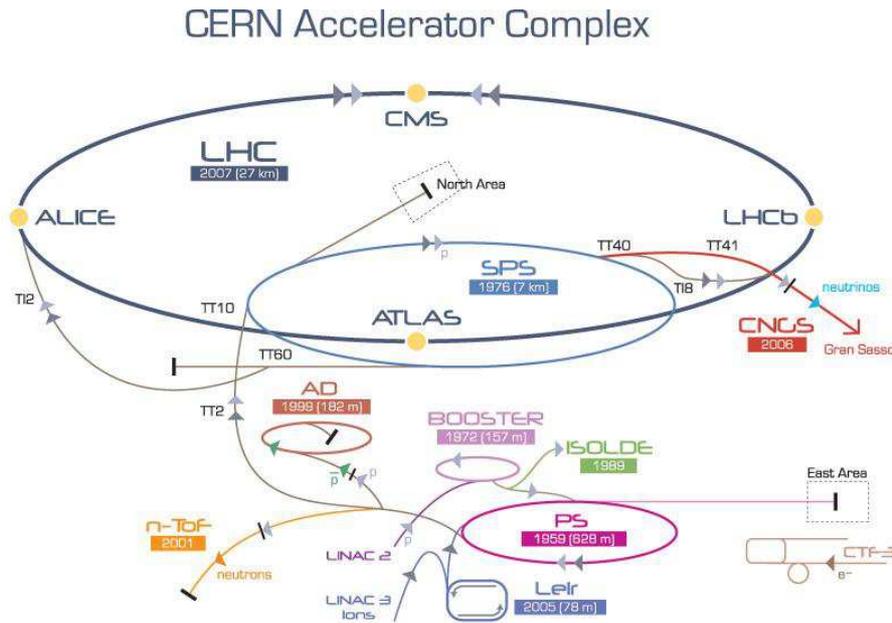


FIGURE 2.2 – Complexe d'accélérateurs du CERN

du LHC, les protons sont accélérés au sein de ce complexe d'accélérateurs (figure 2.2). Pour isoler les protons, du gaz hydrogène est ionisé pour arracher son unique électron. Grâce à un champ électrique, les protons et les électrons sont séparés. Les protons sont alors envoyés dans l'accélérateur linéaire Linac-2 pour être accélérés à un tiers de la vitesse de la lumière, c'est-à-dire pour atteindre une énergie de 50 MeV. Ensuite, les protons sont injectés dans le Booster, un synchrotron d'une circonférence de 157 m pour atteindre une énergie de 1.4 GeV. Les protons entrent alors dans le PS (Proton Synchrotron), d'une circonférence de 628 m pour atteindre une énergie de 25 GeV. Ensuite, grâce au SPS (Super Proton Synchrotron), un accélérateur de 7 km de circonférence, les protons sont accélérés à une énergie de 450 GeV pour enfin être injectés dans le LHC où ils sont portés à une énergie nominale de 3 ou 4 TeV, respectivement pour 2011 et 2012.

2.1.3 Luminosité et interactions multiples

Luminosité

L'un des paramètres qui caractérise un accélérateur est la luminosité instantanée. Dans le cas d'un accélérateur comme le LHC, où deux faisceaux circulent en sens opposé, la luminosité peut se définir comme le nombre de particules d'un faisceau qui traverse le deuxième faisceau, par unité de temps et par unité de surface, en faisant l'hypothèse que le deuxième faisceau est au repos. Habituellement, cette quantité est reliée à une section efficace par la relation suivante :

$$\frac{dN_{events}}{dt} = \frac{dL}{dt} \sigma_{events} \text{ où } L = \frac{kN^2 f \gamma}{4\pi\beta^* \epsilon} \quad (2.1)$$

où σ_{events} est la section efficace du processus considéré, N_{events} le nombre d'événements produits, $\frac{dL}{dt}$ la luminosité instantanée, k est le nombre de paquets de protons par faisceau, N est le nombre de protons par paquet et f est la fréquence de révolution. Maximiser la luminosité instantanée permet

d'observer des processus rares (avec une section efficace de production faible). Cela est possible soit en rapprochant les paquets de protons, soit en diminuant la taille des faisceaux.

Afin de quantifier le nombre d'évènements enregistrés au cours d'une période, la luminosité instantanée est intégrée en temps, on parle alors de luminosité intégrée. Pendant la période de collisions de 2012-2013, le détecteur ATLAS a enregistré 21.3 fb^{-1} mais seuls 20.3 fb^{-1} sont utilisables pour les analyses de physique. L'incertitude systématique sur cette dernière mesure est estimée à 2.8 % [46]. L'évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC, enregistrée par ATLAS et utilisable par la collaboration ATLAS ainsi que l'évolution de la luminosité instantanée sont montrées sur la figure 2.3.

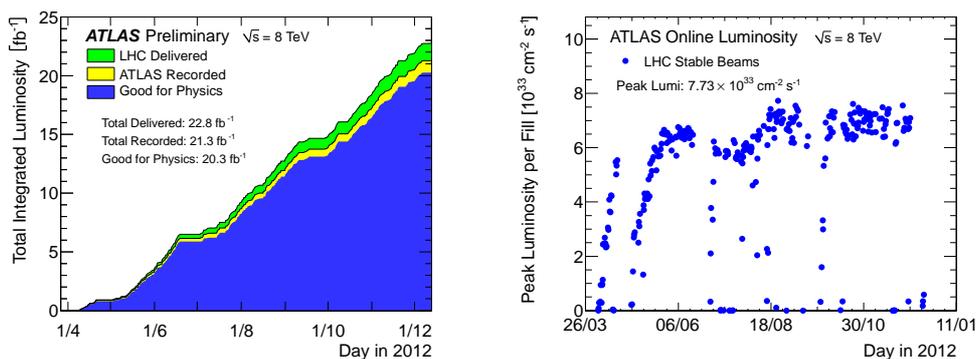


FIGURE 2.3 – Distributions des luminosités intégrées (gauche) délivrée par le LHC (vert), enregistrée par ATLAS (jaune) et utilisée pour les analyses (bleu) et du maximum de luminosité instantanée par jour (droite) au cours de l'année 2012.

Le point négatif d'une forte luminosité instantanée est la probabilité importante d'avoir plusieurs interactions proton-proton (pp) en même temps, c'est l'effet d'empilement. D'autres effets comme les évènements de biais minimum ou les évènements sous-jacents vont dégrader la réponse des détecteurs.

Les évènements de biais minimum

Un très grand nombre de particules vont être produites chaque seconde dans les collisions au LHC. Les interactions pp sont dominées par les collisions inélastiques. Ces interactions produisent essentiellement des évènements de basse impulsion transverse, on les appelle évènements de biais minimum. Ces évènements vont dégrader la résolution du détecteur mais une coupure significative sur l'impulsion transverse des objets permet de réduire leur impact. Cependant, ces évènements sont utiles pour mesurer la luminosité intégrée enregistrée dans ATLAS. La section efficace de ces évènements est de l'ordre de 70 mb.

Les évènements sous-jacents

Les protons ne sont pas des particules élémentaires, ils sont composés de trois quarks de valence (uud) plongés dans une mer de quarks et de gluons. Les protons étant composites, plusieurs partons peuvent interagir au cours d'une même collision, donnant lieu à une interaction dure, produisant les processus intéressants et à plusieurs autres interactions. Ces autres interactions, ou évènements sous-jacents, sont fortement corrélées par la couleur aux processus durs et ne peuvent pas être soustraits de l'évènement. Il faudra donc tenir compte de ces évènements sous-jacents dans les simulations car ils vont dégrader l'analyse et les mesures puisqu'ils interagissent avec le détecteur. Parmi eux, il existe deux cas particuliers : les ISR et les FSR. Les ISR, ou radiations dans l'état initial, sont des radiations

QCD se produisant avant le processus dur sur les partons. Les FSR, ou radiations dans l'état final, sont des interactions QCD produites par les partons provenant du processus dur. Ces effets sont traités comme des effets systématiques par la suite.

L'effet d'empilement

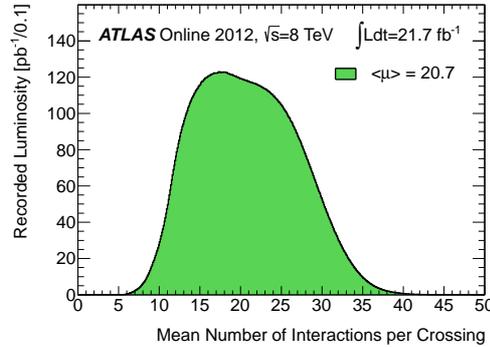


FIGURE 2.4 – Distribution de la valeur moyenne d'interactions par croisement de faisceau en 2012.

A cause de la haute luminosité instantanée délivrée par le LHC, plusieurs collisions peuvent se produire en même temps. Avec la luminosité de 2012 d'environ $7.6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$, en moyenne il se produit une vingtaine de collisions simultanées (voir figure 2.4). Dans la plupart des cas, une collision donnera lieu à un processus dur tandis que les autres seront des collisions inélastiques dont l'effet peut être réduit comme nous l'avons vu précédemment.

La figure 2.5 montre un évènement enregistré en 2012 avec 25 vertex reconstruits.

2.1.4 Opération

Entre l'instant où les particules entrent dans les tubes à vide du LHC et la première collision, il se passe des dizaines de minutes. Durant cette période, le LHC passe par différentes phases, afin de contrôler tous les paramètres du faisceau et de la machine et de provoquer des collisions de particules en toute sécurité (Figure 2.6). Ces phases peuvent être classées en deux catégories : les phases propres à l'accélérateur et les phases propres au faisceau [47]. Il existe quatre principaux modes de fonctionnement de l'accélérateur :

- **Beam Setup** : Etat de la machine à partir de l'injection des faisceaux dans le LHC jusqu'aux collisions. Durant ce mode, le ou les faisceaux (avec un ou plusieurs paquets) circulent et tous les paramètres liés au faisceau et à la machine sont vérifiés.
- **Proton Physics** : Etat de la machine lors des collisions de protons.
- **Ion Physics** : Etat de la machine lors des collisions d'ions lourds.
- **Machine Development** : Etat de la machine lors des phases de développement.

Les phases **Proton Physics** et **Ion Physics** durent en moyenne une dizaine d'heures, les phases de développement durent une semaine. Dans les conditions optimales, la phase de préparation de la machine, juste avant les collisions, dure quelques dizaines de minutes. Pendant la phase **BeamSetup**, le faisceau passe par plusieurs étapes :

- **Injection Probe Beam** : Ce mode est activé dès qu'un ou deux faisceaux circulent dans le LHC. Durant cette phase, les différents sous-systèmes du LHC sont testés et les paramètres du

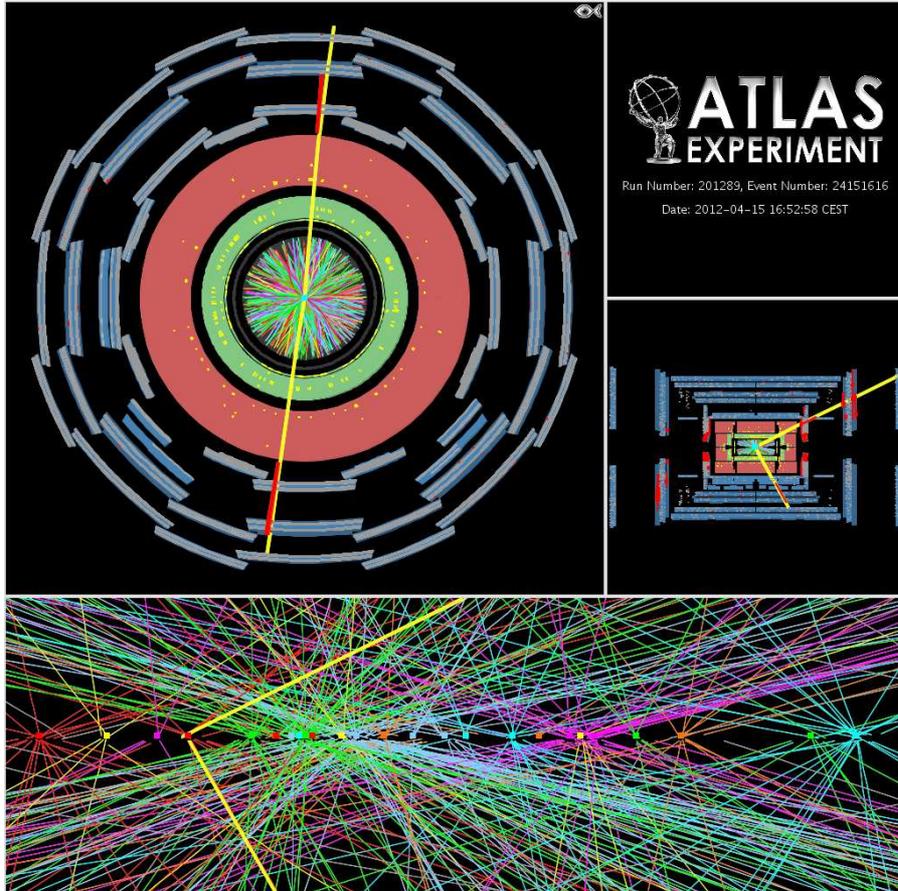


FIGURE 2.5 – Evènement enregistré le 15 avril 2012. Il montre un candidat boson Z se désintégrant en dimuon avec 25 vertex reconstruits.

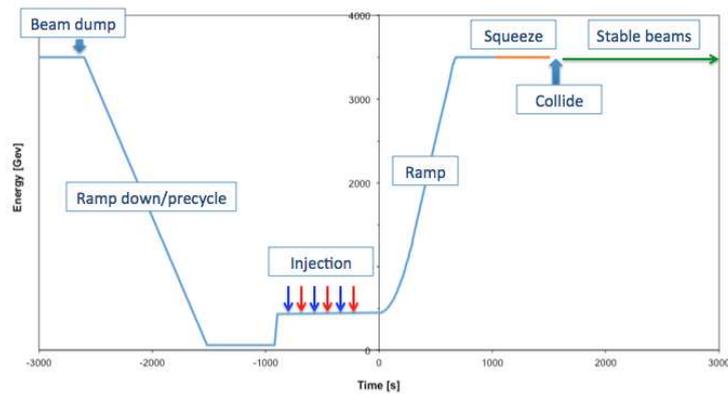


FIGURE 2.6 – Schéma montrant les différentes phases d'un faisceau.

faisceau mesurés. Le but de ce mode est de faire circuler un ou plusieurs faisceaux stables avec un temps de vie donné.

- **Injection Physics Beam** : Durant ce mode, les paramètres de la machine sont optimisés, cette dernière étant prête à recevoir des faisceaux d'une durée de vie nominale et de grande intensité. Un premier faisceau pilote est injecté avant les faisceaux destinés aux collisions. Les deux modes

d'injection prennent environ 30 minutes.

- **Prepare Ramp** : A ce stade, les deux tubes à vide sont remplis, les faisceaux circulent à une énergie de 450 GeV et sont prêts à être accélérés.
- **Ramp** : Les faisceaux sont accélérés jusqu'à une énergie de 3 ou 4 TeV par faisceau (~ 20 minutes).
- **Flat top, Squeeze** : Les faisceaux circulent à l'énergie nominale. Le paramètre β^* décroît lentement à chaque passage dans un point d'interaction pour arriver à sa valeur nominale et ainsi accroître la luminosité instantanée.
- **Adjust** : Dernière étape avant les collisions. Les faisceaux se rapprochent de plus en plus dans les régions des quatre points d'interaction où sont installés les quatre principaux détecteurs. Ces dernières étapes à l'énergie nominale prennent aux alentours de 10 minutes.

Après toutes ces étapes, la machine passe en mode **Physics (Proton ou Ion)** et les faisceaux en mode **StableBeams**. Durant cette étape, les faisceaux entrent en collision aux quatre points de l'accélérateur prévus à cet effet. Les paramètres de la machine et du faisceau sont mesurés en continu.

Enfin, les faisceaux sont évacués des tubes à vide dans des cylindres de carbone de 7 m de long, contenus dans des cylindres d'acier et environ 750 tonnes de fer (mode **Beam Dump**) [48]. De plus le courant des aimants supraconducteurs décroît et un nouveau cycle peut commencer.

2.1.5 Expériences installées auprès du LHC

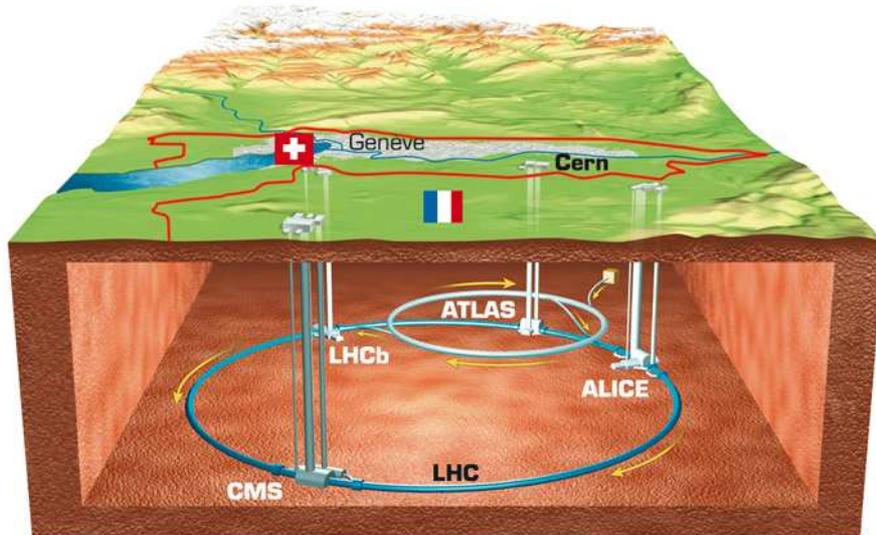


FIGURE 2.7 – Anneau du LHC (les échelles verticale et horizontale ne sont pas les mêmes)

Quatre principaux détecteurs ont été mis en place autour de quatre points de croisement des faisceaux du LHC afin d'étudier les collisions proton-proton ou ion-ion : ALICE [49], ATLAS [50], CMS [51] et LHCb [52] comme le montre la figure 2.7. A ces détecteurs s'ajoute TOTEM [53] qui est installé dans la caverne de CMS pour mesurer la section efficace totale proton-proton et étudier les diffusions élastiques et diffractives au LHC. ATLAS et CMS sont deux expériences polyvalentes qui ont pour objectif d'identifier toutes les particules produites dans les collisions. Ces deux détecteurs

sont constitués d'un empilement de sous détecteurs cylindriques autour du point d'interaction. Ces expériences se proposent de tester la validité du Modèle Standard par la recherche du boson de Higgs et par des mesures de précision et de rechercher des phénomènes de Nouvelle Physique. L'expérience LHCb est une expérience de physique des saveurs et se propose de mesurer précisément les paramètres du Modèle Standard afin d'étudier l'asymétrie matière/antimatière et de rechercher de la Nouvelle Physique. Contrairement aux autres détecteurs, il s'agit d'un spectromètre simple bras. Durant les phases de collisions d'ions lourds, ALICE cherche à étudier les propriétés du plasma de quarks et gluons, un état qui aurait existé quelques instants après le Big Bang où les quarks et les gluons sont déconfinés. ATLAS et CMS participent aussi à l'analyse des collisions d'ions lourds.

2.2 Le détecteur ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*)

Le détecteur ATLAS est le plus grand détecteur installé auprès du LHC, au point 1. Il mesure 44 m de long, 25 m de diamètre pour une masse de 7500 tonnes. C'est un détecteur 4π (couvrant tout l'angle solide), composé d'une partie tonneau (autour de l'axe du faisceau) et de deux bouchons. ATLAS est un assemblage de quatre sous-détecteurs empilés selon une structure en oignon qui ont chacun un rôle différent. Le premier détecteur que rencontrent les particules est le détecteur interne de traces, qui permet de déterminer la position du vertex primaire et des vertex secondaires et de mesurer l'impulsion et la charge des particules chargées en reconstruisant leurs trajectoires. Cela est possible grâce à l'aimant solénoïdal supraconducteur placé en aval. La partie calorimétrique entoure le tout. Elle permet de mesurer l'énergie et la position des particules en les arrêtant. Seuls les muons et les neutrinos ne déposent pas ou très peu d'énergie dans les calorimètres car ils interagissent très peu avec la matière. Au-delà des calorimètres, un aimant toroïdal composé de 8 bobines est chargé de courber la trajectoire des muons. Leur impulsion est mesurée par les chambres à muons. Une description complète du détecteur ATLAS est disponible dans [50]. La collaboration ATLAS regroupe plus de 3000 physiciens dans le monde, venant de 177 instituts répartis dans 38 pays.

2.2.1 Système de coordonnées

Le plan (xOy) représente le plan transverse au faisceau, l'axe (Oz) étant suivant l'axe du faisceau. Les protons ne sont pas des particules élémentaires. L'état initial est donc composite. Seule l'impulsion transverse totale initiale est connue, elle est nulle, ce qui explique que l'on se placera préférentiellement dans le plan transverse. Comme le montre la figure 2.8, l'angle ϕ est défini par rapport à l'axe (Ox) dans le plan transverse.

La rapidité est définie comme :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.2)$$

La pseudo-rapidité η , limite relativiste de la rapidité est définie comme :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

où l'angle θ est l'angle défini par rapport à l'axe (Oz). La pseudo-rapidité est nulle quand θ vaut $\frac{\pi}{2}$. On utilisera aussi l'impulsion transverse et l'énergie transverse de la particule qui sont définies comme :

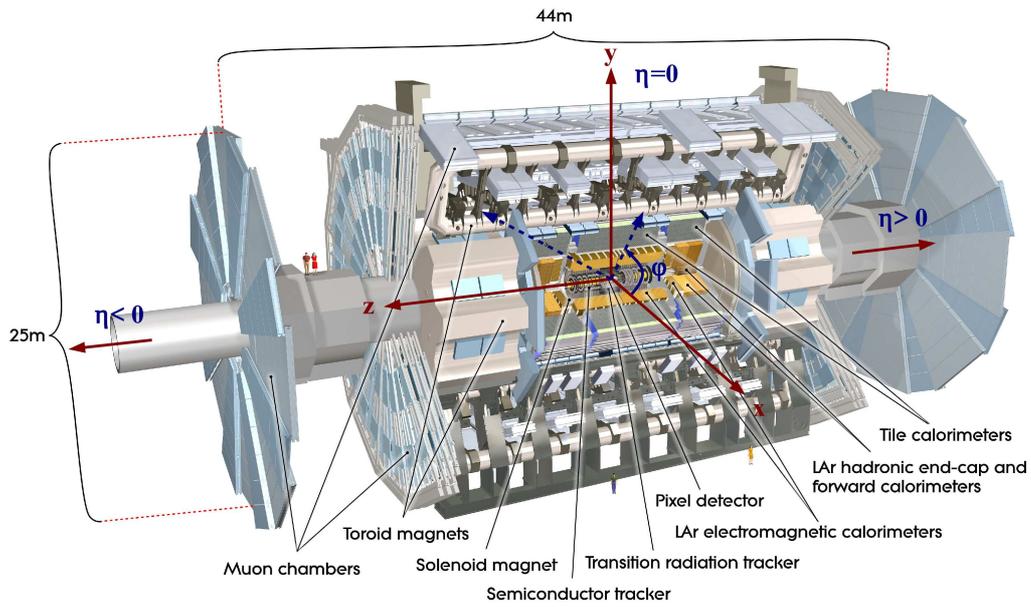


FIGURE 2.8 – Vue d'ensemble du détecteur ATLAS avec son système de coordonnées et la variable η .

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad , \quad E_T = \frac{E}{\cos \eta} = E \sin \theta \quad (2.4)$$

Si un neutrino est produit, il emportera de l'énergie qui ne sera pas détectée. On parle alors d'énergie transverse manquante notée E_T^{miss} .

La variable ΔR , utilisée par la suite, représente une distance radiale. Elle est définie comme :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2} \quad (2.5)$$

2.2.2 Le détecteur interne de traces

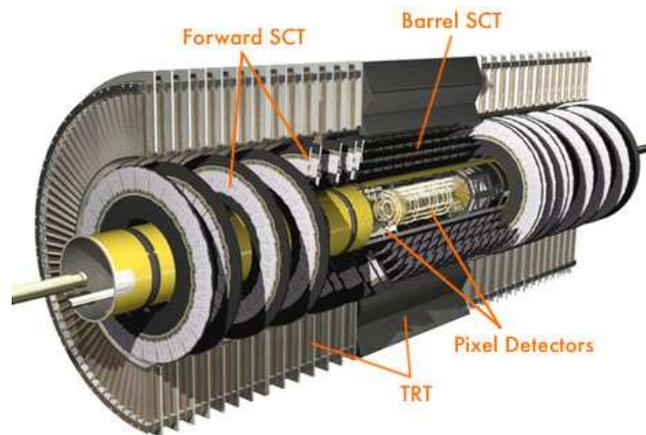


FIGURE 2.9 – Schéma du détecteur interne de traces d'ATLAS

Le détecteur interne de traces [54] est utilisé pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, avec une bonne efficacité et une très grande résolution spatiale. Il couvre une région de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$. Sa haute précision lui permet de reconstruire le vertex primaire, c'est-à-dire le point central de la collision, et les vertex secondaires (lieu de désintégration des particules ayant parcouru une certaine distance dans le détecteur) de hadrons composés de quarks de saveur lourde (b , c) à partir des traces. Il est composé de trois sous-systèmes et est entouré d'un aimant solénoïdal supraconducteur produisant un champ magnétique uniforme de 2 Teslas suivant l'axe Oz. Comme le montre la figure 2.9, il est composé de sous-détecteurs utilisant plusieurs technologies afin d'allier efficacité et précision pour la détection.

Les performances sur la reconstruction des vertex seront montrées dans le chapitre 4. La résolution sur les traces du détecteur à pixels est de $10 \times 115 \mu\text{m}$, $17 \mu\text{m}$ pour le SCT et $130 \mu\text{m}$ pour le TRT [55].

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le premier détecteur que rencontrent les particules. Il est doté d'une très grande granularité afin de reconstruire le plus précisément possible les vertex (plus de 80 millions de pixels), en particulier les vertex secondaires qui sont importants pour l'étiquetage des jets provenant des quarks b . Il mesure 50 cm de diamètre pour 1.4 m de long. Il est composé d'une partie tonneau de granularité $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ et de deux parties bouchons. La partie tonneau se compose de trois cylindres de rayon compris entre 5 et 12 cm. Les bouchons se composent chacun de trois disques orthogonaux à l'axe du faisceau et placés longitudinalement à 49.5, 58.0 et 65.0 cm du point de collision. Le principe de détection est de collecter les charges créées au passage de particules chargées dans une jonction PN polarisée.

Pour atténuer l'effet des radiations, le détecteur à pixels fonctionne à une température de -7°C . Malgré cela, la première couche devra être changée régulièrement alors que les autres devraient supporter dix années de fonctionnement.

Au cours de l'année 2012, seuls 5 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 99.9 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

Le détecteur à micro-pistes de silicium (ou SCT)

Comme le détecteur à pixels, le SCT utilise la technologie des semi-conducteurs. En revanche, la partie sensible se compose de micro-pistes de $80 \mu\text{m}$ de large et de 126 mm de long. Ce détecteur est composé d'une partie tonneau comportant quatre couches de rayon allant de 30 à 52 cm. Les parties bouchons sont chacune composées de neuf disques orthogonaux à l'axe du faisceau. Sa grande granularité (6.3 millions de canaux) et le fait qu'il offre quatre points de mesure de trajectoire permettent une bonne discrimination des traces. Il a pour but principal la mesure précise de l'impulsion des particules chargées.

Au cours de l'année 2012, 0.7 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 99.1 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

Le détecteur à rayonnement de transition (ou TRT)

Le TRT représente la couche externe du détecteur interne. Il fournit un grand nombre de points de mesure, ce qui aide à discriminer les traces des particules chargées. Il est composé de tubes à dérive de 4 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux ($70 \%\text{Xe} + 27 \%\text{CO}_2 + 3 \%\text{O}_2$). Chaque tube est

traversé en son milieu par un fil plaqué en or-tungstène. Lorsqu'une particule chargée passe à travers ces pailles, elle ionise le gaz et les électrons provenant de cette ionisation vont dériver vers l'anode et ainsi créer un signal électrique. Les tubes sont entourés d'un radiateur en polypropylène qui induit un rayonnement de transition au passage d'une particule chargée. Ce rayonnement est particulièrement important pour les électrons, ce qui permet de les discriminer des pions.

Le TRT est composé d'une partie tonneau composée de trois cylindres concentriques dont le rayon va de 56 à 107 cm où les pailles sont rangées de manière longitudinale à l'axe du faisceau. Les parties bouchons comptent chacune 20 disques de tubes disposés de manière orthogonale au faisceau. Au total, le TRT compte près de 350 000 canaux. Il fournit en moyenne 36 points de mesure.

Au cours de l'année 2012, 2.5 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 99.8 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

L'aimant solénoïdal

Pour mesurer l'impulsion transverse des particules chargées et séparer les traces de ces particules, un aimant solénoïdal [58] a été placé autour des détecteurs internes et délivre un champ magnétique de 2 Teslas suivant l'axe Oz. Le solénoïde a un diamètre interne de 2.44 m et externe de 2.63 m et mesure 5.3 m de long pour un poids de 5.7 tonnes et est refroidi à l'hélium à une température de 4.2 K.

2.2.3 Le système calorimétrique

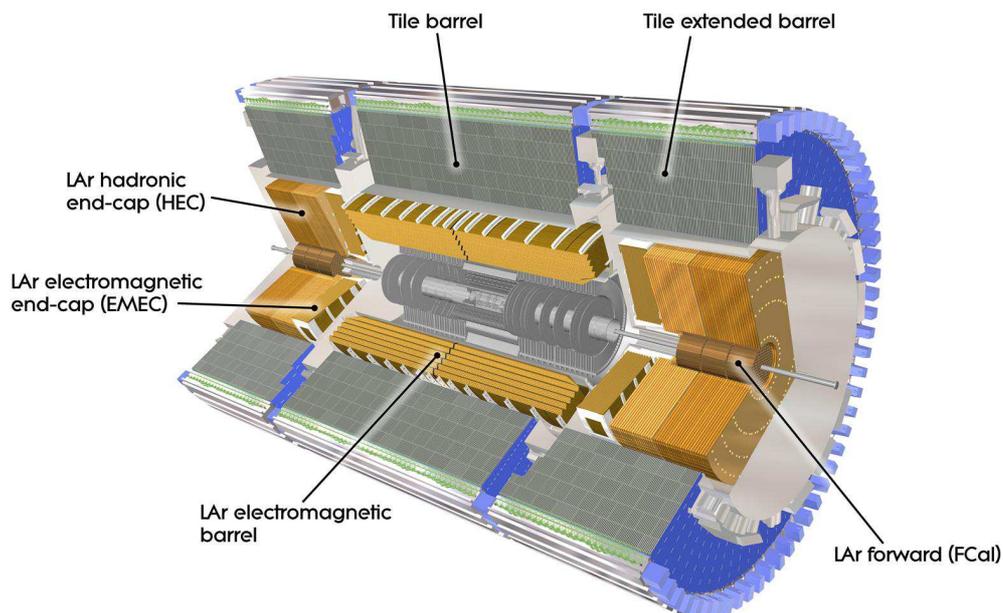


FIGURE 2.10 – Système calorimétrique d'ATLAS

Les calorimètres mesurent l'énergie et la position des électrons, photons et hadrons qui les traversent. Il permet aussi l'identification de ces particules. Le système calorimétrique [59, 60, 61, 62] d'ATLAS couvre un domaine de pseudo-rapidité $|\eta| < 4.9$ et est composé d'un calorimètre électroma-

gnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un calorimètre vers l'avant (figure 2.10) que nous allons détailler par la suite.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique [60, 61] est utilisé pour mesurer l'énergie des électrons et des photons et pour les identifier. Il permet aussi de mesurer la composante électromagnétique des jets. Il est composé, de deux demi-tonneaux et de deux bouchons. C'est un calorimètre à échantillonnage, c'est-à-dire qu'il est composé d'une succession de parties absorbantes et de parties actives. Ici, le plomb joue le rôle d'absorbeur et la partie active est de l'argon liquide. L'argon est refroidi à une température de 90 K. Les demi-tonneaux partagent le même cryostat que l'aimant solénoïdal tandis que les bouchons sont situés dans le même cryostat que le calorimètre vers l'avant. Pour une énergie comprise entre 10 et 300 GeV, la précision évaluée sur les données de 2012 sur la mesure de l'énergie est donnée par :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E} \text{ (GeV)}} \oplus 1.1\% \quad (2.6)$$

La valeur du terme constant de 1.1 % est obtenue pour des électrons de basse énergie transverse ($E_T \sim 10$ GeV). Pour des électrons de plus de 40 GeV, le terme constant ne dépasse pas 0.2 % [63].

Au cours de l'année 2012, 0.1 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 99.1 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique [62] est utilisé pour mesurer l'énergie et la position des jets. Il contribue aussi à l'estimation de l'énergie transverse manquante. Ce détecteur est assez épais pour contenir les gerbes hadroniques et ainsi éviter la contamination dans les chambres à muons placées au-delà du calorimètre hadronique. Ce dernier est composé d'une partie tonneau et de deux bouchons. L'épaisseur du calorimètre à tuiles représente 7λ (λ est la longueur d'interaction du détecteur). Cette épaisseur est nécessaire pour contenir entièrement la gerbe des jets. Si l'on rajoute à cela l'épaisseur de la poutre permettant l'insertion des tiroirs d'électronique, l'épaisseur totale de 10λ garantit une bonne protection des chambres à muons.

Le tonneau est composé d'une partie centrale de 5.64 m de longueur et de deux extensions de 2.91 m chacune. Au total, 9852 photomultiplicateurs composent le calorimètre hadronique. La composition et le fonctionnement de ce détecteur seront décrits plus en détail dans le chapitre 3. Deux bouchons, composés d'une succession de cuivre et d'argon liquide, couvrent la région en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$.

La résolution pour des pions dans la partie tonneau du calorimètre hadronique est [50] :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{56\%}{\sqrt{E} \text{ (GeV)}} \oplus 5.5\% \quad (2.7)$$

Au cours de l'année 2012, 0.7 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 98.3 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

Le calorimètre vers l'avant

Le calorimètre vers l'avant [60] assure l'herméticité du détecteur et contribue à l'estimation de l'impulsion transverse manquante. Il couvre la région en pseudo-rapacité $3.2 < |\eta| < 4.9$. Il est composé de quatre roues :

- la première roue est un calorimètre électromagnétique à échantillonnage cuivre/argon liquide servant principalement à la reconstruction des électrons,
- les deux roues suivantes sont des calorimètres hadroniques à échantillonnage tungstène/argon liquide,
- la quatrième et dernière roue n'est pas instrumentée mais fonctionne comme blindage pour protéger les chambres à muons placées en aval car le calorimètre vers l'avant est soumis à de fortes radiations.

Chacune des trois roues instrumentées a été percée de trous de 5 mm de diamètre parallèlement au faisceau. Des électrodes tubulaires métalliques de 4.5 mm de diamètre y sont insérées laissant un faible intervalle pour l'argon liquide et réduisant ainsi le temps de dérive des charges.

La résolution en énergie des pions dans ce calorimètre est [50] :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{94\%}{\sqrt{E \text{ (GeV)}}} \oplus 7.5\% \quad (2.8)$$

Au cours de l'année 2012, 0.4 % des canaux étaient défectueux [56].

2.2.4 Le spectromètre à muons

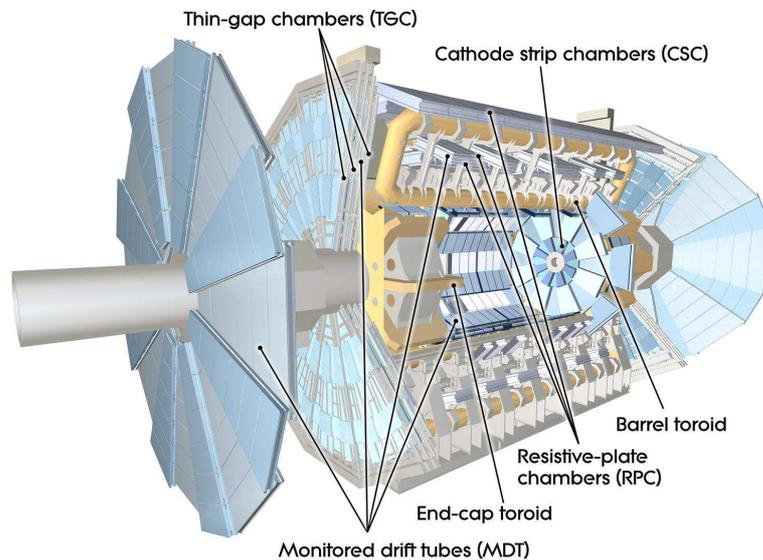


FIGURE 2.11 – Schéma des chambres à muons du détecteur ATLAS.

Le détecteur à muons (figure 2.11) [64] enveloppe le détecteur. Seuls les muons arrivent à traverser l'ensemble des autres détecteurs (les neutrinos traversent le détecteur entièrement sans être directement détectés). Ce spectromètre permet l'identification des muons et la mesure précise de leur impulsion.

Les performances sur les muons seront présentées dans le chapitre 4.

Les chambres à muons

La reconstruction des traces est faite à partir de deux sous détecteurs : les MDT (*Monitored Drift Tubes*) et les CSC (*Cathod Strip Chambers*).

Les MDT sont des tubes à dérive composés de deux plans de trois ou quatre rangées de tubes de 30 mm de diamètre remplis d'un mélange gazeux argon/gaz carbonique. Chaque tube contient en son centre une électrode. La résolution spatiale des MDT est de 60 μm et leur temps de dérive est de l'ordre de 600 ns.

Les CSC sont des chambres multi-fils fonctionnant en mode proportionnel de résolution spatiale meilleure que 50 μm . Ils sont placés près du calorimètre vers l'avant où le flux de particules attendu est grand. La grande granularité des CSC permet de rejeter beaucoup de bruit de fond.

La partie centrale du spectromètre à muons est composée de trois cylindres de MDT concentriques de rayon 5 m, 7.5 m et 10 m. Les parties bouchons sont aussi constituées de trois cylindres de MDT et d'un cylindre de CSC.

Le système de déclenchement s'appuie dans la partie bouchon sur les RPC (*Resistive Plate Chambers*) tandis que pour les parties bouchons, cela se fait par le biais de quatre diques de chambres à fils TGC (*Thin Gap Chambers*).

Les RPC sont formés d'une paire de plaques isolantes en bakélite entre lesquelles se trouve un mélange gazeux argon/butane/ SF_6 . La surface externe des plaques est recouverte de graphite pour pouvoir appliquer un champ électrique de 4.5 kV.mm⁻¹ entre deux plaques. Les électrodes sont constituées de pistes de graphite qui sont isolées de la haute tension de polarisation de la chambre. Deux plans de RPC sont nécessaires pour reconstruire une trace sans ambiguïté. Le choix des RPC dans le système de déclenchement de niveau 1 se justifie par leur résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde et de leur montée de signal inférieure à 3 ns.

Les TGC sont des chambres à fils fonctionnant en mode saturé dans lesquelles la couche de gaz (CO₂-n-pentane) mesure 3.2 mm d'épaisseur. Leur temps de montée du signal est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, ce qui en fait un détecteur intéressant pour le système de déclenchement de premier niveau.

Au cours de l'année 2012, 4.0 % des canaux étaient défectueux [56] et près de 99.6 % des données enregistrées ont pu être utilisées [57].

Les aimants toroïdaux

Ce spectromètre baigne dans un champ magnétique créé par un système d'aimants toroïdaux supraconducteurs [58]. Ce champ toroïdal courbe la trajectoire des muons pour pouvoir mesurer leur impulsion. La partie tonneau de ce système d'aimants est constituée de huit bobines supraconductrices de 25.3 m de long pour un poids de 830 tonnes, elles produisent un champ intégré de 2.6 T.m. Les deux parties bouchons sont quant à elles composées de huit bobines supraconductrices de 5 m de long, elles génèrent un champ intégré de 6 T.m.

2.2.5 Les détecteurs vers l'avant

Dans la région vers l'avant du détecteur ATLAS, cinq sous-détecteurs ont été placés en vue de contrôler les paramètres des faisceaux ou de mesurer la luminosité. Ces cinq sous-détecteurs sont : LUCID, ALFA, MBTS, BCM et ZDC (figure 2.12) [65].

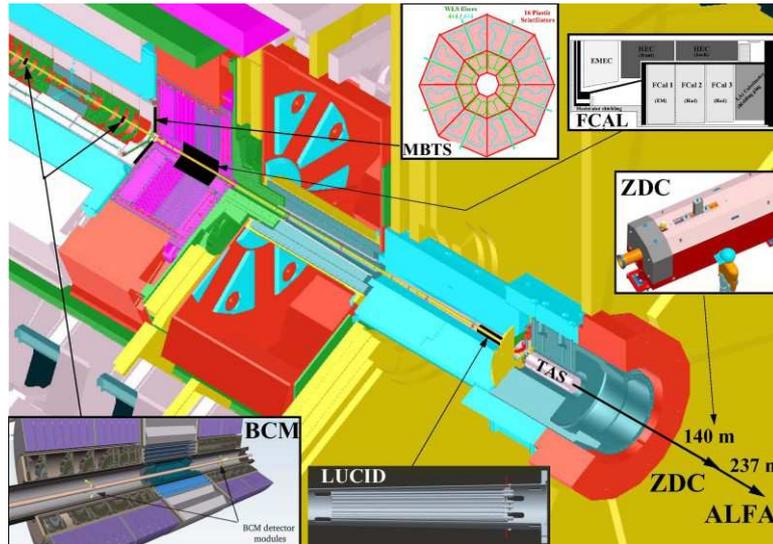


FIGURE 2.12 – Position des détecteurs vers l'avant d'ATLAS autour du LHC.

LUCID (*L*uminosity measurement using *C*herenkov *I*ntegrating *D*etector) est constitué de 20 tubes d'aluminium entourant le tube à vide. Ils mesurent 1.5 m de long et 15 mm de diamètre. Ces tubes baignent dans un bloc rempli de gaz C_4F_{10} . Cela permet une production de lumière Cherenkov pour des pions de plus de 2.8 GeV et des électrons de 10 MeV. Cette lumière est collectée et amplifiée par des photomultiplicateurs. Au total, deux détecteurs sont placés de chaque côté du point d'interaction, séparés d'une distance de 17 m. Le but de ce sous-détecteur est de contrôler la luminosité instantanée et les paramètres du faisceau en détectant les diffusions inélastiques pp orientées vers l'avant. Enfin, il permet de mesurer la luminosité intégrée.

ALFA (*A*bsolute *L*uminosity *F*or *A*TLAS) est un ensemble de 8 détecteurs à fibres scintillantes placés dans les Pots Romains³, se trouvant à 240 m du point d'interaction. Ces détecteurs s'approchent jusqu'à 1 mm du faisceau. Le but d'ALFA est de mesurer la section efficace totale pp et la luminosité absolue pour ATLAS.

Les MBTS (*M*inimum *B*ias *T*rigger *S*ystem) sont des tuiles scintillantes assemblées en deux disques de 32 tuiles. Ces disques sont placés de part et d'autres des bouchons du calorimètre, soit à 3.5 m du point d'interaction. A l'image des cellules du calorimètre hadronique, les tuiles des MBTS sont reliées à des photomultiplicateurs par des fibres à décalage de longueur d'onde. Le rôle des MBTS est de détecter des événements de biais minimum durant les premières prises de données à basse luminosité pour le système de déclenchement. De plus, des études ont montré une dépendance linéaire entre le nombre d'évènements de biais minimum et la luminosité instantanée délivrée par le LHC.

Le quatrième détecteur vers l'avant est le BCM (*B*eam *C*ondition *M*onitor). Il est composé de deux stations de 4 modules chacune placées en amont et en aval du point d'interaction (à une longueur de 184 cm en z et 55 mm radialement). Chaque module est constitué de deux capteurs de 1 cm de côté et de 500 μm d'épaisseur. Si de grandes pertes de faisceau sont détectées, le BCM envoie un signal au LHC, ce qui provoque une évacuation des faisceaux, et un signal à ATLAS afin de prévenir de possibles dommages.

Enfin, le dernier détecteur vers l'avant est le ZDC (*Z*ero – *D*egree *C*alorimeter). Il est composé de

3. Le Pot Romain, ou *Roman Pot* est un mécanisme permettant d'approcher le faisceau quand le pot est en position. Il en existe 8 autour d'ATLAS.

plusieurs tiges de tungstène et de quartz. Il permet de détecter les neutrons et les photons produits à très haute pseudo-rapacité pendant les collisions de protons ou d'ions lourds. De plus, il joue un rôle essentiel durant les collisions d'ions lourds puisqu'il permet d'estimer la centralité des événements puisque cette grandeur est fortement corrélée au nombre de neutrons produits vers l'avant. Il est aussi utilisé pour suivre l'évolution de la luminosité.

2.2.6 Système de déclenchement ou *trigger*

Le nombre de croisements de faisceaux au LHC est de l'ordre de 10^9 par seconde. Les capacités de calcul et de stockage des données étant limitées, il faut absolument réduire le nombre d'événements retenus. Pour cela, il existe un système de déclenchement capable de décider rapidement de garder ou non un événement avec une fréquence supérieure à la fréquence du LHC qui est de 40 MHz pour ainsi diminuer la fréquence d'enregistrement à 300-400 Hz. Dans l'expérience ATLAS, il existe trois niveaux pour le système de déclenchement [66, 67] : le premier niveau permet de faire un tri rapide des événements en appliquant des critères impliquant les mesures des sous-détecteurs les plus rapides. Les deux niveaux suivants appliquent ensuite des algorithmes de plus en plus complexes pour la reconstruction des objets.

Déclenchement de niveau 1

Le premier niveau (L1) doit être capable de fonctionner à la fréquence de croisement des faisceaux. Il doit pouvoir décider de garder, ou non, un événement en moins de $2.5 \mu\text{s}$. Pour cela, il s'appuie sur les données provenant du système calorimétrique et des chambres à muons. Ce choix est réalisé en fonction de critères de multiplicité, d'isolation, d'énergie totale ou encore d'impulsion transverse. Ce niveau définit des régions d'intérêt (RoI) à partir de ces informations. Si l'événement est conservé, il est traité par les ROD (ReadOut Drivers) qui le lisent et le mettent en forme avant de le stocker dans les ROS (ReadOut System), en attendant la décision du niveau 2. Le système de déclenchement de niveau 1 réduit la fréquence d'enregistrement des événements de 20 MHz à 75 kHz.

La figure 2.13 montre l'évolution des taux d'enregistrement de quelques menus de systèmes de déclenchement de niveau 1 avec un seul objet requis en fonction de la valeur de la luminosité instantanée. Pour exemple, EM18VH est un système de déclenchement qui requiert un électron ou un photon avec une impulsion transverse d'au moins 18 GeV, XE40 est un système de déclenchement qui requiert une énergie transverse manquante d'au moins 40 GeV.

Déclenchement de niveau 2

A partir des RoI définis auparavant, le système de déclenchement de niveau 2 reconstruit des objets plus complexes en s'appuyant sur les sous-détecteurs plus lents comme le détecteur interne de traces et en considérant la granularité des dépôts calorimétriques. Les électrons et les leptons taus sont reconstruits à ce niveau en utilisant les traces laissées dans le détecteur interne et la granularité complète du calorimètre électromagnétique. De plus, les électrons bénéficient de leur signature spécifique dans le TRT pour être plus finement reconstruits. Les muons sont reconstruits grâce aux informations du détecteur interne et des RPC et TGC. C'est aussi durant cette étape que les jets sont reconstruits *via* la granularité complète du système calorimétrique, le détecteur interne renseignant sur la présence de vertex secondaires et de jets beaux dans l'événement. Enfin, l'estimation de l'énergie transverse manquante se fait également à ce niveau. Le système de déclenchement de niveau 2 permet de diminuer la fréquence d'enregistrement des événements à 1 kHz.

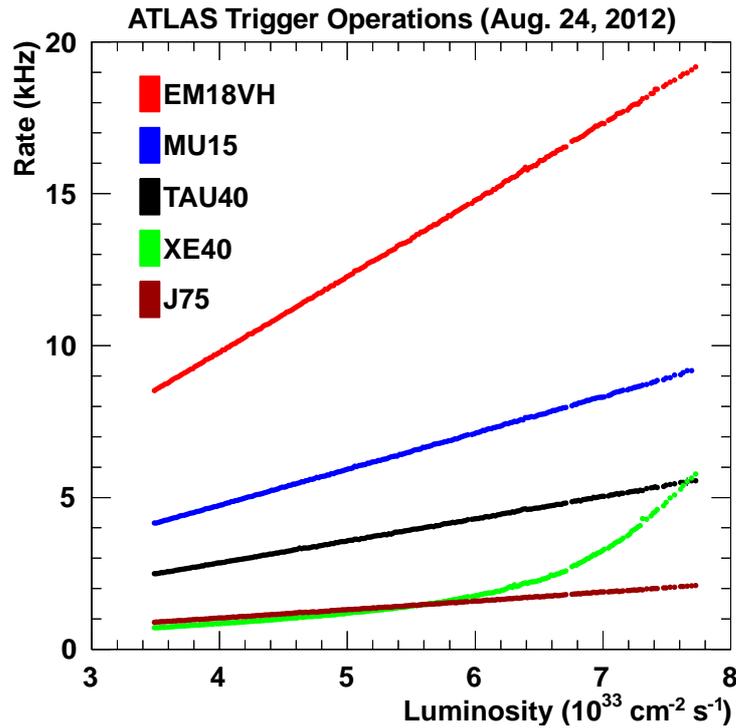


FIGURE 2.13 – Evolution de taux d’enregistrement de certains menus de systèmes de déclenchement de niveau 1 avec un seul objet requis en fonction de la valeur de la luminosité instantanée.

Déclenchement de niveau 3 (ou EF pour *Event Filter*)

Les évènements ayant passé le déclenchement de niveau 2 sont analysés par le filtre d’évènements et cela permet de reconstruire l’évènement dans son ensemble. Pour cela, il utilise des algorithmes de reconstruction hors-ligne permettant de reconstruire les traces et les vertex d’interaction à partir de tous les canaux des différents sous-détecteurs. De plus, il va aller chercher les dernières informations concernant les constantes d’étalonnage et d’alignement, les cartes de champ magnétique pour permettre de garder uniquement les évènements intéressants et ainsi diminuer le taux d’enregistrement des évènements à 300-400 Hz. Les évènements sont triés en fonction des menus déclenchés. Ces classes sont appelées *streams*.

2.2.7 Acquisition et qualité des données

Deux systèmes interviennent durant l’acquisition des données : la DAQ (*Data Acquisition System*) et le DCS (*Data Control System*). La DAQ dirige l’acquisition des données et permet de suivre le fonctionnement de chaque sous-détecteur et du système de déclenchement. Le DCS permet de contrôler la bonne marche de chacun des sous-systèmes du détecteur ATLAS.

Il peut arriver que lors de la prise de données, l’un des sous-détecteurs présente un problème qui peut remettre en cause la qualité des données enregistrées à cet instant. Les séquences d’enregistrement des données (ou *runs*) considérées comme bonnes sont stockées dans une liste appelée GRL (*Good Run List*). Toute analyse de physique utilise une GRL afin de rejeter les données corrompues.

2.2.8 Environnement logiciel et calcul

L'environnement logiciel est géré par ATHENA [68], environnement principalement écrit en C++. Les données brutes, ou RAW, sont collectées à la sortie du système de déclenchement. L'information de tous les sous-détecteurs est utilisée pour transformer les données dans un format appelé ESD (*Event Summary Data*) afin d'obtenir des cellules dans les calorimètres et des traces dans les trajectographes et chambres à muons. Suite à cela, les informations stockées sont interprétées en termes d'objets (voir Chapitre 4) pour pouvoir être utilisés dans les analyses de physique. Le format de ces données est appelé AOD (*Analysis Object Data*). Le volume des AOD étant trop imposant (~ 100 ko par évènement), un format simplifié, appelé D3PD (*Derived Physics Data*) a été créé.

Malgré le système de déclenchement, le nombre d'évènements collecté par ATLAS et par chacune des expériences du LHC reste colossal. Pour gérer le stockage et le traitement de ces données, un réseau mondial a été mis en place. Le premier maillon de cette chaîne est le Tier-0 installé au CERN. Il est chargé de collecter les données à la sortie des détecteurs et de répartir ces données sur la deuxième couche de ce réseau mondial, les TIER-1. Il en existe un par pays membre du CERN. A leur tour, les TIER-1 répartissent les données vers les TIER-2 et TIER-3. Au LPC de Clermont-Ferrand, deux niveaux de calcul sont présents : un TIER-2 et un TIER-3.

2.3 Dans le futur

2.3.1 Prochaine campagne de données du LHC

Le LHC est en cours d'amélioration pour un redémarrage prévu au printemps 2015. Cette campagne porte le nom de Run2. Le détecteur ATLAS subit aussi des changements afin de consolider et d'améliorer les performances actuelles.

Le 7 mai 2014, une quatrième couche de pixels a été ajoutée à l'intérieur du détecteur interne de traces pour devenir le sous-détecteur d'ATLAS le plus proche du faisceau (figure 2.14). Cette nouvelle couche est appelée IBL (*Insertable B – Layer*) [69] et son rayon interne est de 2.5 cm. Elle va permettre d'améliorer la reconstruction des vertex primaires et secondaires et d'augmenter la capacité d'identifier des jets provenant de quarks beaux pendant la prochaine campagne de prise de données qui prévoit une augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur 2.

Pour la partie calorimétrie électromagnétique, l'électronique est changée afin d'améliorer les performances du système de déclenchement. Dans le calorimètre hadronique, les canaux défectueux ont été changés et des ponts diviseurs actifs ont été installés pour les MBTS (décrits dans la section 2.2.5). Pour la partie chambres à muons, de nouveaux modules ont été installés et les canaux défectueux changés.

Un système laser permet d'étalonner les canaux du calorimètre hadronique d'ATLAS. Il sera discuté plus en détail dans le chapitre 3. Dans la section 3.9.2, le schéma du nouveau système laser utilisé pour la prochaine campagne de données sera décrit.

2.3.2 Collisionneurs linéaire : ILC

L'un des projets de collisionneur linéaire est ILC (*International Linear Collider*) [70]. L'avantage d'un accélérateur linéaire est qu'il n'y a pas de rayonnement de freinage. En revanche, les particules ne font qu'un passage dans le collisionneur et il n'y a qu'un seul point de collision possible. ILC serait composé de deux anneaux de 6.7 km de circonférence permettant d'accélérer les particules et d'un

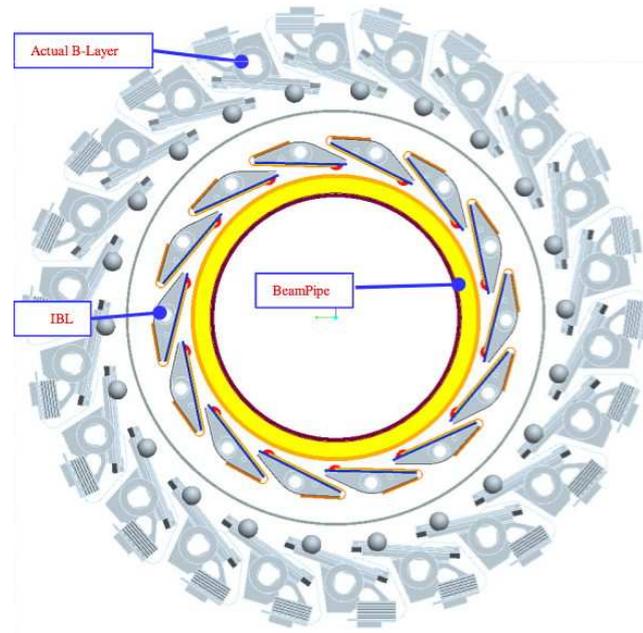


FIGURE 2.14 – Schéma d'IBL entre le tube à vides et la première couche du détecteur à pixels.

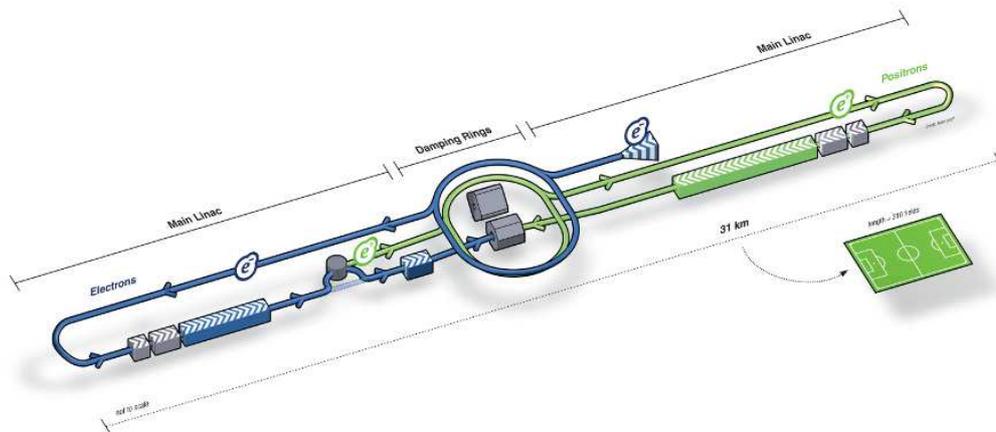


FIGURE 2.15 – Schéma montrant la taille et l'agencement des anneaux composant ILC.

collisionneur linéaire de 31 km de long (figure 2.15). Tout comme pour le LHC, les cavités accélératrices seraient supraconductrices et seraient refroidies à une température de 2 K. Deux détecteurs sont prévus pour analyser le résultat des collisions. Comme il n'y a qu'un seul point de collision, le temps de prise de données serait partagé entre les deux détecteurs. Les collisions se feraient entre un faisceau d'électrons et un faisceau de positrons pour une énergie dans le centre de masse de 500 GeV, avec une possibilité de monter l'énergie à 1 TeV. L'intérêt physique d'un tel collisionneur est de connaître très précisément l'énergie mis en jeu dans les collisions, ce qui n'est pas le cas des collisionneurs hadroniques du fait de la composition du proton. Les sujets de physique traités iraient des mesures de précision des paramètres du Modèle Standard à des recherches de Nouvelle Physique.

2.4 Conclusion

Le LHC est l'accélérateur de particules le plus puissant au monde. Il permet de produire des collisions de protons à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV en 2012. Le détecteur ATLAS a été conçu pour étudier le résultat de ces collisions. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs, avec des technologies différentes pour maximiser les performances sur l'identification et la mesure des propriétés des particules. Depuis le démarrage du LHC, les résultats de la collaboration ATLAS ont permis de consolider les prédictions du Modèle Standard et la découverte en juillet 2012 d'une nouvelle particule compatible avec le boson de Higgs. Le LHC est actuellement à l'arrêt afin de le préparer à une augmentation de l'énergie des faisceaux à 13 ou 14 TeV dès 2015. Enfin, de nouveaux projets émergent afin d'envisager l'après-LHC : des collisionneurs linéaires comme ILC ou CLIC et des collisionneurs hadroniques comme des versions améliorées du LHC.

3 Etalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser

«Il se peut que vous ne m'avez encore jamais vue, car je descends rarement dans les autres parties du château. L'agitation qui y règne trouble mon troisième œil.»

Sybille Trelawney, Harry Potter et le Prisonnier d'Azkaban

3.1 Introduction

Le calorimètre hadronique du détecteur ATLAS [50, 62] participe à la mesure de l'énergie des particules produites lors des collisions au LHC. Pour connaître la relation entre la réponse du détecteur et l'énergie déposée par les particules, le détecteur doit être étalonné. Cette relation peut changer au cours du temps, on effectue alors un étalonnage régulier du détecteur. Chaque canal du calorimètre hadronique peut être décomposé en trois parties successives : la partie optique avec les tuiles scintillantes et les fibres optiques, le photomultiplicateur puis l'électronique de lecture. Plusieurs systèmes d'étalonnage existent afin de suivre l'évolution de ces trois parties et d'identifier la moindre anomalie. Dans un premier temps, nous détaillerons le fonctionnement du calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS. Puis ce chapitre sera consacré à la description du système d'étalonnage laser [71] et de l'analyse qui a permis d'établir puis d'appliquer des constantes d'étalonnage laser aux données enregistrées de 2011 à 2013.

Ce travail de 2 ans s'inscrit dans le cadre d'une tâche de qualification pour la collaboration ATLAS et s'est poursuivi jusqu'à la fin de la prise de données en 2013. Le système laser discuté par la suite a été pensé et conçu au LPC. Les ingénieurs et les physiciens ont maintenant la responsabilité du bon fonctionnement de cet outil. Le contrôle des photomultiplicateurs s'inscrit dans cette responsabilité. En revanche, l'application des constantes d'étalonnage laser a débuté grâce à la mise en place d'une méthode développée en partie pendant cette tâche de qualification. Ce travail a conduit à une note interne à la collaboration dont je suis éditrice.

3.2 Fonctionnement du calorimètre à tuiles d'ATLAS

3.2.1 Structure et mécanique

Le calorimètre hadronique à tuiles scintillantes d'ATLAS (TileCal) est composé de deux tonneaux longs et de deux tonneaux étendus. L'ensemble des deux tonneaux longs mesure 5.64 m et couvre la région de pseudo-rapidité $|\eta| < 1.0$ tandis que les tonneaux étendus mesurent 2.91 m et couvrent une

région en pseudo-rapacité $0.8 < |\eta| < 1.7$. La partie tonneau a un rayon interne de 2.28 m et un rayon externe de 4.23 m.

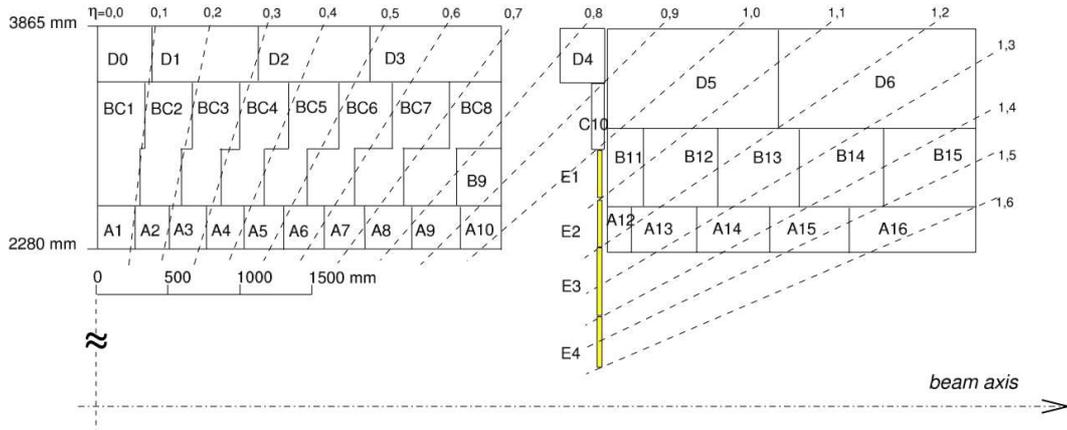


FIGURE 3.1 – Schéma du calorimètre hadronique avec les différentes cellules.

Chaque tonneau est composé de 64 modules disposés autour de l'axe du faisceau. Chaque module couvre une portion de $2\pi/64$ de l'angle ϕ . Radialement, les modules sont divisés en trois couches : A, BC (B pour les tonneaux étendus) et D (figure 3.1). Chacune d'elles correspond respectivement à 1.4, 3.9 et 1.8 longueurs d'interaction et à une granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de 0.1×0.1 , 0.1×0.1 et 0.2×0.1 , respectivement. De plus, des cellules spéciales sont placées entre les tonneaux longs et étendus ainsi que près du tube à vide. Les cellules placées entre les tonneaux s'appellent les cellules E. Elles permettent d'évaluer l'énergie des particules perdue par interaction avec les parties non instrumentées du détecteur (câbles, ...). Les cellules placées près du tube à vide s'appellent les MBTS (Minimum Bias Trigger Scintillators) [72], décrites dans la section 2.2.5. Ces cellules ont joué un rôle durant les premières prises de données à basse luminosité pour le système de déclenchement et joueront à nouveau ce rôle durant la prochaine campagne de prise de données. Comme elles sont à proximité du tube à faisceau elles sont beaucoup plus sensibles aux radiations que les cellules A, BC et D du calorimètre hadronique.

Il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage dont l'absorbeur est constitué de fer avec un milieu actif composé de tuiles scintillantes, placées perpendiculairement au faisceau. Lorsqu'un hadron passe à travers le fer, il initie une cascade de particules appelée gerbe hadronique qui excite les atomes des tuiles scintillantes. La lumière produite lors de la désexcitation des molécules est recueillie par deux fibres optiques à décalage de longueur d'onde fixées de part et d'autre de la tuile (voir figure 3.2). Près de 640 000 fibres sont utilisées dans le calorimètre à tuiles. Chacune de ces fibres a une longueur comprise entre 85 et 230 cm. Les fibres sont regroupées en torons pour former des cellules (entre 39 et 99 tuiles adjacentes). Le fait d'avoir des fibres optiques de part et d'autre des tuiles permet d'avoir une double lecture de chaque cellule. Les fibres envoient la lumière collectée aux photomultiplicateurs pour convertir la lumière en signal électrique traité par l'électronique en aval. Toutes les fibres des tuiles d'une même cellule et d'un même côté sont liées à un même photomultiplicateur.

Une fibre supplémentaire (fibre claire dans ce cas) est rajoutée dans le toron pour permettre au système laser d'envoyer de la lumière aux photomultiplicateurs lors des périodes d'étalonnage. Ce toron est fixé dans un trou sur la poutre en regard de la fenêtre d'entrée d'un photomultiplicateur (photocathode). Les photomultiplicateurs ainsi que l'électronique sont installés dans des tiroirs, eux-mêmes insérés dans des poutres¹ des modules. Un système de refroidissement par eau sous dépression

1. Les poutres assurent la rigidité et la cohésion de chaque module du calorimètre.

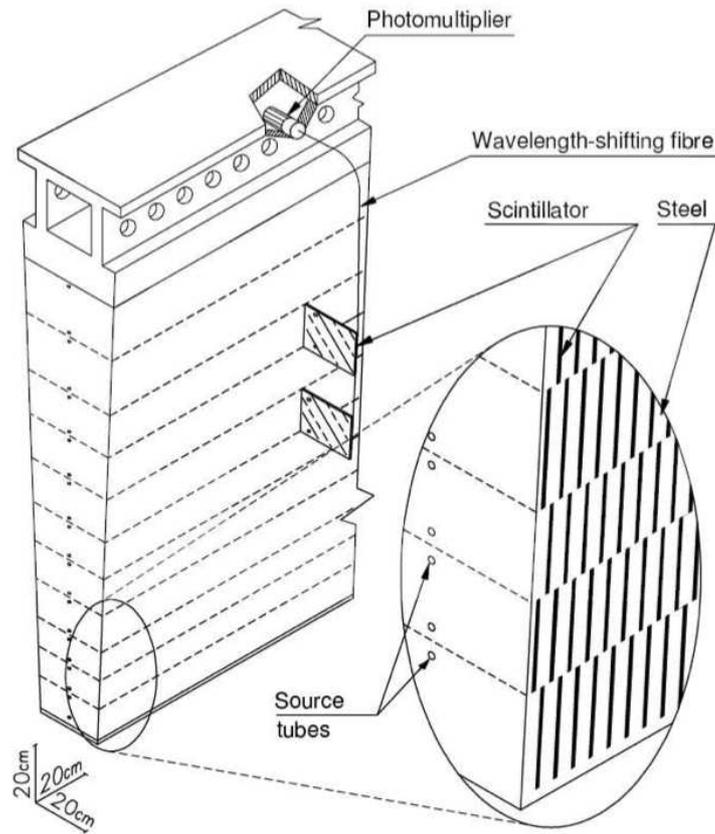


FIGURE 3.2 – Schéma d'un module du calorimètre hadronique.

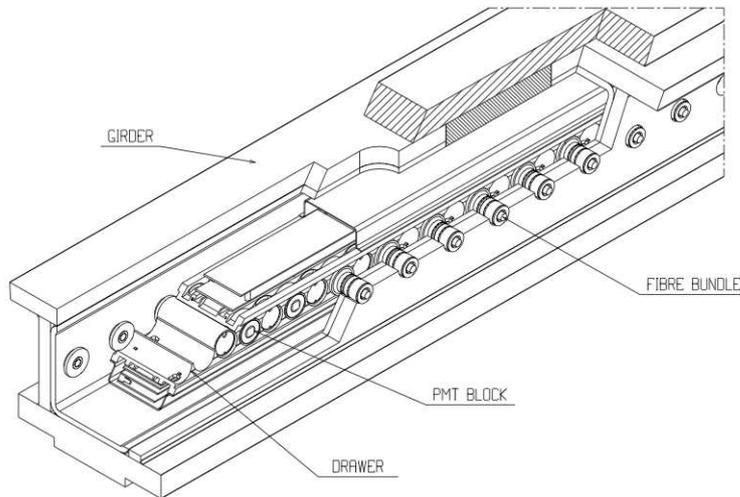


FIGURE 3.3 – Schéma d'un tiroir du calorimètre hadronique.

permet de dissiper la chaleur dégagée par l'électronique. Les blocs photomultiplicateurs sont enclavés dans des trous cylindriques à l'intérieur des tiroirs (voir figure 3.3). L'électronique est répartie sur chaque face des tiroirs : d'un côté le système de distribution et de régulation des hautes tensions, de

l'autre l'électronique de lecture des signaux issus des PMT.

3.2.2 Caractéristiques optiques

Les tuiles scintillantes sont constituées de polystyrène. Au passage d'une particule, les atomes de la tuile scintillante émettent de la lumière par ionisation. Pour éviter que la lumière soit réabsorbée, deux dopants ont été ajoutés. Le premier dopant permet de transformer la lumière émise par les atomes de la tuile en augmentant sa longueur d'onde de 320 à 400 nm par fluorescence. Le second dopant convertit cette lumière en lumière bleue. Le calorimètre hadronique contient 11 types de tuiles différentes. Elles sont toutes de forme trapézoïdale et mesurent toutes 3 mm d'épaisseur. La plupart des différences de taille entre les tuiles apparaissent dans les tonneaux étendus. En effet, certaines cellules ont dû être raccourcies pour permettre le passage de câbles et autres services. Chaque tuile comporte deux trous de 9 mm de diamètre permettant le passage de la source de Césium à l'intérieur de tubes en inox dédiés pour l'étalonnage. Les tuiles sont enveloppées dans un matériau réfléchissant qui récupère la lumière qui pourrait s'échapper.

Les fibres optiques à décalage de longueur d'onde assurent le transport de la lumière depuis les tuiles jusqu'aux photomultiplicateurs. Le décalage de longueur d'onde se fait par absorption de la lumière bleue émise par les tuiles et réémission à une longueur d'onde plus grande, de l'ordre de 480 nm. Les fibres ont été conçues pour avoir les propriétés suivantes :

- Le spectre d'absorption des fibres est adapté à la longueur d'onde des signaux lumineux produits par les tuiles scintillantes. De même, le spectre d'émission est ajusté à l'efficacité quantique des photomultiplicateurs,
- Les fibres doivent être assez flexibles pour supporter les courbures imposées par le trajet dans le calorimètre. Mais une courbure trop importante détériore ces fibres. Un rayon de courbure minimum de 5 cm est imposé,
- Afin de limiter l'effet Cherenkov induit par les particules traversant la fibre, un dopant absorbant d'ultra-violet a été introduit de manière à supprimer cet effet,
- L'effet du vieillissement des fibres (évaporation du dopant, réflexion pas totale, ...) doit être négligeable durant une période de fonctionnement de 10 ans,
- Pour diminuer les pertes de lumière, un miroir est placé à l'extrémité opposée au PMT de chaque fibre.

Le temps de réponse est dû au temps de désexcitation des atomes des tuiles, qui est de l'ordre de 10 ns, c'est-à-dire inférieur au temps qui sépare deux croisements de paquets au LHC dans les conditions nominales. Cela évite l'empilement d'événements successifs.

Pour que la réponse de la photocathode ne dépende pas de la position de la fibre dans le toron, un bloc optique en Plexiglas de forme parallélépipédique a été installé entre le toron de fibres et la photocathode. Un dopant a été ajouté dans le bloc optique afin de supprimer toute lumière émise au passage d'une particule par effet Cherenkov.

3.2.3 Les blocs photomultiplicateurs

La fonction du bloc photomultiplicateur (PMT) est de convertir la lumière reçue en signal électrique. Le bloc photomultiplicateur est constitué du bloc optique décrit précédemment, du photomultiplicateur, d'un diviseur de haute tension et d'une "carte 3-en-1". Le tout est protégé du champ magnétique par une enveloppe en μ -métal et un boîtier cylindrique en fer (voir figure 3.4).

Les photomultiplicateurs sont composés d'une photocathode et de plusieurs dynodes. Lorsqu'un photon arrive dans le photomultiplicateur, il interagit avec la photocathode par effet photoélectrique et

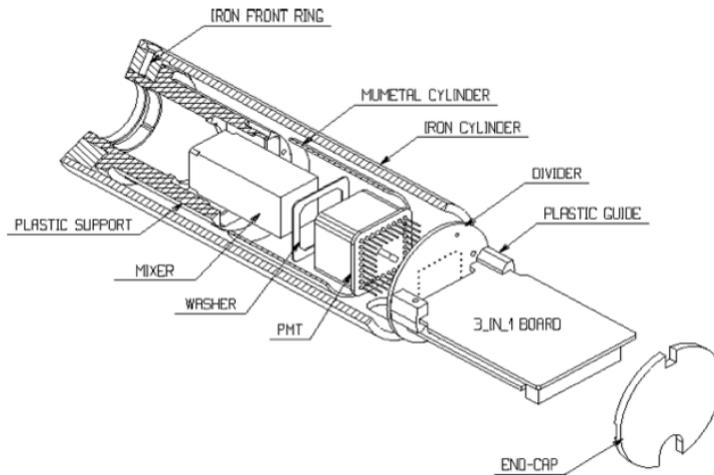


FIGURE 3.4 – Schéma d'un bloc photomultiplicateur.

arrache un électron. Cet électron est capté par les dynodes qui vont multiplier le nombre de charges. Le signal est collecté à l'anode placée en sortie de la dernière dynode. Le modèle choisi pour ces photomultiplicateurs est le R5900 de la société Hamamatsu [73]. Ces photomultiplicateurs doivent répondre à plusieurs critères :

- Le gain, c'est-à-dire le facteur de multiplication de photoélectrons, doit être de l'ordre de 10^5 pour une efficacité maximale,
- L'énergie déposée dans une cellule du calorimètre hadronique peut aller de quelques dizaines de MeV à quelques TeV. Sur cet intervalle, les photomultiplicateurs devront fournir une réponse linéaire à mieux que 2 %.
- L'efficacité quantique doit être supérieure à 18 % pour une longueur d'onde de 480 nm (longueur d'onde correspondant à la lumière envoyée par les fibres).
- Le gain ne doit pas évoluer de plus de 1 % pour une variation du champ magnétique de 200 Gauss longitudinalement et de 800 Gauss transversalement. C'est le rôle des blindages en μ -métal et en fer.
- Le temps de réponse du signal doit être inférieur à 2.5 ns.
- Les photomultiplicateurs devront fonctionner avec une haute tension inférieure à 1000 V,
- L'effet dû à la luminosité sur le gain doit être plus petit que 2 %.

Enfin, un pont diviseur permet de répartir la haute tension entre les dynodes et de connecter le photomultiplicateur à l'entrée de la carte 3-en-1.

Lorsque les PMT reçoivent beaucoup de lumière, leur gain diminue. Cet effet a été observé pendant les périodes de prises de données à haute luminosité ainsi que pendant leur certification en banc de test. Cependant, cet effet est réversible. Cela vient du fait que plus il y a de charges sur une dynode, plus le pont diviseur doit fournir d'intensité pour les déloger. Comme l'intensité globale est constante, les premières dynodes auront suffisamment de courant pour évacuer les charges accumulées mais pas les dernières. Cette accumulation de charges dans les dernières dynodes est responsable de la baisse de gain des PMT.

3.2.4 L'électronique de lecture et les hautes tensions

L'électronique du calorimètre hadronique a été conçue pour exploiter la rapidité de la réponse lumineuse des tuiles. L'électronique et les photomultiplicateurs sont assemblés à l'intérieur d'un tiroir. Les tiroirs sont au nombre de deux dans les modules des tonneaux longs et de deux dans les tonneaux étendus. L'ensemble de deux tiroirs forme un super-tiroir.

La carte 3-en-1 est connectée perpendiculairement au pont diviseur. Elle a trois rôles :

- mise en forme du signal et ajustement dynamique
- étalonnage par injection de charge
- intégration du signal des photomultiplicateurs pour l'étalonnage césium.

La carte 3-en-1 possède trois sorties analogiques : deux sorties amplification du signal (bas gain avec "amplification" de 1/2 et haut gain avec amplification de 32) à destination de l'électronique de numérisation (digitiseur) et 1 sortie à destination du système de déclenchement de niveau 1. Le positionnement de la carte 3-en-1 à l'intérieur du tiroir lui assure une bonne protection au champ magnétique, ainsi qu'une faible exposition aux radiations et une stabilité thermique.

La carte 3-en-1 contient aussi un intégrateur de signal (temps d'intégration entre 10 et 20 ms). Le temps d'intégration est aussi important car seulement 1 % du signal du PMT est transmis à l'intégrateur. Pour l'étalonner, un système d'injection de charge est utilisé, similaire à celui qui est consacré à l'électronique standard de lecture. Cet intégrateur est utilisé lors des séquences d'étalonnage césium ainsi que pendant les collisions pour mesurer le taux d'évènements à biais minimum. Ce signal est reçu en continu, ce qui permet de suivre la réponse de toutes les cellules du calorimètre hadronique pendant les périodes de prises de données. Cette réponse dépend linéairement de la luminosité du LHC [74].

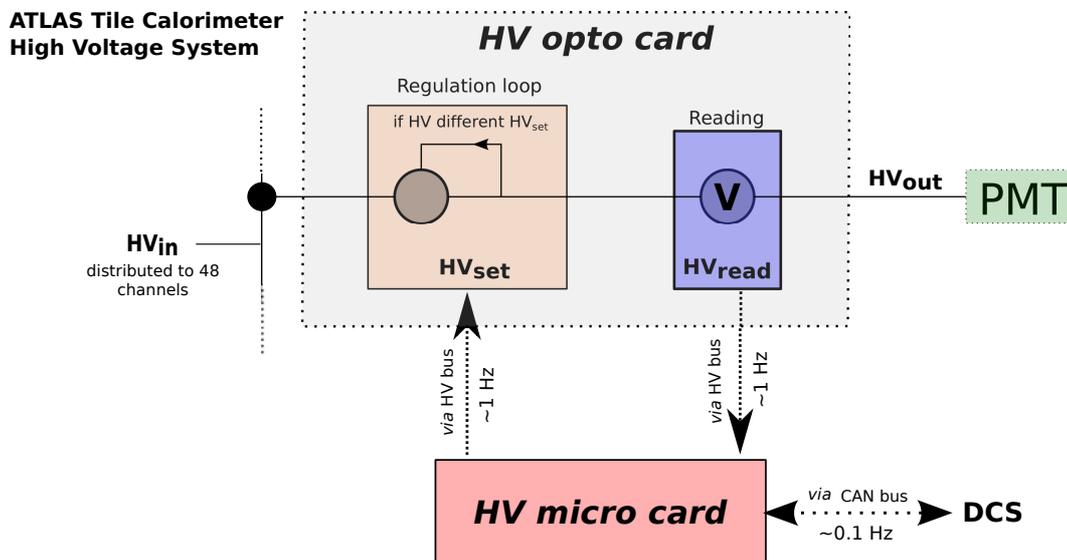


FIGURE 3.5 – Schéma décrivant le système des hautes tensions du calorimètre hadronique.

Pour fonctionner avec un gain fixe de 10^5 , il faut appliquer une tension dédiée à chaque PMT. Les super-tiroirs sont alimentés par une tension dédiée de valeur de -830 V ou -950 V (noté HV_{in}). Les valeurs des hautes tensions pour chaque photomultiplicateur du tiroir sont ajustées à la valeur désirée qui doit être comprise entre $HV_{in} - 360$ V et HV_{in} . Comme le montre la figure 3.5, l'électronique associée est composée de trois cartes : une carte micro-contrôleur permettant le lien entre l'extérieur et les

cartes optocoupleurs, deux cartes optocoupleurs permettant d'envoyer la valeur de la haute tension demandée aux photomultiplicateurs et de mesurer la température au sein des tiroirs, une carte HVBUS permettant l'alimentation de ces cartes et la transmission de HV_{in} vers chaque boucle de régulation.

3.2.5 La reconstruction du signal

Le signal en sortie d'un PMT, dont l'amplitude dépend de l'énergie déposée, est traité par deux voies distinctes, correspondant aux haut et bas gains. A ce stade, le signal du PMT est amplifié et mis en forme pour chacun des gains. Les deux signaux sont convertis simultanément en signal digital par deux ADC et stockés dans les DMU (*Data Management Unit*) qui jouent le rôle de pipeline afin de procéder à un premier traitement. Au total, 7 mesures du signal sont effectuées toutes les 25 ns et sont converties en signal digital lors des collisions pp. Pour certains types d'étalonnage, 9 points de mesure sont pris en compte. Les mesures sont gardées en mémoire dans le détecteur avant d'être effacées ou envoyées aux ROD (définis dans la section 2.2.6) si elles sont acceptées par le système de déclenchement de niveau 1. Chaque ROD reçoit le signal de 8 modules du calorimètre hadronique. Au niveau des ROD, des processeurs DSP (*Digital Signal Processors*) sont utilisés pour appliquer des algorithmes de reconstruction et les constantes d'étalonnage aux données. La soustraction du bruit de fond électronique se fait également lors de cette étape. Après reconstruction, les données sont envoyées au système de déclenchement de niveau 2 [75].

3.2.6 Les performances du calorimètre hadronique

Résolution en énergie

La résolution en énergie du calorimètre hadronique d'ATLAS a été déterminée lors de tests en faisceaux (2001-2004). Des pions d'énergie allant de 10 à 350 GeV sont envoyés dans une même région du calorimètre (ici à $|\eta|=0.35$). La figure 3.6 montre l'évolution de la résolution en énergie en fonction de l'énergie des pions.

Cette courbe donne la résolution suivante sur les pions uniquement pour le calorimètre hadronique [50] :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{56 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 5.5 \% \quad [76] \quad (3.1)$$

Cependant, si l'on considère l'ensemble calorimètre électromagnétique + hadronique (cet ensemble est non-compensé), les pertes longitudinales de la gerbe sont plus faibles. Ainsi, le terme constant qui intervient dans la résolution en énergie est plus faible. Dans ATLAS, le terme constant pour la résolution en énergie d'un jet est de 2.6 % [50]. Au final, la résolution pour des pions/jets dans le calorimètre s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\Delta(E)}{E} = \frac{50 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 3 \% \quad [77] \quad (3.2)$$

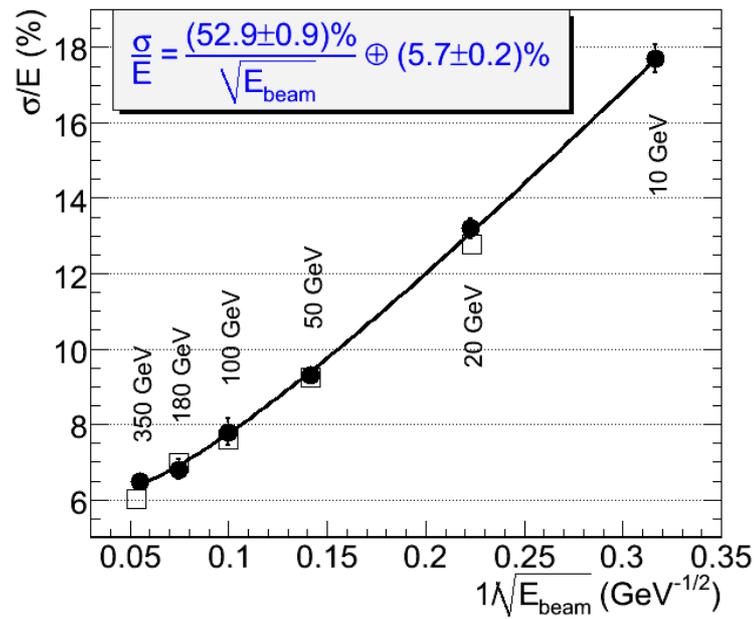


FIGURE 3.6 – Résolution en énergie du calorimètre hadronique d'ATLAS en fonction de l'énergie des pions envoyés [76].

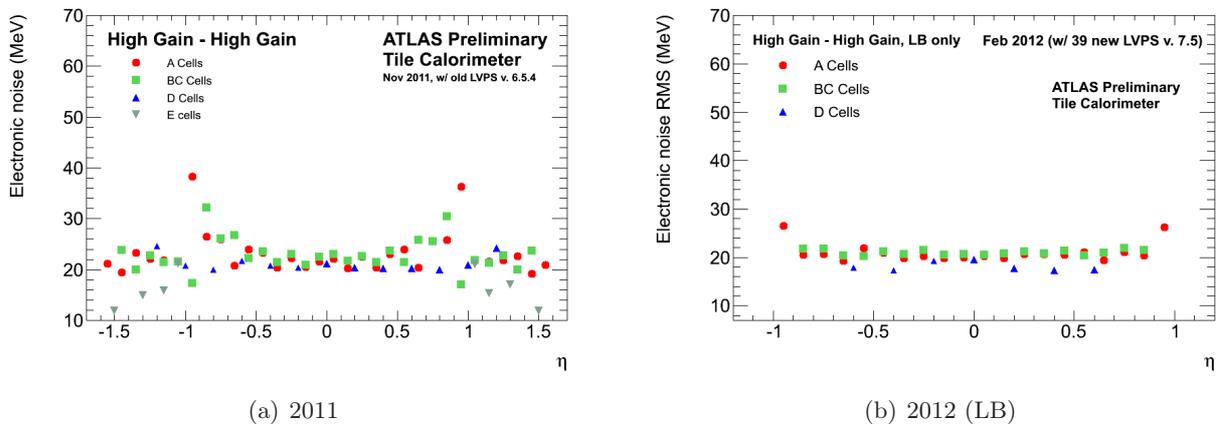


FIGURE 3.7 – Valeurs du bruit de fond électronique en fonction de η pour 2011 (à gauche) et pour les tonneaux longs en 2012 (à droite) pour les cellules A, BC, D et E [78, 79].

Bruits de l'électronique

Lorsqu'un signal est mesuré, il est toujours contaminé par du bruit de fond, ici électronique. Il faut donc s'assurer que ce bruit de fond reste négligeable par rapport au signal pour effectuer une mesure la plus précise possible. Dans le cas de l'électronique du calorimètre hadronique, la contamination du bruit électronique est testée lors de séquences d'étalonnage (appelées par la suite runs) dédiées : des runs dits piédestaux, afin d'être soustrait. L'électronique est conçue pour minimiser le bruit. Le détecteur enregistre des données sans qu'aucun signal ne soit émis dans le détecteur. Les valeurs des bruits de fond électroniques interviennent dans la reconstruction du signal. Les mises à jour sont faites

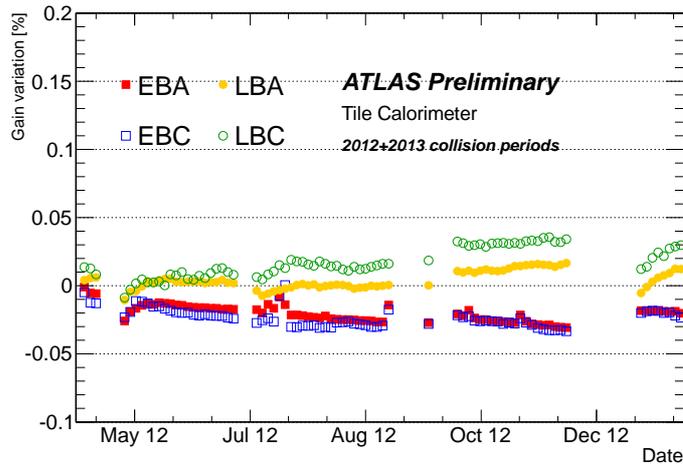


FIGURE 3.8 – Evolution de la variation de gain des photomultiplicateurs mesurée par les hautes tensions sur toute la période 2012-2013 [80]

en même temps que pour l'étalonnage laser, soit environ 2 fois par semaine. Les figures 3.7(a) et 3.7(b) montrent l'évolution de la valeur du bruit de fond électronique pour 2011 et 2012 (uniquement pour les tonneaux longs) respectivement, par cellule et uniquement pour le haut gain. Les valeurs sont séparées en fonction des couches du calorimètre et des cellules.

En 2011, le bruit de fond ne dépend quasiment pas de η , sauf aux alentours de la région $|\eta|=1$ qui représente le passage des tonneaux longs aux tonneaux étendus.

En 2012, la figure ne montre que les résultats des études pour quelques modules des tonneaux longs. Au début de l'année 2012, 39 alimentations dédiées à l'électronique ont été changées. Ces nouvelles alimentations permettent de réduire le bruit de fond électronique ainsi que la dépendance aux radiations.

Stabilité des hautes tensions et de la température

Les photomultiplicateurs contenus dans les tiroirs sont alimentés par le système de hautes tensions décrit précédemment. Une modification de la valeur de cette haute tension peut affecter la réponse du photomultiplicateur et donc la mesure de l'énergie déposée. Les hautes tensions des 9852 canaux du calorimètre hadronique sont contrôlées régulièrement. La valeur de la haute tension et le gain des photomultiplicateurs sont reliés par la formule :

$$G = \alpha(HV)^\beta \quad (3.3)$$

où G est le gain mesuré à partir des hautes tensions HV , α et β sont deux paramètres intrinsèques aux PMT, valant aux alentours de 10^{-14} et 7, respectivement.

La figure 3.8 montre l'évolution de la variation de gain des photomultiplicateurs induite par les variations des hautes tensions entre mars 2012 et février 2013. Sur toute cette période, les variations du gain dues aux hautes tensions sont inférieures à 0.05 %, soit une variation négligeable du gain. De plus, moins de 0.1 % des canaux du calorimètre ont été caractérisés comme ayant un problème d'alimentation.

Le gain des photomulticateurs dépend aussi de la température au sein des tiroirs. Cette température est contrôlée en 7 points du module : sur le corps de chaque tiroir, dans les différentes cartes électroniques et dans le PMT 22 de chaque module.

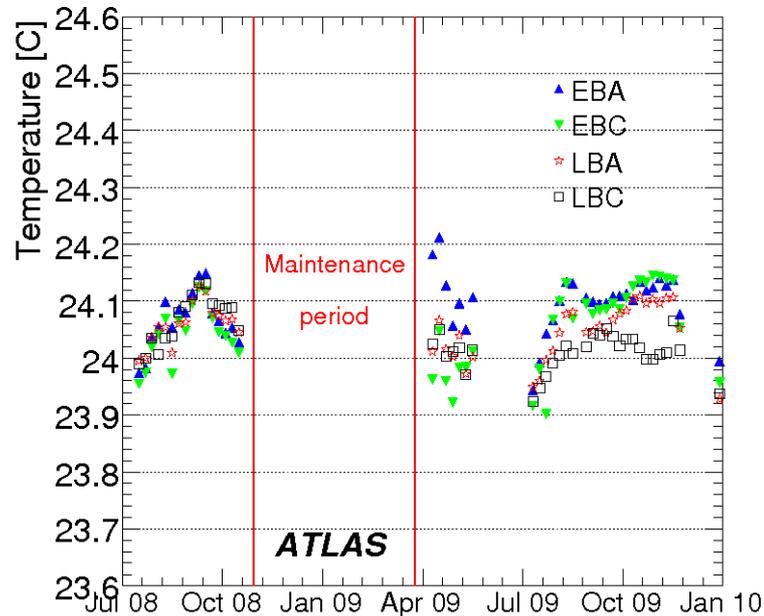


FIGURE 3.9 – Evolution de la température des modules (en °C) de juillet 2008 à janvier 2010 [81]

La figure 3.9 montre qu'entre juillet 2008 et janvier 2010, la température est restée stable à une précision meilleure que 0.3 %. Une variation de 1°C entraînerait une variation de gain de 0.2 %. Comme la variation typique de la température sur une année de prise de données est de l'ordre de 0.3°C, la contribution d'un changement normal de température est négligeable.

3.3 Les systèmes d'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS

L'étalonnage du calorimètre hadronique consiste à connaître la relation entre l'énergie déposée par les particules dans le détecteur et sa réponse. De plus, cette relation est susceptible de changer au cours du temps. Il faut donc réétalonner régulièrement le détecteur.

Du fait de la structure complexe du calorimètre hadronique, plusieurs systèmes d'étalonnage ont été créés et mis en place afin de surveiller chaque partie du détecteur (voir figure 3.10) : le système césium [82] pour l'étalonnage des tuiles scintillantes et des PMT, le système laser [71] pour l'étalonnage des PMT et de leur électronique de lecture et le système d'injection de charge [83] pour l'étalonnage de l'électronique de lecture.

Les deux derniers systèmes d'étalonnage peuvent être utilisés régulièrement (deux à trois fois par semaine) puisqu'ils sont suffisamment rapides à mettre en oeuvre.

Afin de convertir la réponse du détecteur, exprimée en coups ADC (R_{ADC}), en une énergie déposée exprimée en GeV (R_{GeV}), un ensemble de constantes d'étalonnage est appliqué aux données enregistrées par le détecteur. Cet ensemble de constantes à déterminer constitue l'étalonnage du détecteur.

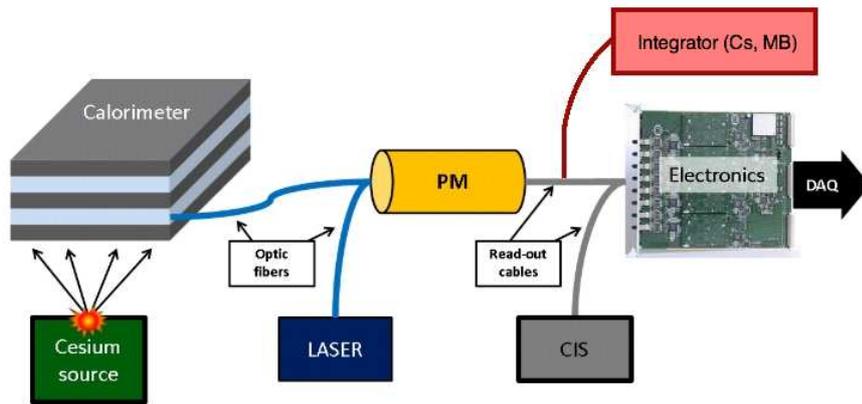


FIGURE 3.10 – Schéma des différents types d'étalonnage utilisés pour le calorimètre à tuiles

Ces constantes sont fournies par les différents systèmes d'étalonnage. Les quantités R_{GeV} et R_{ADC} sont reliées par :

$$R_{GeV} = R_{ADC} \cdot C_{pC \rightarrow GeV} \cdot C_{ADC \rightarrow pC} \cdot f_{Cs} \cdot f_{Las} \quad (3.4)$$

où $C_{pC \rightarrow GeV}$ est un facteur de conversion obtenu par des tests en faisceau dédiés [84]. Les termes f_{Cs} , f_{Las} et $C_{ADC \rightarrow pC}$ sont des facteurs de correction calculés pour chaque système d'étalonnage. La constante d'étalonnage laser f_{Las} est calculée en utilisant la réponse des canaux au signal laser.

3.3.1 Le système césium

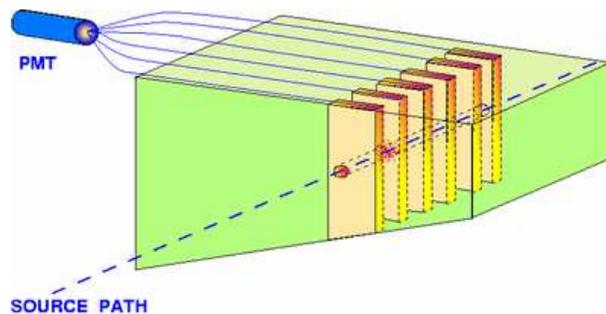


FIGURE 3.11 – Schéma montrant le principe de fonctionnement du système césium.

Le système césium permet l'étalonnage absolu de la chaîne de mesure. Une source radioactive de Césium circule dans tout le calorimètre *via* des tuyaux passant dans toutes les tuiles scintillantes grâce à un système hydraulique (figure 3.11). La source émet des photons de 662 keV. La réponse de tous les éléments du calorimètre hadronique, les tuiles scintillantes et les photomultiplicateurs (l'électronique de lecture étant différente), est analysée. Cependant, la mise en œuvre de cette méthode est très longue et ne peut être effectuée qu'en dehors des prises de données physiques, soit environ une fois par mois. La précision sur l'étalonnage avec le système césium est de l'ordre de 0.1 % [85].

3.3.2 Le système d'injection de charge (CIS)

Le système d'injection de charge permet d'étalonner la partie électronique de lecture du calorimètre à tuiles en injectant une charge connue à l'entrée du système de lecture, à la place du signal du PMT lui-même. Deux condensateurs sont utilisés pour chaque PMT, en se déchargeant d'une charge bien définie dans l'une ou l'autre des sorties "amplificateur de signal" du PMT en fonction du gain qu'on souhaite tester. Cela représente alors 19704 sorties à étalonner. La précision sur les étalonnages avec ce système d'injection de charge est de l'ordre de 0.7 % [81].

3.3.3 Le système laser

Un laser envoie de la lumière d'une longueur d'onde proche (532 nm) de la longueur d'onde de la lumière en provenance de l'interaction des particules avec les tuiles scintillantes (480 nm). Il permet de tester et d'étalonner les photomultiplicateurs du calorimètre avec leur électronique de lecture. Le système laser sera décrit plus en détail par la suite. Il peut être utilisé en période de collisions. En effet, tous les espaces des faisceaux du LHC ne sont pas remplis, certains des paquets sont dits "vides" et se croisent régulièrement. Le temps d'analyse d'un pulse laser est assez rapide pour être contenu dans cet intervalle.

3.4 Description du système laser

Le système laser est utilisé depuis 2008 pour suivre et étalonner les photomultiplicateurs ainsi que leur électronique de lecture. Le système laser utilisé par la suite est la première version des systèmes laser conçus pour l'étalonnage. Une autre version du système laser plus évoluée a vu le jour (voir section 3.9.2).

3.4.1 La boîte laser

La lumière est produite par un laser Q-switched DPSS (*Diode – Pumped Solid State*) de SPECTRA-PHYSICS [86].

Quatre diodes sont utilisées pour contrôler la lumière émise par la tête laser. Les diodes, ainsi que leur électronique, sont placées dans une boîte spécifique. Deux photomultiplicateurs, similaires à ceux installés dans le calorimètre hadronique, sont utilisés pour le système de déclenchement.

Un miroir semi-réfléchissant permet de contrôler la lumière laser dès sa sortie (voir figure 3.12). Des fibres optiques envoient la lumière aux diodes. L'une des fibres envoie la lumière directement émise par la tête laser à la diode 1 (notée D1 sur la figure 3.12), d'autres fibres envoient la lumière collectée après le système de distribution de lumière. Dans les prochaines sections, la diode 1 sera prise comme référence.

Durant des runs dédiés, les diodes sont étalonnées au préalable avec une source radioactive α de ^{241}Am . Cet étalonnage est effectué deux fois par semaine. La source se déplace sur des rails et s'arrête devant chaque diode.

La lumière qui n'est pas réfléchiée par le miroir passe à travers une roue à filtres, un outil motorisé qui contient huit emplacements. L'un d'eux est vide, les autres sont remplis par des filtres qui atténuent le faisceau de lumière d'un facteur allant de 3 à 1000. Ces filtres ont été choisis pour couvrir toute la gamme en énergie du calorimètre hadronique, de quelques MeV à quelques TeV, dans le cas où l'intensité

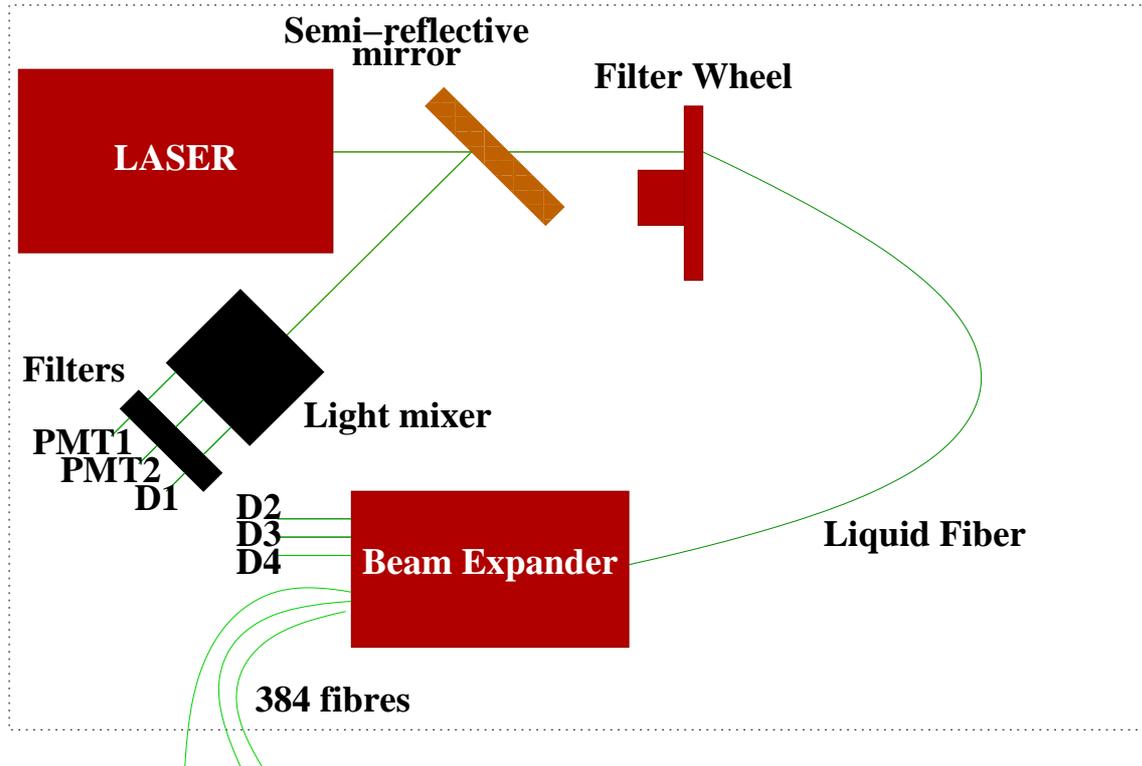


FIGURE 3.12 – Vue schématique de la boîte laser

du laser est maximale. Les deux filtres utilisés pour l'étalonnage du calorimètre hadronique sont les sixième et huitième, avec des facteurs d'atténuation de 3 et 330. Ces régimes sont respectivement appelés bas gain et haut gain puisque le signal en bas gain sera moins amplifié que le signal enregistré en haut gain.

Enfin, un obturateur permet d'empêcher la lumière laser d'illuminer les photomultiplicateurs du calorimètre hadronique pendant des périodes d'étalonnage césium ou CIS par exemple.

Lorsqu'un pulse est émis par le laser, la lumière traversant le miroir semi-réfléchissant est collectée par une fibre liquide d'un mètre de long et 5 mm de diamètre [87], qui relie la boîte laser au premier composant du système de distribution de lumière.

3.4.2 Système de distribution de lumière

Le système de distribution de lumière (voir figure 3.13) doit transmettre le faisceau de lumière laser primaire vers un toron de 400 fibres optiques et ainsi alimenter les 9852 PMT du calorimètre hadronique. C'est un système optique basé sur deux lentilles qui augmentent la taille du faisceau primaire. Pour éviter les effets dus à la lumière cohérente, des diffuseurs sont placés devant les lentilles. La lumière envoyée dans le toron de fibres est uniformisée. Au total, 384 fibres distribuent la lumière aux PMT du calorimètre hadronique. La lumière est partagée une autre fois à l'entrée de chaque module en chaque sous-fibre distribuant la lumière laser sur chaque PMT. Chaque module est alimenté par deux fibres (16 PMT par fibre pour les tonneaux étendus et 45 PMT par fibre pour les tonneaux longs). Dans le cas des tonneaux longs, une fibre va être liée à deux moitiés de modules alors dans les tonneaux étendus, une fibre n'alimentera qu'un seul demi-module (voir figure 3.14).

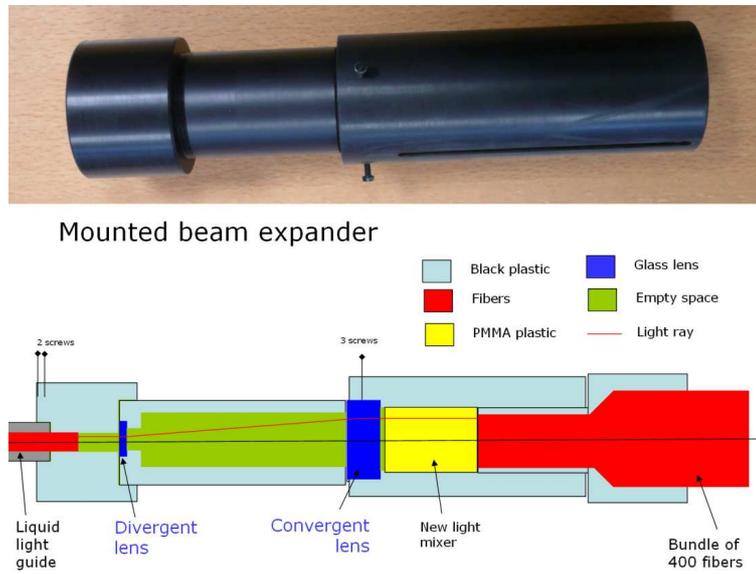


FIGURE 3.13 – Vue schématique du système de distribution de lumière [88]

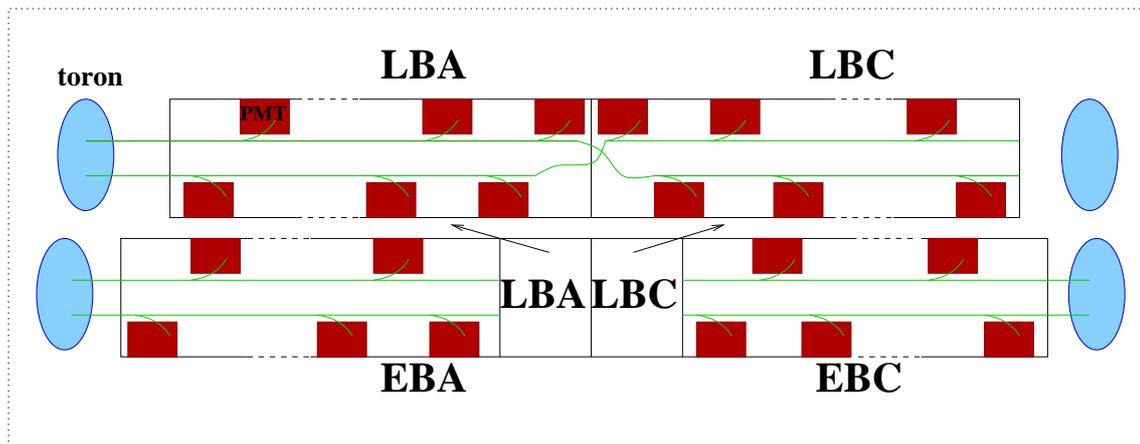


FIGURE 3.14 – Vue schématique montrant comment les fibres provenant du système laser alimentent les PMT pour des modules des tonneaux longs et étendus. Une fibre du tonneau long va alimenter la moitié d’un module du côté A et l’autre moitié d’un module du côté C. Une fibre d’un tonneau étendu va alimenter une moitié de module.

3.4.3 Electronique du système laser

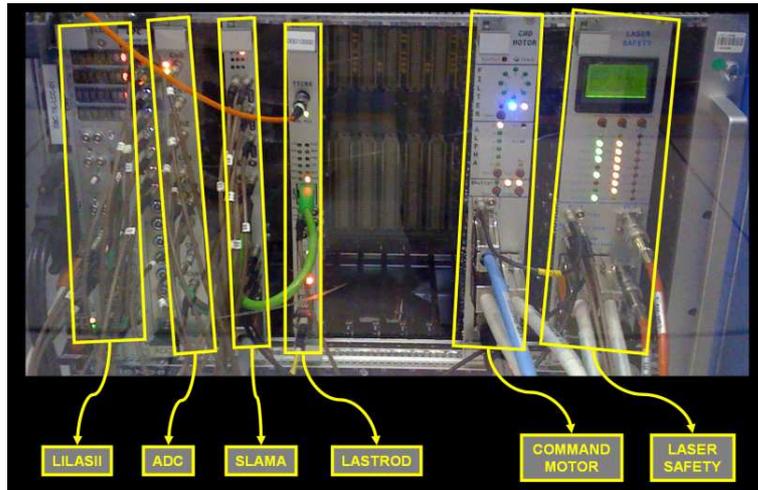


FIGURE 3.15 – Composants électroniques du système laser dans le châssis VME [89]

Les composants installés dans la boîte laser sont contrôlés par un système électronique placé dans un châssis VME en dehors de la boîte laser. Ce châssis contient également un ADC pour la digitisation du signal des PMT de la boîte laser, une carte pour générer la requête du système de déclenchement pour l'étalonnage du calorimètre hadronique (LILASII) et une carte en charge du contrôle des différentes variables environnementales (LASER SAFETY). Le composant LASTROD (*LASer ReadOut Driver*) permet d'envoyer les données collectées par les étalonnages laser au système de contrôle de la qualité des données d'ATLAS. Enfin, SLAMA (System LASer Monitoring Acquisition), le composant principal du système, contrôle tous ces dispositifs électroniques. Tous les composants électroniques sont montrés dans la figure 3.15.

3.5 Stabilité du système laser

Le système laser envoie de la lumière dans les PMT du calorimètre hadronique. Une partie de cette lumière est transmise aux photodiodes. Le but est de comparer l'amplitude de la lumière envoyée par le laser et la réponse des photomultiplicateurs du calorimètre. La stabilité du rapport entre la réponse des PMT et l'amplitude de la lumière envoyée par le système laser servira à mesurer les variations de gain d'un PMT. L'amplitude de la lumière étant mesurée par les diodes installées dans la boîte laser, nous considérerons le rapport PMT/diode plutôt que la réponse seule d'un PMT.

Ainsi, les diodes doivent être étalonnées et stables. Leur stabilité en temps est contrôlée par trois paramètres :

- la valeur des piédestaux,
- la réponse à la source α ,
- la linéarité de l'électronique des diodes.

La figure 3.16 montre que la lumière laser est stable à hauteur de 2.24 % pour toute l'année 2012.

Une séquence complète de runs dédiés à la stabilité des diodes en temps est composée de :

- un run piédestal, où les piédestaux sont mesurés entre 10000 et 100000 fois,
- un run de linéarité de l'électronique (100 000 mesures par diode),

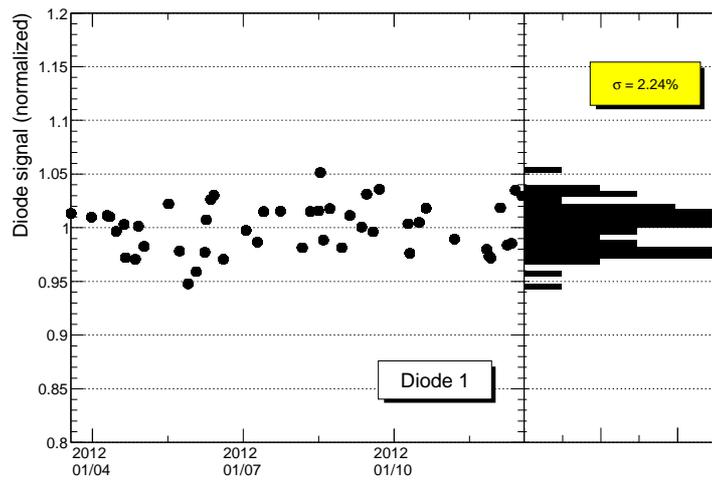


FIGURE 3.16 – Variation du signal de la diode 1 en fonction du temps (normalisée à la moyenne de cette distribution) durant un run laser pris avec le filtre 6 (environ 10000 évènements) [71].

– un run α (plus d'un million de mesures).

3.5.1 Piédestaux

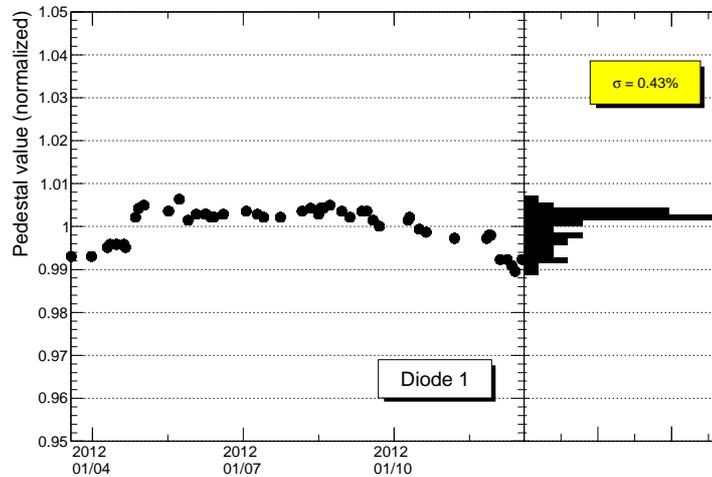


FIGURE 3.17 – Valeurs des piédestaux pour la diode 1 en fonction du temps [71].

L'étude des piédestaux pour toutes les diodes a été faite en utilisant les données enregistrées en 2011 et en 2012. La figure 3.17 montre la variation en temps des piédestaux de la diode 1 en 2012. Les piédestaux de la diode 1 sont stables à 0.43 % sur toute l'année 2012, ce qui conduit à une erreur de 0.1 % sur la réponse de la diode si les piédestaux ne sont pas mis à jour. En effet, l'incertitude sur la réponse de la diode est principalement due à l'incertitude sur les piédestaux. Cette erreur de 0.1 % s'obtient si l'on considère que la réponse de la diode est de l'ordre de 1000 ADC et les piédestaux de

l'ordre de 150 ADC. Cependant, si les piédestaux sont mesurés juste avant les runs laser puis soustraits, l'erreur associée est négligeable.

3.5.2 Etalonnage des diodes

Le comportement des diodes est suivi en utilisant une source α radioactive. Une analyse plus détaillée a été effectuée dans la Ref. [90].

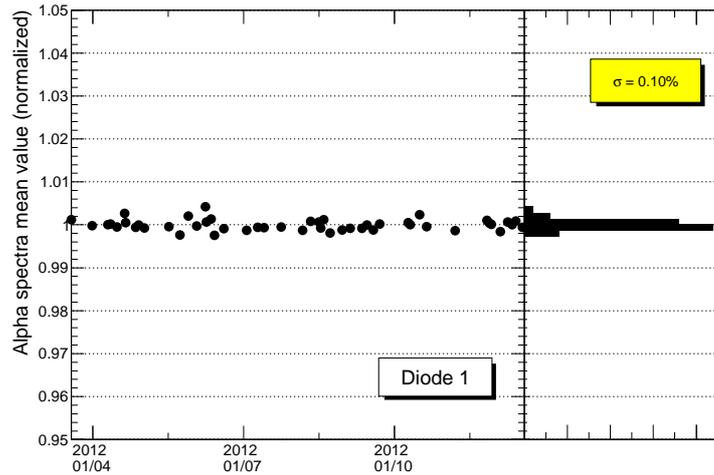


FIGURE 3.18 – Valeur moyenne de la réponse aux α de la diode 1 en fonction du temps [71].

Pour l'année 2012, les valeurs moyennes du spectre des α obtenues pour la diode 1 sont montrées sur la figure 3.18. La RMS de la réponse de la diode 1 est de 0.1 %. Cette valeur signifie qu'au pire, une incertitude systématique de 0.1 % est ajoutée sur la mesure du gain d'un PMT. Cet effet est pris en compte dans la méthode pour calculer la constante d'étalonnage (voir Section 3.6.2).

3.5.3 Linéarité de l'électronique des diodes

Une charge connue est injectée dans l'électronique connectée aux diodes, en utilisant la carte LILAS II. Une étude plus détaillée a été faite dans la Ref. [90] démontrant que la linéarité des diodes respecte les exigences au niveau du pourcent, elle est de l'ordre de 0.2 %. La figure 3.16 montre qu'en 2012, la variation maximale de la réponse de la diode 1 est de 5 %. Ainsi, l'erreur sur la mesure de la diode 1 due à la linéarité est négligeable car, pour un gain donné, la non-linéarité de la diode concerne une faible variation d'amplitude.

3.6 Calcul des constantes d'étalonnage laser

Les constantes d'étalonnage laser interviennent dans la reconstruction du signal. Le but de cette section est d'expliquer la procédure de calcul des constantes d'étalonnage laser.

3.6.1 Données laser

Un étalonnage laser est composé de deux runs :

- un run bas gain (noté LG pour *Low Gain*) avec 10000 pulses, une amplitude constante et un facteur d'atténuation de 3,
- un run haut gain (noté HG pour *High Gain*) avec 100000 pulses, une amplitude constante et un facteur d'atténuation de 330.

Les séquences d'étalonnage laser sont ensuite analysées (une moyenne sur tous les pulses est faite) *via* la chaîne de reconstruction standard décrite dans la Section 3.2.5. Pour chaque pulse, la réponse des PMT du calorimètre hadronique et la réponse des diodes sont enregistrées. La réponse normalisée d'un canal i , $R_{i,p}$, est définie comme :

$$R_{i,p} = \frac{E_{i,p}}{D1_p} \propto G_i \quad (3.5)$$

où, pour un pulse p , D1 est le signal mesuré dans la diode 1 dans la boîte laser, $E_{i,p}$ est le signal mesuré par un PMT du calorimètre hadronique (piédestaux soustraits) et G_i est le gain d'un PMT. L'analyse est effectuée avec la valeur moyenne de ce rapport sur tous les pulses R_i pour chaque canal :

$$R_i = \langle \frac{E_{i,p}}{D1_p} \rangle \quad (3.6)$$

3.6.2 Analyse des données laser

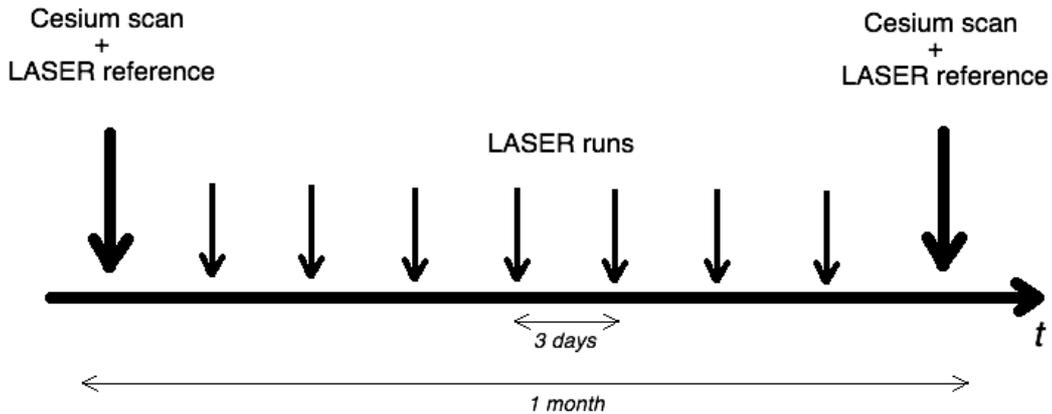


FIGURE 3.19 – Schéma représentant la répartition des prises de runs laser et césium sur une période d'un mois

L'étalonnage laser utilisé entre deux séquences d'étalonnage césium est un étalonnage relatif par rapport à une séquence d'étalonnage laser de référence (voir figure 3.19). Ce run laser de référence est enregistré juste après la dernière séquence d'étalonnage césium (de l'ordre de quelques heures, au plus quelques jours). La variation de gain est définie comme :

$$\Delta_i = \frac{R_i - R_i^{ref}}{R_i^{ref}} \quad (3.7)$$

où i est un canal donné, R_i^{ref} est la réponse normalisée du canal i pendant le run laser de référence proche du run césium.

Le système de distribution de lumière laser n'étant pas parfait, la lumière transmise à chaque module n'est pas identique et varie en fonction du temps. Pour prendre cet effet en compte, une correction est appliquée à Δ_i , qu'on appellera Δ_i^{lum} . La variation de gain d'un canal Δ_i^{corr} peut s'écrire :

$$\Delta_i^{corr} = \Delta_i - \Delta_i^{lum} \tag{3.8}$$

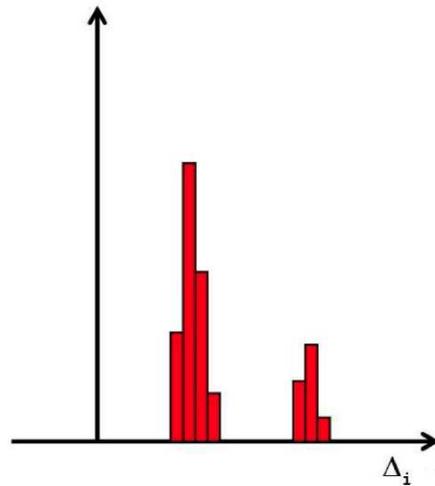
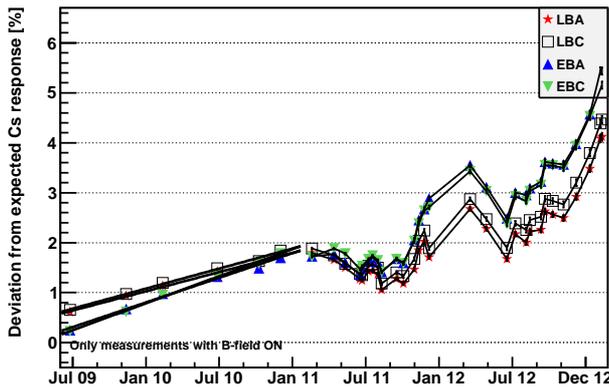
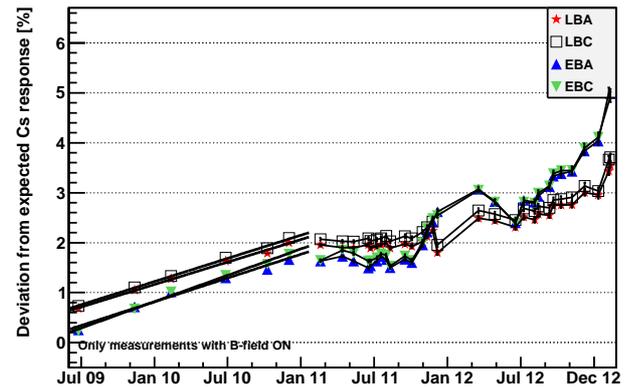


FIGURE 3.20 – Schéma illustrant la méthode itérative utilisée dans le calcul des corrections fibre par fibre.



(a)



(b)

FIGURE 3.21 – Variation du signal enregistré pendant les séquences d'étalonnage césium depuis 2009, pour les cellules B (gauche) et D (droite) [80].

Pour calculer Δ_i^{lum} , une méthode itérative est utilisée. La distribution des Δ_i de tous les canaux liés à une même fibre est considérée.

Si on suppose que les PMT sont stables, la moyenne des mesures des canaux liés à une même fibre permet d'estimer les variations de lumière d'une fibre à l'autre. Dans la réalité, il y a des PMT qui peuvent être instables. Tous les canaux liés à une même fibre qui ont une variation de gain plus grande que 2 fois la valeur de la RMS ne sont pas pris en compte dans l'évaluation de la moyenne et de la RMS. Ainsi, en supprimant les queues de distribution, le lot de canaux pris en compte qui varie uniquement à cause de la variation de lumière est plus pur. La figure 3.20 permet d'illustrer la méthode itérative utilisée ici : la partie gauche de la distribution est conservée tandis que les canaux qui peuplent la partie droite de la distribution sont exclus car trop éloignés de la moyenne. Cinq itérations sont nécessaires.

Pour enlever la contribution des canaux qui dérivent à cause de la luminosité, seuls les PMT connectés aux cellules D pour les tonneaux longs et les cellules B13, B14, B15, D5, D6 pour les tonneaux étendus sont utilisés. En effet, les cellules D sont les cellules les plus distantes du point d'interaction. Elles sont donc moins affectées par les radiations, contrairement aux cellules A, ceci étant confirmé par la mesure des courants avec intégrateur [91]. Cette méthode suppose que ces canaux des cellules D et B sont stables. Au premier ordre, on peut considérer que c'est vrai entre deux séquences d'étalonnage césium (figure 3.21). La moyenne et la RMS de la distribution sont calculées à partir de ces canaux sélectionnés.

Pour plus de clarté, le terme Δ_i^{lum} a été divisé en deux contributions :

- Δ^{global} pour la variation de gain due à une variation globale du gain de tous les canaux
- $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ pour la variation de gain due à une variation de lumière fibre à fibre

Δ^{global} est la moyenne de la distribution de tous les Δ_i^{lum} . $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ est la moyenne de la distribution des Δ_i de tous les canaux liés à une même fibre, corrigée par la valeur de Δ^{global} .

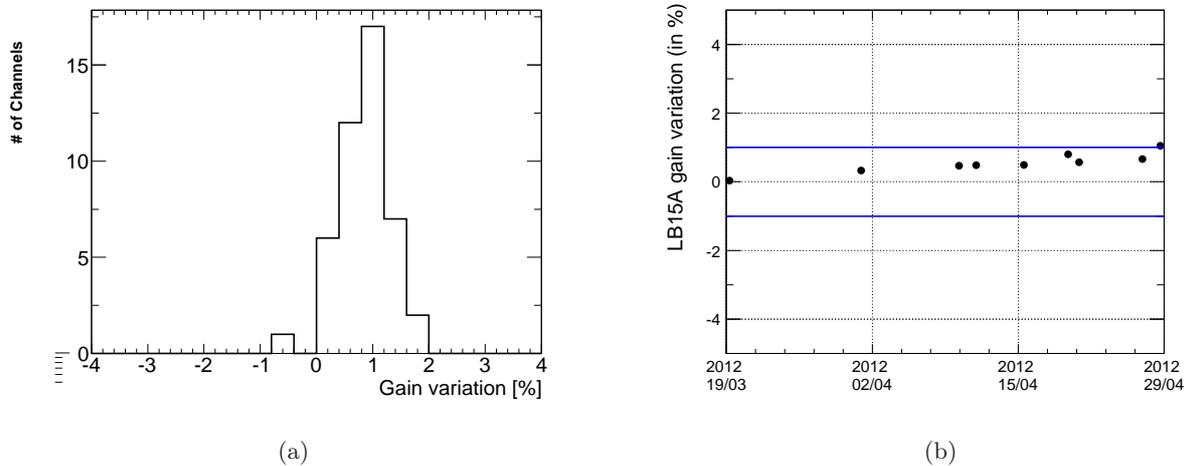


FIGURE 3.22 – Distribution de la variation de gain (en %) pour tous les canaux liés à la fibre LB15A, pour un seul run laser (gauche) et l'évolution de la moyenne pour une période d'un mois (droite).

La figure 3.22(a) montre un exemple d'une distribution de variation de gain des canaux Δ_i , pour tous les canaux liés à la fibre LB15A. Cette fibre envoie la lumière laser aux PMT d'un côté du LBA15 et de l'autre côté du LBC15. La valeur moyenne est de 1 %. Elle est interprétée comme une variation de lumière de la fibre. La figure 3.22(b) montre l'évolution de $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ en fonction du temps, pour une période d'un mois. Les lignes bleues représentent une variation de 1 %. Durant cette période, la variation moyenne de gain des canaux liés à la fibre LB15A augmente lentement.

Le constante d'étalonnage laser f_{Las} , pour un canal, est définie comme :

$$f_{Las}^i = \frac{1}{1 + \Delta_i^{corr}} \quad (3.9)$$

avec :

$$\begin{aligned} \Delta_i^{corr} &= \Delta_i - \Delta_i^{lum} \\ \Delta_i^{lum} &= \Delta_{f(i)}^{fibre} + \Delta^{global} \end{aligned}$$

Par la suite, les incertitudes statistique et systématique sur ces constantes seront déterminées par comparaison avec les constantes d'étalonnage mesurées avec le système césium.

3.6.3 Précision de la mesure de la correction fibre par fibre

L'incertitude statistique sur la détermination de $\Delta_{f(i)}^{fibre}$, $\sigma_{f(i)}^{fibre}$, est estimée en utilisant les distributions des $\Delta_{f(i)}^{fibre}$, prises séparément. La RMS de la distribution et $\sigma_{f(i)}^{fibre}$ sont liés par la formule suivante :

$$\sigma_{f(i)}^{fibre} = \frac{RMS_{f(i)}}{\sqrt{N_{ch}}} \quad (3.10)$$

où N_{ch} est le nombre de canaux utilisés pour calculer $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ (au maximum 7 pour les fibres des tonneaux longs et 5 pour les fibres des tonneaux étendus).

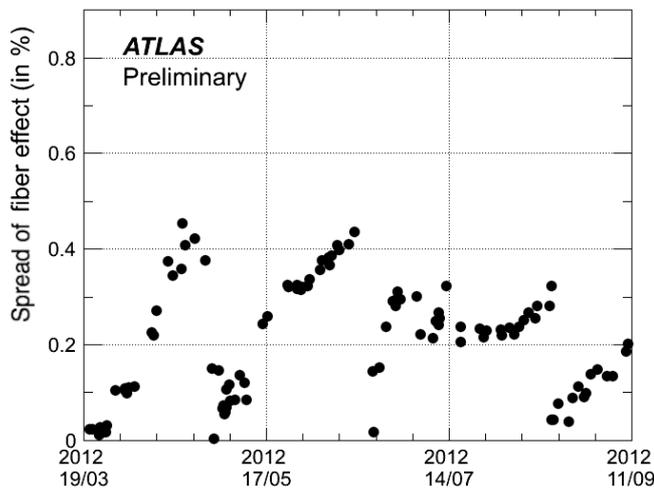


FIGURE 3.23 – Mesure de l'inhomogénéité de la distribution de lumière dans les fibres en fonction du temps.

La figure 3.23 montre une mesure de l'inhomogénéité de la distribution de lumière dans les fibres sur toute l'année 2012. Elle est estimée en utilisant la RMS de la distribution de tous les $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ par rapport au dernier run laser de référence. Au début de chaque période, la précision sur ce facteur est nulle par construction et il augmente jusqu'à environ 0.4 % sur une période d'un mois.

3.7 Evaluation des systématiques et de la précision sur les constantes d'étalonnage laser

3.7.1 Sources de systématiques

Quand la luminosité du LHC augmente, le gain des PMT diminue à cause d'une accumulation de charges. C'est aussi le cas pour les PMT liés aux cellules B et D, celles qui sont considérées comme stables dans la procédure de détermination des corrections globale et par fibre. La variation de lumière dans ces cellules considérées comme stables sera prise comme une source d'erreur systématique, déterminée par la suite.

Une augmentation globale du gain des PMT a été observée par le système d'étalonnage césium en 2009, mais cet effet est négligeable sur une période d'un mois (moins de 0.1 %) et est indépendant de la présence ou non de collisions.

En supposant que l'effet de vieillissement des scintillateurs est négligeable entre deux séquences d'étalonnage césium et en prenant en compte le fait que la précision sur les constantes d'étalonnage césium est de l'ordre de 0.1 %, le système d'étalonnage césium peut être utilisé pour déterminer la précision et les erreurs systématiques sur les constantes d'étalonnage laser. Les deux systèmes doivent fournir des mesures compatibles puisque l'impact des scintillateurs est négligeable sur les périodes considérées (typiquement un mois).

3.7.2 Méthode : comparaison entre les constantes d'étalonnage laser et césium

Une séquence d'étalonnage césium est prise environ une fois par mois alors qu'une séquence d'étalonnage laser est prise deux fois par semaine. Pour comparer les constantes d'étalonnage laser et césium, les paires de séquences laser/césium les plus proches sont sélectionnées.

Pour 2012, 11 périodes sont définies en fonction de la date des séquences d'étalonnage césium. Elles sont listées dans la table 3.1.

Premier n° de run	Date	Dernier n° de run	Date
199623	18 mars	202323	27 avril
202500	28 avril	205162	18 juin
205272	18 juin	206697	9 juillet
206734	10 juillet	208056	4 août
208108	5 août	208671	16 août
208758	17 août	210069	11 septembre
210165	11 septembre	210851	20 septembre
211209	22 septembre	212370	9 octobre
212429	10 octobre	213914	3 novembre
214121	6 novembre	215578	4 décembre
215656	7 décembre	217222	10 janvier

TABLE 3.1 – Périodes de l'année 2012 définies par les séquences d'étalonnage césium, avec les séquences d'étalonnage laser correspondantes.

Pour chaque paire de run laser/run césium, le rapport des constantes d'étalonnage laser et ce-

sium est calculé canal par canal. Les canaux pathologiques² ne sont pas pris en compte dans ces comparaisons. La distribution est ajustée par une fonction gaussienne. La moyenne obtenue par cet ajustement quantifie la compatibilité des deux systèmes d'étalonnage et est interprétée comme l'erreur systématique sur les constantes d'étalonnage laser. L'écart-type obtenu *via* l'ajustement est interprété comme l'estimation de la précision statistique du système laser en supposant que l'incertitude sur les constantes d'étalonnage césium est négligeable comparée à celle du laser.

3.7.3 Résultats

Les distributions pour la première période sont montrées sur les figures 3.24, 3.25(a) et 3.25(b). Une figure montre la variation de gain vue par les systèmes laser et césium et une autre montre le rapport entre les constantes d'étalonnage.

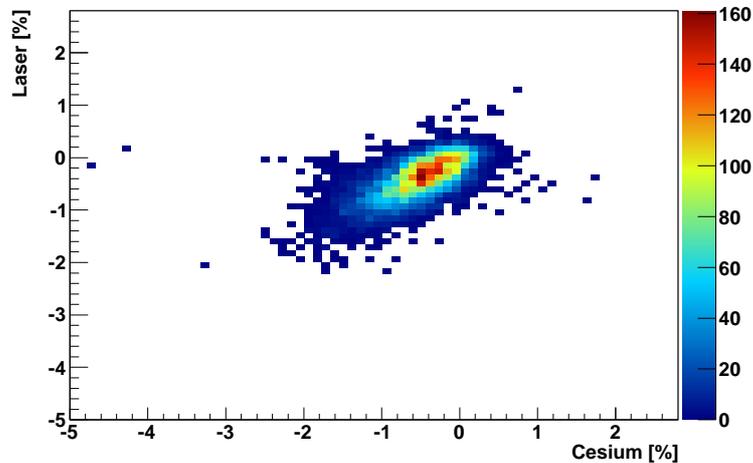


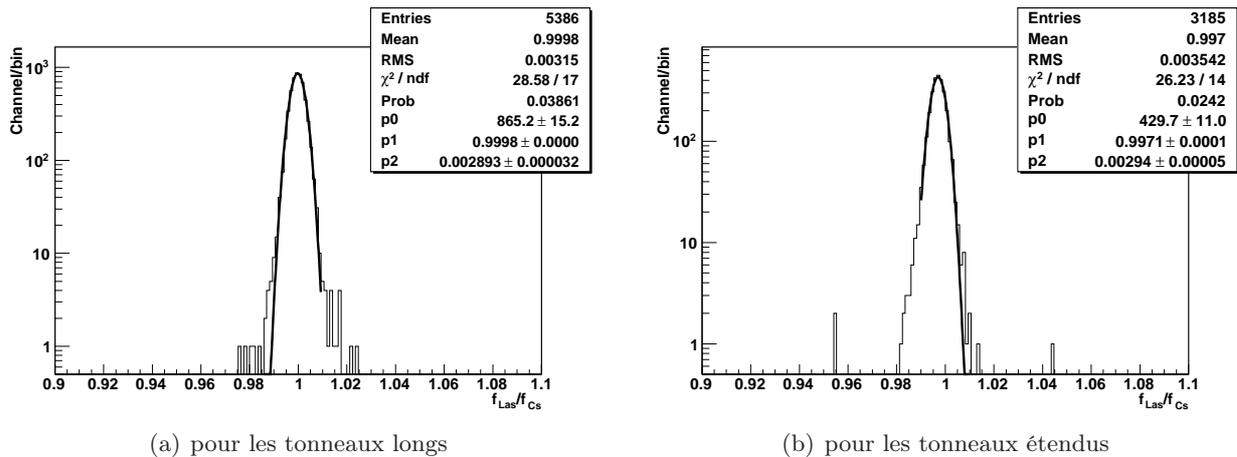
FIGURE 3.24 – Variation de gain mesurée par le système laser en % en fonction de la variation du gain mesurée par le système césium en % pour tous les canaux, durant la première période.

La variation de gain mesurée par le système laser est montrée dans la figure 3.24 en fonction de la variation de gain mesurée par le système césium. Les points près de l'origine sont des canaux qui sont vus comme stables par les deux systèmes. Sur la diagonale, ce sont les canaux qui sont vus comme variants par les deux systèmes d'étalonnage. Pour la première période, deux canaux montrent un désaccord entre le système laser et le système césium plus grand que 3 %. Ils sont liés à la même cellule, EBA07 B11. Une différence entre les constantes d'étalonnage des deux systèmes peut, en principe, venir d'un problème de l'électronique de lecture (le signal produit lors des runs laser ou des runs césium n'est pas traité par la même électronique de lecture), un effet de scintillateur ou un problème lors du run césium pour certains canaux. Le fait que les canaux sont liés à la même cellule suggère que ce désaccord peut être causé par un effet de scintillateur.

Les figures 3.25(a) et 3.25(b) montrent une comparaison quantifiée entre les constantes d'étalonnage laser et césium, pour les tonneaux longs et étendus, respectivement. Seule la partie de la distribution à ± 2 fois l'écart-type est ajustée.

A partir de la table 3.2, l'erreur systématique sur f_{Las} est évaluée à 0.21 % pour les tonneaux longs

2. Tous les canaux masqués par le groupe qui gère la qualité des données enregistrées par le détecteur sont considérés comme pathologiques. Cela peut venir, par exemple, d'un problème d'électronique de lecture, de haute tension.


 FIGURE 3.25 – Distribution du rapport f_{Las}/f_{Cs} pour la première période.

Période	Moyenne en % (LB)	Ecart-type en % (LB)	Moyenne en % (EB)	Ecart-type en % (EB)
1 st	0.20	0.29	0.29	0.29
2 nd	0.21	0.30	0.56	0.36
3 rd	0.20	0.27	0.40	0.27
4 th	0.10	0.26	0.10	0.24
5 th	0.10	0.27	0.10	0.25
6 th	0.0	0.27	0.10	0.25
7 th	0.10	0.26	0.30	0.22
8 th	0.02	0.26	0.05	0.24
9 th	0.03	0.28	0.13	0.29
10 th	0.20	0.24	0.30	0.25
11 th	0.0	0.36	0.40	0.46

 TABLE 3.2 – Moyenne et écart-type du rapport f_{Las}/f_{Cs} sur toute l'année 2012, obtenus par un ajustement gaussien.

et 0.56 % pour les tonneaux étendus. Pour toutes les périodes, la précision sur le système laser est comprise entre 0.22 % et 0.46 %. Les périodes 2 et 10 correspondent aux périodes de haute luminosité du LHC. On peut voir dans la Table 3.2 que la systématique pour les tonneaux étendus est plus importante que pour les tonneaux longs. Cela vient du fait que les cellules B utilisées pour la correction $\Delta_{f(i)}^{fibre}$ dans les tonneaux étendus sont moins stables que les cellules D utilisées pour les tonneaux longs. Les erreurs statistique et systématique du système laser sont estimées comme :

- incertitude statistique : 0.3 %
- incertitude systématique pour les tonneaux longs : 0.2 %
- incertitude systématique pour les tonneaux étendus : 0.5 %

En combinant ces résultats, la précision totale est estimée à 0.4 % et 0.6 % pour les tonneaux longs et étendus, respectivement.

3.8 Application des constantes d'étalonnage laser aux données physiques

3.8.1 Procédure

Pour étalonner les canaux avec une variation de gain importante, les constantes d'étalonnage laser calculées précédemment sont appliquées. Seuls les canaux avec une variation de gain plus grande qu'un seuil seront corrigés. Ce seuil est déterminé comme 3 fois la précision totale sur la variation du gain mesurée avec le système laser. Ce seuil est de $\pm 1.5\%$ pour les canaux des tonneaux longs et $\pm 2\%$ pour les canaux des tonneaux étendus, par rapport au dernier run laser de référence. Les runs laser haut gain (HG) et bas gain (LG) sont utilisés pour déterminer les constantes d'étalonnage laser. Cependant, les données issues des runs laser LG sont plus précises que les données enregistrées lors des runs laser HG puisque l'amplitude du signal en haut gain est bien plus petite que celle en bas gain (un facteur 100 entre les deux pour un même canal). Ainsi, les constantes d'étalonnage laser calculées avec les runs laser LG sont utilisées pour les deux gains. Les constantes d'étalonnage laser HG sont utilisées comme un test des constantes d'étalonnage calculées avec les runs laser LG ou pour déceler un problème d'électronique de lecture.

Plusieurs conditions sont appliquées pour produire les constantes d'étalonnage laser :

- pour chaque couple de runs en haut gain et bas gain, une constante d'étalonnage laser est produite,
- un canal est corrigé si sa variation de gain en mode bas gain est plus grande que 1.5% (2%) dans les LB (EB),
- la compatibilité des constantes d'étalonnage laser pour les deux gains est requise, si la variation dans les deux gains n'est pas de même signe, les constantes d'étalonnage laser sont mises à 1,
- si le canal a une variation plus grande que le seuil en bas gain et dans le même temps plus petite que le seuil en haut gain (et *vice versa*), alors le canal n'est pas corrigé,
- une limite est appliquée aux valeurs des constantes correspondant à une variation de gain entre $+60\%$ et -60% . Un canal non-pathologique n'est pas supposé varier autant. Cependant, cette limite est assouplie à -90% pour les canaux d'un module dit en fonctionnement réduit³,
- pour les canaux qui ne sont pas utilisés durant les collisions *pp* à cause d'un problème, la constante est mise à la valeur par défaut, 1, indépendamment de la nature du problème. En effet, la pathologie est souvent due à l'électronique de lecture, une variation de gain trop rapide pour la fréquence des runs laser ou des données corrompues et le système laser n'est pas supposé corriger ces cas.

Une liste de 60 canaux (sur environ 10000) qui ne sont pas étalonnés par le système laser a été établie avec les données enregistrées.

3 types de canaux ont eu besoin de conditions supplémentaires pour être étalonnés correctement : les canaux liés aux cellules E3 et E4⁴, les canaux des modules en fonctionnement réduit et les canaux avec un comportement non-linéaire.

Les canaux liés aux cellules E3 et E4 ne sont pas étalonnés par le système cesium. Le système laser

3. Durant ce mode dit réduit d'un module, la boucle de régulation des Hautes Tensions (HV pour *High Voltages*) est éteinte et ainsi, les HV appliquées à chaque PMT est plus faible, prévenant d'une disjonction. Le gain d'un PMT est sensible aux variations de hautes tensions, donc si les HV des PMT décroissent, le gain des PMT va aussi décroître et sera très bas ($\sim 60\%$) par rapport aux canaux des autres modules.

4. Les cellules E1, E2, E3 et E4 sont placées dans les espaces entre les tonneaux longs et étendus afin de mesurer l'énergie des particules perdue dans les matériaux non instrumentés. Les cellules E3 et E4 sont plus proches du point de collision que n'importe quelle autre cellule du calorimètre hadronique.

suit le comportement de tous les canaux du calorimètre hadronique, y compris ceux qui sont liés à ces cellules spéciales. Le fait qu'il n'y ait pas d'étalonnage césium implique qu'il n'y a pas de valeurs de référence durant toute l'année pour ces canaux. Ces cellules sont étalonnées à partir de l'étalonnage initial de ces cellules qui a été produit grâce à un étalonnage utilisant des muons produits dans les collisions pp .

Les modules en fonctionnement réduit ne sont pas non plus étalonnés par le système césium. Comme pour les cellules E3 et E4, ces canaux sont contrôlés et des constantes sont fournies depuis le run laser de référence pris juste avant le début du fonctionnement réduit.

Enfin, les canaux liés aux cellules E1, E2 et aux MBTS ne sont pas corrigés par le système laser.

3.8.2 Données 2012

Introduction

Un retraitement des données consiste à faire une mise à jour du lot de données physiques (rayons cosmiques, données avec un seul faisceau, collisions) avec des constantes d'étalonnage à jour. Chaque année, les données enregistrées par le détecteur ATLAS sont retraitées. Cette étape est nécessaire pour appliquer les changements effectués au cours de l'année. Durant la première période de prise de données, deux principaux retraitements des données ont eu lieu, le premier fut en octobre 2012 pour les données collectées de mars à octobre 2012.

Avant octobre 2012, aucune constante d'étalonnage laser n'était appliquée aux données. Pour prendre en compte ces constantes, un premier retraitement des données d'ATLAS a été fait sur toutes les données enregistrées par le détecteur ATLAS avant le 8 octobre 2012. Après cette date, des constantes d'étalonnage laser ont été appliquées deux fois par semaine, au fur et à mesure de la prise de données.

Pour les cellules E3 et E4, les facteurs correctifs sont fournis par rapport à la date de référence du 18 mars 2012, qui est la date du premier run de référence laser de l'année 2012.

Les modules concernés par le fonctionnement réduit en 2012 sont les suivants :

- EBC01 à partir du 18 mars,
- LBC28 à partir du 30 avril,
- LBA54 à partir du 14 octobre,
- LBA13 à partir du 24 novembre.

Ces modules sont restés en fonctionnement réduit jusqu'à la fin de la prise de données, en février 2013.

Résultats

Les constantes d'étalonnage laser sont calculées pour chaque paire de runs laser haut gain et bas gain en respectant les conditions énoncées précédemment. Toutes ces constantes sont stockées dans une base de données qui est fournie pour être appliquée aux données en étant incluse dans la base de données d'ATLAS.

La figure 3.26 montre le nombre de canaux corrigés dans la base de données en fonction du temps, pour chaque partition. Deux pics apparaissent clairement fin avril et début juin pour toutes les partitions. Ces pics montrent un nombre important de canaux corrigés à cause de la luminosité. De plus, des plateaux apparaissent pour les partitions LBC, EBA et EBC. Cela vient des canaux en fonctionnement

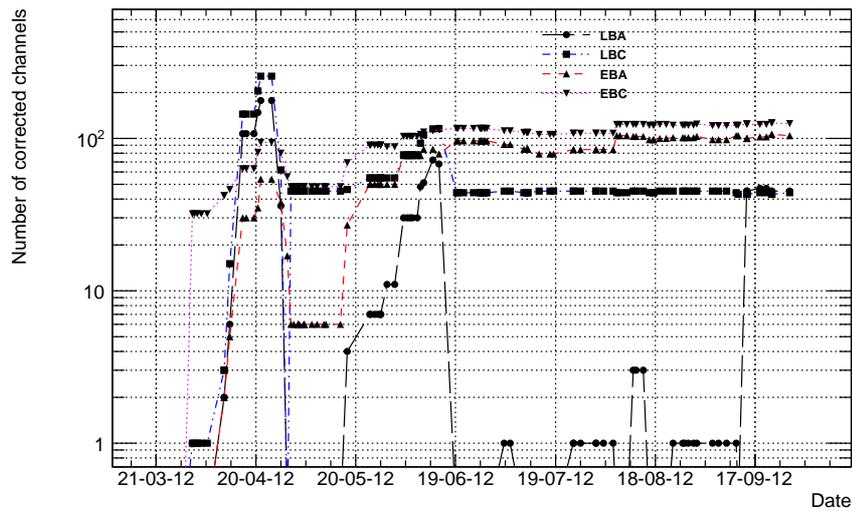


FIGURE 3.26 – Nombre de canaux corrigés en 2012 en fonction du temps par partition.

réduit et des canaux liés aux cellules E3 et E4 (constantes jamais remises à 1). Sur le grand nombre de runs laser pris en 2012, seuls 32 paires de runs laser ont été utilisées pour étalonner les données. Ces runs ont été choisis en fonction du nombre de canaux corrigés ou de mises à jour importantes des constantes.

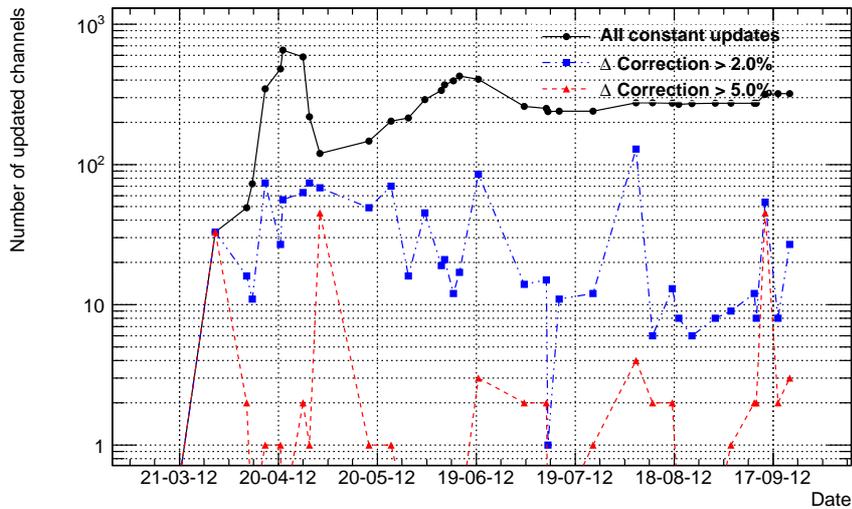


FIGURE 3.27 – Nombre de mises à jour dans la base de données sur toute l'année 2012, en montrant la contribution des mises à jour de plus de 2 ou 5 %.

La figure 3.27 montre le nombre de mises à jour dans la base de données en fonction du temps. Les cas pris en compte sont les constantes dont la valeur a changé, incluant les changements de 1 vers une valeur et *vice versa*. Les points noirs correspondent à tous les changements de constantes, les bleus aux changements de plus de 2 % et en rouge, les changements de plus de 5 %. Les deux pics de la courbe noire montrent qu'un grand nombre de petites corrections ont été appliquées tandis que les pics de la courbe rouge décrivent les cas où les mises à jour des constantes sont significatives. Le premier cas reflète l'effet de la luminosité sur les canaux tandis que le dernier cas montre les constantes mises à jour des modules en fonctionnement réduit.

Ces deux figures démontrent que les constantes d'étalonnage laser sont bien comprises. Après ces vérifications, les constantes d'étalonnage laser ont été appliquées aux données enregistrées pendant les collisions.

3.8.3 Données 2011

Introduction

Un deuxième retraitement des données a eu lieu durant l'été 2013 pour les données enregistrées en 2011. Les constantes d'étalonnage laser ont été calculées avec des runs laser enregistrés entre le 18 février et le 7 décembre 2011.

Les conditions sur les constantes d'étalonnage sont restées les mêmes, mais quelques changements ont été apportés pour les cas spéciaux :

- Durant l'année 2011, seul un module a dû être placé en fonctionnement réduit, le LBA22, pendant quelques jours avant d'être remis en marche normale. Seules deux paires de run reflètent ce changement de statut (l'une pour la mise en fonctionnement réduit, l'autre pour la remise en fonctionnement normal).
- Les canaux liés aux cellules E3 et E4 sont corrigés, peu importe la valeur de la variation de gain, si elle est au dessus ou en dessous du seuil de 2 %.

Début juillet 2011, suite à une intervention, la boîte laser a été désalignée, conduisant à une grande variation de la distribution de lumière dans les fibres.

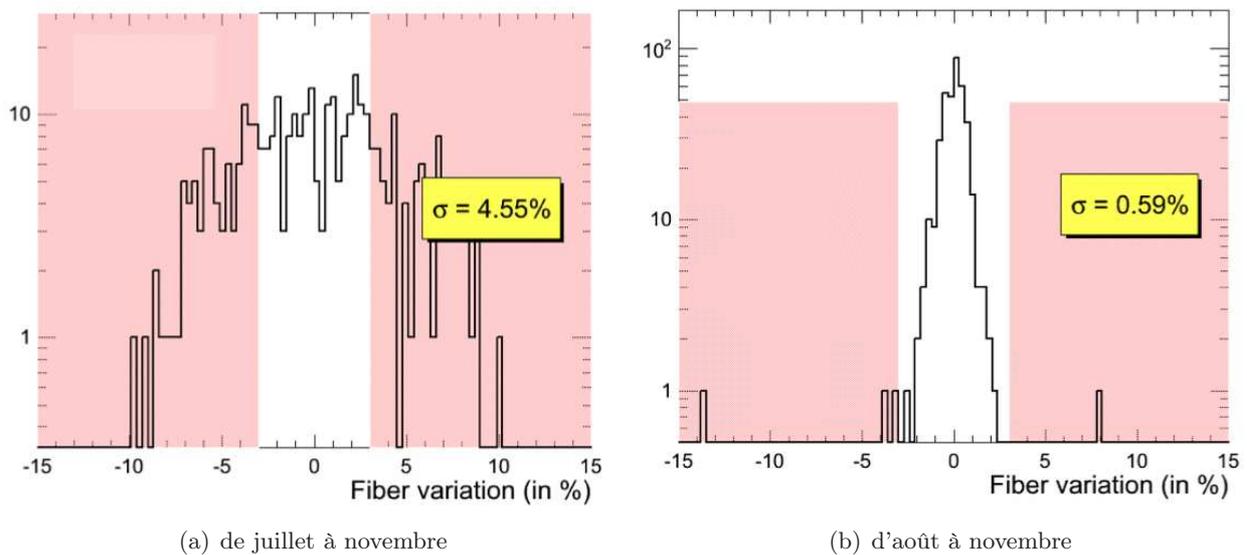


FIGURE 3.28 – Variation de lumière dans les fibres juste après l'intervention de juillet (gauche) et un mois après (droite)

Les figures 3.28(a) et 3.28(b) montrent que si on prend une référence juste après l'intervention de début juillet sur le système laser, l'effet sur la variation de lumière est très important. En revanche, si on considère une référence prise le 11 août, alors l'effet est nettement inférieur, le système laser peut être considéré comme à nouveau stable. De fait, aucune correction avec le système laser n'a été appliquée entre le 07 juillet 2011 et le 11 août (date du run césium suivant).

Ainsi, 11 périodes ont été définies en fonction des scans césium au cours de l'année (voir Table 3.3).

Premier n° de run	Date (jj/mm)	Dernier n° de run	Date
176155	23 février	177784	17 mars
179600	14 avril	181530	10 mai
181900	17 mai	183382	11 juin
183515	16 juin	183863	22 juin
183960	24 juin	184321	30 juin
187050	11 août	188698	04 septembre
188900	15 septembre	190229	01 octobre
190350	04 octobre	191709	27 octobre
192125	31 octobre	192934	10 novembre
193200	11 novembre	193714	24 novembre
193774	25 novembre	194424	7 décembre

TABLE 3.3 – Périodes de l'année 2011 définies par les séquences d'étalonnage césium, avec les séquences d'étalonnage laser correspondantes

Résultats

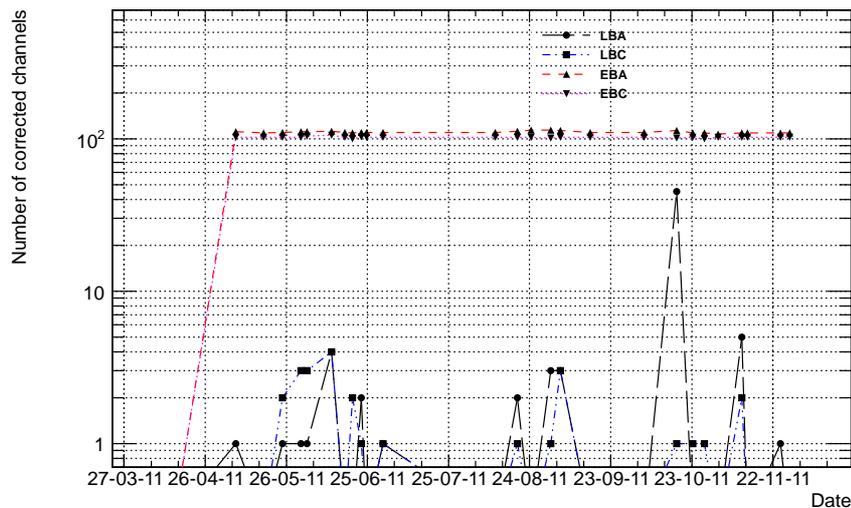


FIGURE 3.29 – Nombre de canaux corrigés en fonction du temps, pour l'année 2011.

Les figures 3.29 et 3.30 montrent respectivement le nombre de canaux corrigés et le nombre de mises à jour dans la base de données en fonction du temps, pour toute l'année 2011.

Sur la figure 3.29, un plateau apparaît pour les deux partitions des tonneaux étendus. Ils correspondent aux canaux des cellules E3 et E4, corrigés peu importe si la variation de gain est supérieure au seuil de 2 % ou non. De plus, un pic apparaît aux alentours de fin octobre pour la partition LBA. Ceci correspond au LBA22, mise en fonctionnement réduit puis remis en fonctionnement normal. En faisant abstraction de ces cas particuliers, le nombre de canaux corrigés au cours de l'année 2011 ne dépasse pas 10, sur environ 10 000 canaux.

Sur la figure 3.30, un plateau apparaît dans la courbe qui montre toutes les mises à jour, cela est dû aux canaux liés au cellules E3 et E4. Un pic dans les courbes rouge et bleu montre qu'un grand

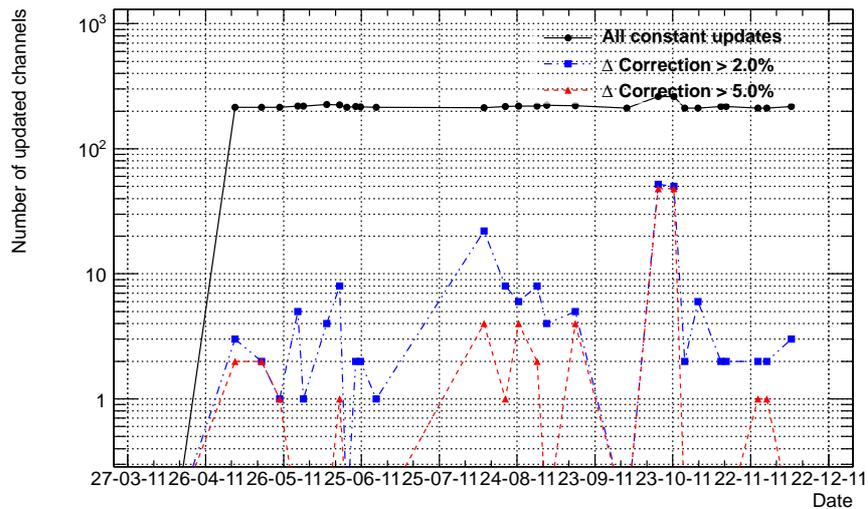


FIGURE 3.30 – Nombre de mises à jour dans la base de données sur toute l’année 2011.

nombre de canaux a varié d’au moins 5 %, il correspond au module LBA22, mis en fonctionnement réduit puis remis en fonctionnement normal.

3.9 Perspectives

L’expérience acquise depuis 2008 avec le système laser a permis de bien cerner ces limitations, amenant à repenser le dessin du système laser. Durant le premier long arrêt du LHC (2013-2014), le système laser va être remplacé par un nouveau système : le laser II.

3.9.1 Améliorations possibles

Le principal problème rencontré avec le système laser initial est l’inhomogénéité et l’instabilité de la lumière envoyée dans les fibres qui alimentent tout le calorimètre hadronique. Nous avons vu dans la section 3.7 qu’une méthode a été mise en place pour pallier à ces effets mais elle induit des erreurs systématiques sur les constantes d’étalonnage laser. Un nouveau système de distribution de lumière plus stable pourrait permettre un étalonnage absolu.

De plus, le nombre de photodiodes pourrait être augmenté afin de suivre la lumière à chaque étape du chemin optique. Plusieurs diodes pourront être utilisées pour une même étape afin d’avoir un meilleur contrôle sur la mesure. L’électronique et le système d’étalonnage des diodes peuvent être améliorés. En effet, l’électronique de lecture des diodes sature à haute intensité du laser. L’étalonnage se faisant *via* une source radioactive mobile, cette mobilité peut entraîner des incertitudes sur la mesure de la réponse des diodes.

Enfin, pour des raisons pratiques, une unique carte d’acquisition serait moins encombrante et permettrait une communication plus rapide entre les différents composants.

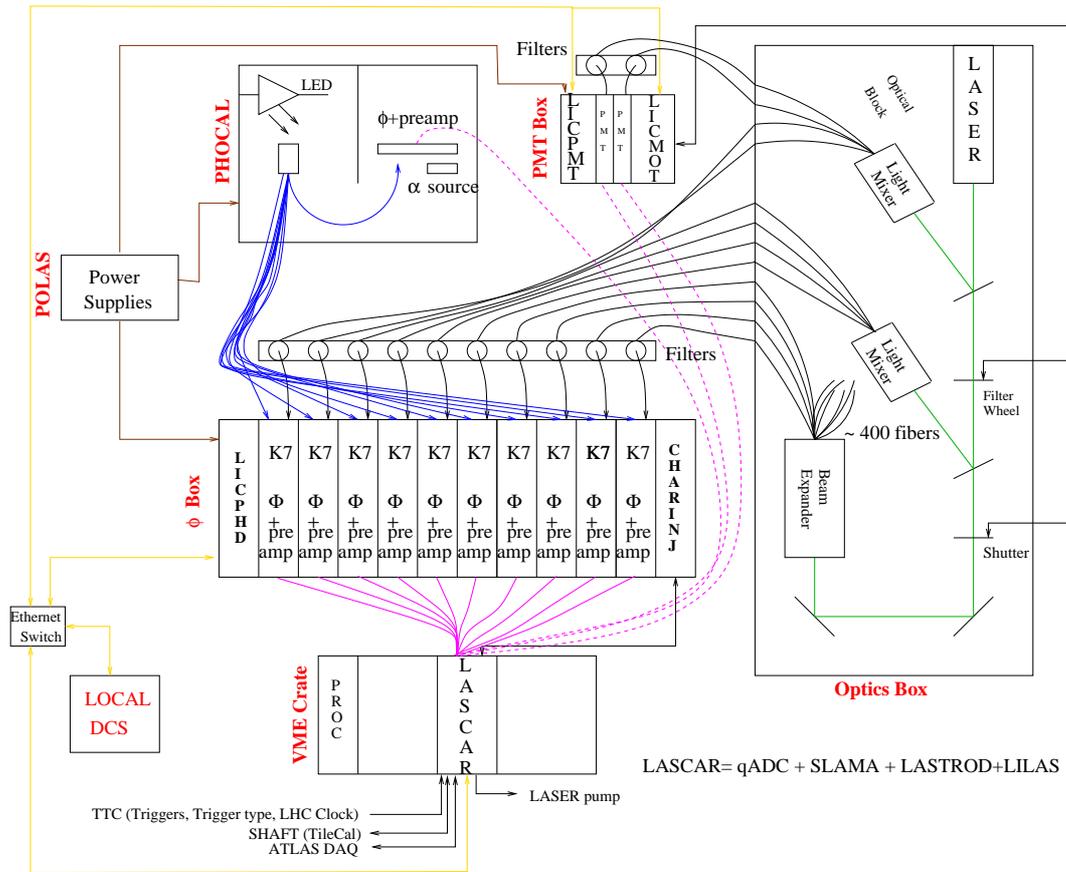


FIGURE 3.31 – Schéma du système laser II

3.9.2 Design du laser II

En suivant les améliorations énoncées précédemment, le dessin du laser II a été repensé et est montré dans la figure 3.31.

Tout d'abord, la boîte optique contient la plupart des composants présents auparavant dans la boîte laser : une tête laser, une roue à filtres, un obturateur et un système de distribution de lumière. Dans ce nouveau prototype, la boîte est installée horizontalement pour faciliter la maintenance et diminuer la contamination en poussières sur les composants optiques. A la sortie de la tête laser, une partie du faisceau est envoyée dans un mélangeur qui envoie la lumière à deux PMT et deux diodes par des fibres optiques. Un autre mélangeur est placé à la suite de la roue à filtres et envoie la lumière sur quatre diodes. Enfin, quatre fibres sont branchées à la sortie du système de distribution de lumière pour envoyer le faisceau sur quatre diodes.

La boîte à diodes est composée de dix diodes, toutes branchées à des fibres qui envoient la lumière de différents endroits du chemin optique, et d'un système d'injection de charge servant à l'étalonnage de l'électronique des diodes.

L'étalonnage des diodes se fait dans la boîte PHOCAL (PHOtodiodes CALorimetry). Elle comporte une LED (Light Emitting Diode), une source radioactive émettant des α et une diode de référence. Comme auparavant, la source radioactive émettrice de particules α permet d'étalonner la diode de référence et reste fixe devant celle-ci. La LED émet une lumière qui va être envoyée aux dix diodes de la boîte à diodes et à la diode de référence *via* des fibres et reste donc fixe aussi.

L'électronique de lecture est à présent composée de deux parties : un processeur VME et une carte LASCAR (LASer Calibration Adc Read-out). Cette carte rassemble les fonctionnalités des anciennes cartes SLAMA, LASTROD, LILAS et le compteur ADC.

Enfin, la boîte PMT comprend les deux photomultiplicateurs servant au système de déclenchement ainsi que deux cartes pour l'alimentation de ces PMT.

3.9.3 Etalonnage laser en période de collision

Le système laser peut être utilisé pour étalonner les PMT du calorimètre hadronique d'ATLAS soit pendant les périodes dédiées à l'étalonnage, soit pendant les périodes de collisions, durant des croisements de paquets vides. Cette deuxième méthode est communément appelée laser en temps.

La fréquence de croisement de paquets vides au LHC est de quelques MHz. Le système laser est assez rapide pour pouvoir envoyer un pulse de lumière à une fréquence de 1 Hz, sans déborder sur les collisions qui suivent. Ainsi, il est possible de vérifier la variation de gain des canaux du calorimètre hadronique au sein même d'un run de physique.

Lors des périodes de prises de données de 2011 à 2013, ces données n'ont pas été utilisées pour étalonner les canaux et suivre leur variation de gain. En revanche, elles ont été utilisées pour contrôler le temps que met l'information pour aller d'un scintillateur à l'électronique de lecture. Ainsi, si des décalages en temps sont observés (>3 ns), ils peuvent être corrigés. Durant le retraitement des données de 2012, 49 canaux ont été corrigés.

En 2015, pour la deuxième partie du programme de prise de données du LHC, la possibilité d'utiliser uniquement les données laser prises durant les collisions est envisagée. De même, des études sont faites pour analyser la faisabilité de l'étude du décalage en temps des canaux à partir des runs laser habituels.

3.10 Conclusion

Le calorimètre hadronique d'ATLAS sert à la mesure de l'énergie des jets ainsi qu'à la détermination de l'énergie manquante. Chaque canal est composé de trois parties : les scintillateurs, les photomultiplicateurs et l'électronique de lecture. Ainsi, trois systèmes d'étalonnage sont utilisés pour suivre et corriger le gain des canaux. L'un de ces systèmes est un système laser, qui permet d'étalonner les 9852 photomultiplicateurs et leur électronique associée.

Les diodes de la boîte laser sont étalonnées avant d'être utilisées pour mesurer l'amplitude de la lumière laser. Le comportement des diodes, du point de vue des piédestaux, de la linéarité de l'électronique ou de la réponse aux α , respecte le cahier des charges. En effet, l'erreur sur la mesure des piédestaux reste une contribution négligeable à l'erreur sur la mesure de la diode 1. De plus, l'exposition de la diode 1 aux particules α montrent que l'incertitude sur la réponse de cette diode est de l'ordre de 0.1 %.

Une analyse a été mise en place pour calculer et appliquer aux données physiques les constantes d'étalonnage laser. Cette analyse prend en compte les instabilités et inhomogénéités de la lumière fibre par fibre. En comparant avec les constantes d'étalonnage césium, la précision totale sur les constantes d'étalonnage laser a été estimée à hauteur de 0.4 % dans les tonneaux longs et 0.6 % dans les tonneaux étendus.

Enfin, une procédure a été mise en place pour inclure toutes les constantes d'étalonnage laser dans une base de données, en considérant les canaux pathologiques et la précision globale sur le système laser. Ainsi, ces coefficients sont été appliqués aux données enregistrées entre 2011 et 2013 avec, au plus, près de 10 % des canaux du calorimètre hadronique corrigés.

4 Simulation et reconstruction des évènements dans ATLAS

«Aaaaah, quand deux Neptune apparaissent dans le ciel, c'est le signe qu'un nain à lunettes est en train de naître, mon pauvre garçon... »

Harry Potter, Harry Potter et la Coupe de Feu

4.1 Introduction

La simulation de processus physiques permet de tester notre compréhension du détecteur et de valider les outils de reconstruction des objets physiques (électron, muon, ...), mais aussi de développer des analyses avec l'étude de nouveaux processus et d'en estimer la faisabilité. Dans ATLAS, la simulation des évènements et la reconstruction des objets sont traitées par l'environnement ATHENA [68]. La production complète de données simulées dans ATLAS peut se résumer en 4 étapes :

- **la génération d'évènements** : cette première étape correspond à la phase des collisions proton-proton. Pour un processus de physique donné, la production et la désintégration des particules de courte durée de vie se font lors de cette étape,
- **la simulation du détecteur** : cette deuxième étape décrit l'interaction des particules produites avec les différents matériaux du détecteur,
- **la numérisation** : cette étape permet de simuler la réponse du détecteur au passage des particules. Les bruits électroniques et l'empilement des évènements sont pris en compte,
- **la reconstruction** : c'est durant cette étape que les algorithmes de reconstruction des objets (jets, électrons, ...) sont appliqués. Ces algorithmes sont analogues pour les données enregistrées par le détecteur et pour les évènements simulés.

4.2 Simulation de collisions protons-protons

Un générateur Monte-Carlo sert à simuler des collisions à haute énergie, du point d'impact à la désintégration des particules instables. Un grand nombre d'évènements peut être produit par processus physique en utilisant des nombres aléatoires afin de modéliser les fluctuations des processus quantiques événement par événement. Les différentes phases des collisions proton-proton sont prises en compte indépendamment les unes des autres.

Comme le montre la figure 4.1, la simulation d'un évènement issu de la collision de deux protons passe par plusieurs étapes. Les protons peuvent être vus comme deux sacs de partons, c'est-à-dire de quarks et de gluons. La collision entre deux partons venant des protons est appelée interaction dure.

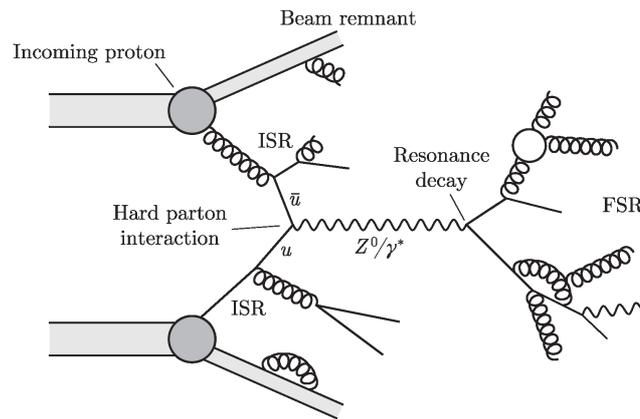


FIGURE 4.1 – Schéma illustrant les différentes phases d’une collision proton-proton.

Soit les deux partons sont diffusés à bas angle (près du faisceau), soit ils s’annihilent pour produire une résonance ou une particule lourde. La désintégration de ces particules lourdes et instables, telles que le quark top ou le boson Z^0 , font partie de la phase d’interaction dure.

Lors d’une interaction, les partons peuvent émettre des gluons ou des photons. Lorsque ces radiations sont émises par des partons qui sont entrés en collision, on parle d’ISR (*Initial State Radiation*) alors que quand ce sont des particules de l’état final qui émettent ces radiations, on parle de FSR (*Final State Radiation*). Les gluons et photons émis par les partons peuvent à leur tour émettre des particules (gluons, paires de fermions/anti-fermions) et cela crée une cascade partonique. La valeur de la constante de couplage forte aux énergies mises en jeu dans ces radiations ne permet pas d’utiliser la théorie perturbative de la QCD. Une théorie non perturbative permet de décrire l’assemblage des partons en hadrons, c’est la phase d’hadronisation. Des modèles phénoménologiques permettent de caractériser les désintégrations des hadrons en particules stables pour l’échelle du détecteur. C’est ainsi que les gluons ou les quarks seront observés dans le détecteur, *via* des cascades de particules appelées jets.

Dans le cas précédent, seul un parton par proton interagit. Cependant, plusieurs partons d’un même proton peuvent interagir et donner naissance à des cascades de particules. Les collisions multiples de ces partons ne sont pas totalement indépendantes du processus dur puisque des échanges de particules peuvent avoir lieu entre ces différents partons. Tous ces processus sont appelés événements sous-jacents.

4.2.1 Générateurs d’évènements Monte-Carlo

Il existe deux catégories de générateurs Monte-Carlo :

- les générateurs Monte-Carlo polyvalents qui prennent en charge la totalité de la génération d’évènements,
- les générateurs Monte-Carlo spécialisés qui ne prennent en charge que certaines étapes de la génération ou certains processus physiques.

Il existe une dizaine de générateurs Monte-Carlo. Les distributions cinématiques des objets simulés peuvent différer d’un générateur à l’autre car les modèles qui décrivent les différentes étapes de la génération peuvent être différents d’un générateur à l’autre. Par la suite, nous décrivons uniquement les générateurs utilisés dans cette thèse.

PYTHIA [92] est un générateur polyvalent pour la simulation d'évènements produits lors de collisions pp , e^+e^- ou ep . Le processus dur est calculé à l'ordre le plus bas pour la QCD. Ensuite, les radiations dues à la QCD et la QED sont ajoutées. L'élément de matrice peut être calculé pour des processus du type $2 \rightarrow n$, avec $n \leq 3$. La corrélation de spin entre les différents produits de désintégration des particules instables est prise en compte. De nombreux processus peuvent être générés *via* PYTHIA, des processus dépendant du Modèle Standard comme des processus de Nouvelle Physique (SUSY, nouveaux bosons de jauge, boson de Higgs doublement chargé, ...). Les radiations dans l'état final et initial sont prises en compte, ainsi que la possibilité d'avoir des interactions de partons provenant des mêmes protons à l'origine du processus dur étudié (MPI pour *Multiple Parton Interaction*).

L'hadronisation est assurée par un modèle phénoménologique où les quarks sont reliés par des gluons modélisés par une corde. Lorsque les quarks sont trop éloignés, la corde casse en donnant naissance à une paire quark/anti-quark. Les quarks initiaux et les quarks issus de la cassure de la corde peuvent se combiner pour former des mésons ou baryons (modèle de Lund défini dans la section 4.2.6). Deux versions de PYTHIA sont utilisées dans ATLAS : PYTHIA6 [92], codé en langage Fortran et PYTHIA8 [93], codé en C++. De nouveaux modèles ont été implémentés dans PYTHIA8.

SHERPA (*Simulation for High Energy Reactions of PArticles*) [94] est un générateur polyvalent pour la simulation d'évènements sur collisionneur leptonique ou hadronique. L'élément de matrice du processus dur est calculé de manière analytique et est du type $2 \rightarrow 2$. Seules les radiations dues à la QCD sont considérées. Plusieurs modèles sont implémentés dans SHERPA, tels que des modèles du type MSSM, dimensions supplémentaires ADD ou le Modèle Standard. L'hadronisation se fait suivant le même modèle que PYTHIA.

MadGraph [95] est un générateur d'évènements polyvalent permettant de calculer des éléments de matrice à l'ordre de l'arbre. Les évènements peuvent être produits à partir de n'importe quel état initial (pp , $p\bar{p}$, ep , e^+e^-). Pour un processus physique donné, toutes les amplitudes et les informations de chaque évènement (quadri-impulsion, spin, ...) sont générées.

Cependant, le nombre de particules de QCD (quarks et gluons) est limité, MadGraph n'autorise que 10000 diagrammes par processus. De plus, seuls les processus du Modèle Standard sont implémentés dans MadGraph. Si un modèle de Nouvelle Physique est nécessaire, il doit être implémenté par l'utilisateur. MadGraph peut être combiné à un programme permettant de faire de l'hadronisation comme PYTHIA.

PROTOS (*PROgram for TOp Simulations*) [96] est un générateur d'évènements faisant intervenir un ou plusieurs quarks top. Les processus de physique implémentés sont des processus de Nouvelle Physique, comme des évènements contenant une paire de quark top avec un couplage anormal ou avec des changements de saveur par courant neutre. Le programme fournit les valeurs théoriques des observables telles que les polarisations ou les corrélations de spin. PROTOS peut être couplé à des programmes d'hadronisation comme PYTHIA.

Tauola [97, 98, 99] est un programme spécialisé dans la génération des désintégrations des leptons τ . Pour chaque mode de désintégration, il existe un générateur d'espace de phase. De plus, des corrections au premier ordre de QED sont ajoutées pour les désintégrations leptoniques et certains paramètres peuvent être variés tels que la masse du neutrino tau ν_τ ou le couplage avec le boson W.

Photos [100, 101] est un programme permettant de modéliser les effets de corrections QED par *bremstrahlung*. Pour cela, la probabilité d'émettre un photon est calculée et les propriétés cinématiques de l'évènement sont modifiées en conséquence. La conservation énergie-impulsion est assurée.

4.2.2 Élément de matrice

Pour un processus $ab \rightarrow X$, avec a et b deux partons issus de protons comme au LHC, la section efficace peut s'exprimer comme suit [102] :

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) d\hat{\sigma}_{pp \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) \quad (4.1)$$

$$= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b \int d\Phi_X f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) \times \frac{1}{2x_a x_b s} |\mathcal{M}_{pp \rightarrow X}|^2(\Phi_n; \mu_F, \mu_R) \quad (4.2)$$

où :

- $x_{a,b}$ est la fraction d'énergie emportée par les partons initiaux,
- $\mu_{F,R}$ caractérisent l'échelle d'énergie à laquelle a lieu le processus pour les deux protons,
- $f_{a,b}(x, \mu)$ sont les fonctions de distributions partoniques (PDF) décrites dans la section 4.2.4. Elles décrivent la probabilité qu'un parton de saveur a d'emporter une fraction x de l'énergie du proton lorsque la réaction se passe à l'échelle μ ,
- $\hat{\sigma}_{pp \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R)$ représente la section efficace de production de l'état final X à partir des partons a et b au niveau partonique. Elle dépend de l'espace des phases de l'état final Φ_X et des échelles μ_F et μ_R . Cette section efficace au niveau partonique peut s'exprimer en fonction de l'élément de matrice au carré $|\mathcal{M}_{pp \rightarrow X}|^2(\Phi_n; \mu_F, \mu_R)$ (moyenné sur les degrés de liberté de spin et de couleur de l'état initial) et du flux partonique $\frac{1}{2x_a x_b s}$, avec s l'énergie dans le centre de masse au carrée.

L'élément de matrice peut s'exprimer comme la somme sur tous les diagrammes de Feynman :

$$\mathcal{M}_{pp \rightarrow X} = \sum_i \mathcal{F}_{pp \rightarrow X}^{(i)} \quad (4.3)$$

En principe, l'élément de matrice peut être calculé à n'importe quel ordre. En pratique, il est calculé en fonction du degré de précision requis, soit au premier ordre (LO pour *Leading order*) ou au second ordre (NLO pour *Next to leading order*), les générateurs actuels n'allant pas aux ordres supérieurs.

4.2.3 Cascade partonique

L'interaction dure met en jeu de grands transferts d'impulsion. Les particules créées sont accélérées et sont donc susceptibles de rayonner des photons ou des gluons. Ces radiations peuvent elles aussi émettre des particules et ainsi former une cascade partonique.

Au niveau théorique, les cascades partoniques représentent des corrections de l'interaction dure aux ordres supérieurs. Cependant, ces corrections ne peuvent être calculées précisément. Pour pallier ce problème, une approximation est faite : seules les contributions dominantes sont considérées à chaque ordre. Ces contributions dominantes sont associées à l'émission de gluons mous (de basse énergie) ou la fragmentation de parton collinéaire (exemple : $q \rightarrow qg$). Une cascade partonique est générée pour chaque parton de l'interaction dure, ordre par ordre. Des nombres aléatoires permettent de déterminer les angles d'émission des radiations ainsi que la fraction d'énergie qu'elles emportent. La cascade partonique s'arrête lorsque l'énergie mise en jeu est de l'ordre de 1 GeV^2 .

4.2.4 Combinaison entre élément de matrice et cascade partonique

Les éléments de matrice permettent de simuler précisément les partons énergétiques et isolés. En revanche, la description de l'émission de partons mous et collinéaires n'est pas optimale. En utilisant les cascades partoniques, l'émission de partons mous et collinéaires est bien décrite, ce qui n'est pas le cas pour des partons énergétiques. Ils doivent donc être combinés afin de tirer partie des points positifs des deux méthodes. Cependant, un double comptage apparaît. En effet, les radiations peuvent être simulées par élément de matrice ou par cascade partonique. Pour supprimer ce double comptage, un algorithme permet de repérer si des jets ont été produits par cascade partonique ou par élément de matrice dans la même région d'espace avec $p_T > 15$ GeV. Deux méthodes utilisent cet algorithme : la méthode CKKW [103] et la méthode MLM [104].

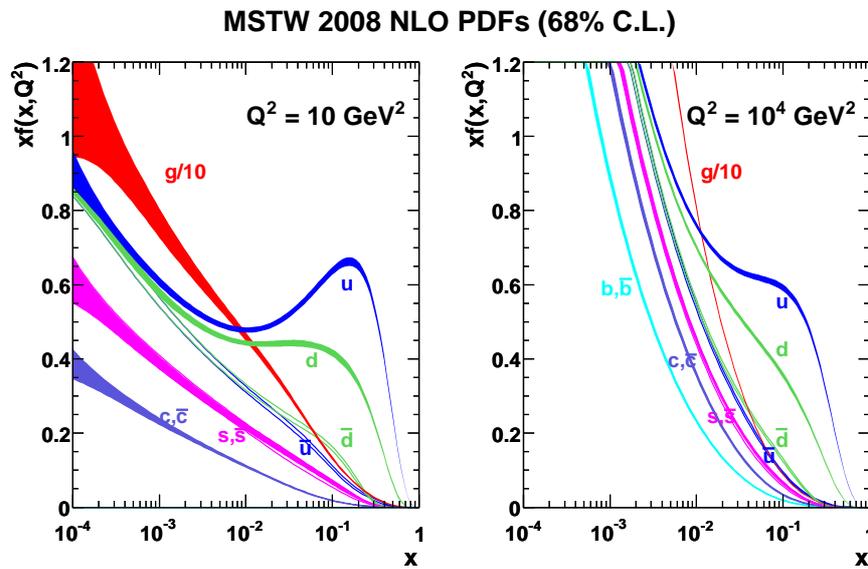


FIGURE 4.2 – Fonctions de distributions partoniques (PDF) calculées par la collaboration MSTW [105] pour différents partons et différentes énergies mises en jeu.

Les fonctions de densités partoniques (PDF) représentent la probabilité qu'un parton de saveur emporte une fraction de l'impulsion longitudinale du proton. Ces PDF ne sont pas calculables puisqu'elles dépendent de la partie non-perturbative de la QCD. Elles sont déterminées en utilisant des ajustements sur les données enregistrées par les collisionneurs précédents, principalement à partir d'expériences de diffusions profondément inélastiques *ep*. Les PDF interviennent dans le calcul de la section efficace d'un processus. Le choix de la PDF influence la valeur de la section efficace du processus considéré ainsi que la cinématique des objets mis en jeu. Il existe deux principaux jeux de PDF à l'heure actuelle : CTEQ [106] et MRST/MSTW [105](voir figure 4.2).

4.2.5 Evènements sous-jacents

Les évènements sous-jacents se font principalement à basse énergie et ne peuvent donc pas être décrits de manière perturbative. Ainsi, des modèles phénoménologiques sont utilisés. Les produits de ces évènements peuvent déposer de l'énergie dans le détecteur ou se mélanger aux jets provenant de l'interaction dure. Plusieurs sources d'évènements sous-jacents sont attendues, parmi elles l'effet d'empilement. Ces évènements sont simulés avec PYTHIA à partir d'évènements de biais minimum, le

nombre de collisions moyen étant choisi afin de reproduire au mieux les données. Cependant, l'accord n'est pas parfait et une renormalisation est appliquée *via* l'application d'un poids par événement simulé.

4.2.6 Hadronisation et désintégration

La phase d'hadronisation démarre lorsque la cascade partonique ne peut plus continuer, faute d'énergie suffisante. A cette énergie, la constante de couplage fort α_s est trop grande pour qu'une théorie perturbative soit applicable. Ainsi, plusieurs modèles se proposent de caractériser la phase d'hadronisation. De plus, la plupart de ces hadrons sont instables et se désintègrent rapidement, il faut aussi modéliser cet effet.

Actuellement, deux approches permettent d'expliquer la phase d'hadronisation :

- **Le modèle des cordes de Lund** [107] : ce modèle repose sur le fait qu'à grande distance, les partons subissent un confinement linéaire. La force forte est représentée par des cordes qui lient les partons entre eux. Les extrémités de la corde sont de charges de couleur opposées. Quand les partons s'éloignent trop, la corde casse et crée deux nouveaux partons aux extrémités. Les quarks et anti-quarks se recombinent pour former les hadrons.
- **Le modèle des agrégats** [108] : ce modèle est basé sur la propriété de pré-confinement des cascades partoniques¹. Lorsque les cascades partoniques sont terminées, tous les gluons restants se fragmentent en un quark et un anti-quark léger. Des agrégats sont alors formés à partir des paires de quarks connectés *via* la couleur. Les agrégats de haute masse se séparent en agrégats plus légers jusqu'à ce que les hadrons apparaissent.

4.3 Simulation du détecteur ATLAS

Il existe deux principaux modes de simulation du détecteur dans ATLAS : la simulation complète du détecteur avec GEANT4 [109] et une simulation rapide du détecteur prise en charge par ATLFASII.

4.3.1 Simulation complète du détecteur ATLAS

La simulation détaillée du détecteur ATLAS est basée sur GEANT4 avec une description poussée de la géométrie et de la composition du détecteur. La première partie de la simulation consiste à modéliser l'interaction des particules produites lors des collisions avec le détecteur. Ensuite, l'étape de la numérisation permet de convertir les signaux du détecteur de la même manière que l'électronique de lecture d'ATLAS.

La structure géométrique du détecteur ATLAS peut être vue en terme de volumes. Tous les volumes ne sont pas équivalents. Le détecteur ATLAS est modélisé par plus de 4.8 millions de volumes. Toutes les informations sur le détecteur sont contenues dans deux bases de données :

- la base de données de la géométrie d'ATLAS : dans cette base de données sont contenues les constantes pour la construction du détecteur, c'est-à-dire les dimensions des volumes, les positions, angles et propriétés des matériaux utilisés,

1. La propriété de pré-confinement dit que les gluons présents dans une cascade partonique peuvent se représenter comme des paires de lignes de couleur et d'anti-couleur reliées aux vertex. Les partenaires de couleur et d'anti-couleur adjacents peuvent former des hadrons.

- la base de données des conditions d’ATLAS : cette base de données contient toutes les conditions avec lesquelles les données sont enregistrées, c’est-à-dire les constantes dérivées des différents étalonnages (exemple dans le chapitre 3), les canaux problématiques ou hors service et les problèmes d’alignement.

Le point de départ de la simulation avec GEANT4 est l’ensemble des évènements générés jusqu’à l’étape d’hadronisation et de désintégration.

4.3.2 Simulation rapide du détecteur ATLAS

La complexité du détecteur et la description détaillée des phénomènes physiques utilisés par GEANT4 ne permettent pas de satisfaire toutes les analyses de physique en terme de nombre d’évènements. Près de 80 % du temps que met une simulation complète (~ 10 minutes pour un évènement $t\bar{t}$) vient de la simulation des particules dans les calorimètres, dont 75 % viennent de la simulation dans le calorimètre électromagnétique. Ainsi, des simulations plus rapides ont été créées. Pour le détecteur ATLAS, il existe deux principales simulations :

- ATLFAST-I [110] a été développé pour des échantillons nécessitant un très grand nombre d’évènements mais qui ne requiert pas la précision de la simulation complète. Les objets produits sont dégradés par la résolution de chaque sous-détecteur afin d’avoir des objets physiques proches de ceux qui sont créés lors des collisions. Cette méthode permet de gagner un facteur 1000 sur le temps de simulation du détecteur,
- ATLFAST-II [111, 112] permet de générer des échantillons avec un grand nombre d’évènements tout en gardant une simulation correcte du détecteur. Des options permettent de choisir qu’un ou plusieurs détecteurs soient générés avec GEANT4 et non par simulation rapide. Lorsque les détecteurs internes et les chambres à muons sont générés avec GEANT4 et les calorimètres par simulation rapide, le temps de calcul est divisé par un facteur 10. Lorsque tous les sous-détecteurs sont simulés de manière rapide, le temps gagné sur la simulation est un facteur 100.

4.4 Pondération et corrections

Après la chaîne complète de simulation, il est nécessaire d’appliquer des corrections aux objets ou aux évènements afin de reproduire les propriétés de ces objets observées dans les données. La principale correction est une repondération des évènements. Durant la génération, un grand nombre d’évènements est produit, souvent bien supérieur à celui qui est observé dans les données. Afin d’avoir une normalisation correcte, le poids suivant est appliqué à chaque évènement :

$$w = \frac{\sigma \times k \times L}{N} \quad (4.4)$$

où σ est la section efficace théorique du processus considéré, k est appelé K-facteur et L est la luminosité intégrée. Le K-facteur permet de prendre en compte des corrections sur la section efficace aux ordres supérieurs.

D’autres corrections sont ajoutées pour prendre en compte des différences dans les mesures d’énergie ou d’identification des objets reconstruits. Une partie de ces différentes corrections sera décrite par la suite.

4.5 Reconstruction des objets dans ATLAS

Après la génération des événements, la simulation du détecteur et la numérisation du signal enregistré, les données vont être traitées par des algorithmes permettant de construire les objets utilisés par la suite pour les analyses. Ces algorithmes s'appliquent aussi bien aux données simulées qu'aux données enregistrées par le détecteur. La reconstruction produit des objets avec une quadri-impulsion. Par la suite, la reconstruction des vertex primaires, électrons, muons, jets, neutrinos et l'étiquetage des jets produits par un quark b et neutrinos seront décrits. Il existe aussi des algorithmes pour reconstruire les photons mais ils ne seront pas discutés dans cette thèse.

4.5.1 Vertex primaire

Il existe deux types de vertex dans un événement : les vertex primaires et les vertex secondaires. Le vertex primaire est le lieu de collision de deux partons, il est caractérisé par une multiplicité de traces importante. Lors d'un événement, on appelle vertex primaire principal le vertex où se produit l'interaction la plus dure, les autres sont considérées comme des vertex primaires donnant lieu à des événements sous-jacents. Les vertex secondaires sont caractéristiques de la désintégration de particules instables mais avec un temps de vol mesurable par le détecteur. La multiplicité de traces requise pour ce genre de vertex est moindre que pour le vertex primaire. Les vertex secondaires sont souvent la signature d'une désintégration d'un hadron beau. Ils seront décrits plus en détail dans la section 4.5.5.

Les vertex primaires sont reconstruits à partir d'un algorithme itératif [113]. Des candidats vertex sont obtenus en regardant la position des traces sur l'axe z , sur la ligne de faisceau. Un ajustement itératif par maximisation de vraisemblance, utilisant les traces et le candidat vertex, permet de donner un poids à chaque trace pour quantifier sa compatibilité avec le candidat vertex. Toutes les traces qui sont éloignées de plus de 7σ du candidat vertex sont utilisées pour former un nouveau candidat vertex. L'algorithme s'arrête lorsqu'aucun nouveau candidat apparaît. Lors de la reconstruction, les vertex doivent être à l'origine d'au moins 2 traces avec $|\eta| < 2.5$ et $p_T > 400$ MeV, ainsi qu'au moins 7 coups laissés dans les sous-détecteurs SCT+pixels et 2 coups dans le détecteur à pixels. Dans l'analyse présentée dans la section 6, un vertex primaire devra être à l'origine d'au moins 4 traces. Une même trace peut être associée à plusieurs vertex. Au final, le vertex qui a la plus grande somme des impulsions transverses au carré sera considéré comme le vertex primaire principal.

La figure 4.3(a) montre que l'efficacité de reconstruction d'un vertex primaire diminue avec le nombre de collision par croisement de faisceau, peu importe la sélection faite sur les traces. La figure 4.3(b) montre qu'en 2011, lors des périodes à basse luminosité (et donc peu d'événements sous-jacents), la fraction de faux vertex primaires reconstruits est inférieure à 0.1 %. Lorsque la valeur moyenne de collisions pp par croisement de faisceau est de l'ordre de 41, la fraction de faux vertex reconstruits augmente jusqu'à 7 % [114].

4.5.2 Electrons

Reconstruction des électrons

Un électron est caractérisé par une trace dans les détecteurs internes et un dépôt étroit dans le calorimètre électromagnétique. Par la suite, seuls les électrons produits dans la région centrale du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 2.47$) seront décrits et utilisés. La charge de l'électron se mesure grâce à la courbure de la trace dans les détecteurs internes.

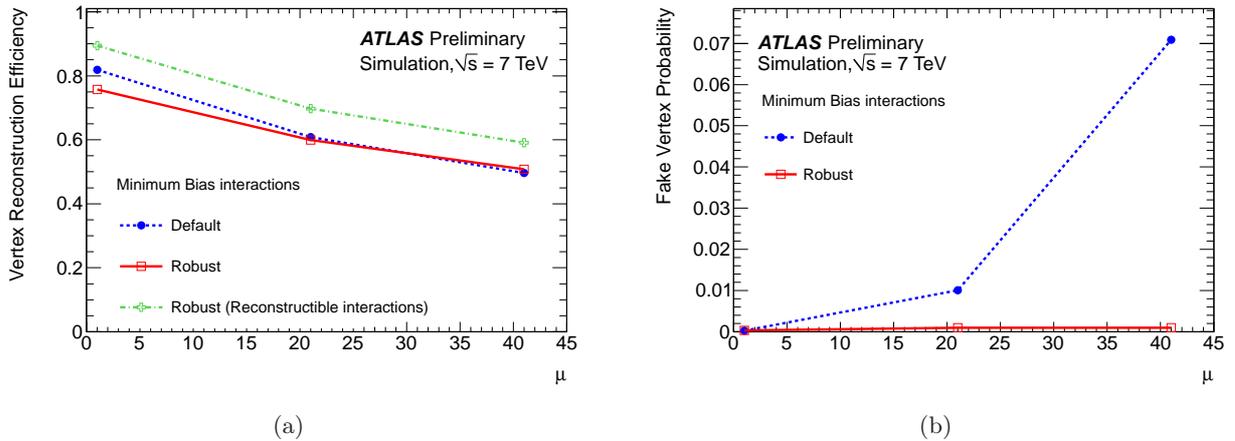


FIGURE 4.3 – Efficacité de reconstruction du vertex primaire (gauche) et probabilité d’avoir un faux vertex (droite) en fonction du nombre de collisions par croisement de faisceau, pour deux sélections de traces [114].

Pour reconstruire un dépôt dans le calorimètre électromagnétique, des groupes de cellules (appelés par la suite *clusters*) avec une énergie transverse déposée supérieure à 2.5 GeV sont recherchés *via* un algorithme dit de fenêtre glissante [115, 116]. Cette fenêtre est de taille 3×5 en unités de cellule de la deuxième couche du calorimètre ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$). Ainsi, tout le calorimètre électromagnétique est balayé et dès qu’un cluster répond aux critères précédents, il est retenu pour la suite de la procédure.

Un électron est composé d’un dépôt d’énergie mais aussi d’une trace dans les détecteurs internes. Un cône est défini autour du cluster retenu, avec un rayon $\Delta R=0.3$ afin de tenir compte des pertes d’énergie par *bremsstrahlung*. À l’intérieur de ce cône, un algorithme de reconstruction de traces est appliqué en utilisant un ajustement par maximisation de vraisemblance (χ^2) qui va tester une hypothèse "pion" et une hypothèse "électron". Si plusieurs traces sont retenues pour un même cluster, alors la trace la plus proche en ΔR du centre du cluster est retenue. Les informations provenant du TRT peuvent aussi être utilisées pour choisir la trace associée. Dans le cas d’un cluster associé à deux traces venant d’une conversion de photon, le cluster est étiqueté "conversion de photon".

Une fois qu’un cluster et une trace sont associés, la taille du cluster est augmentée (3×7 au lieu de 3×5 pour $|\eta| < 1.4$ et 5×5 autrement) afin de tenir compte des différentes répartitions d’énergie possibles dans le cluster et du *bremsstrahlung*. L’énergie est alors évaluée en fonction de 4 paramètres :

- l’énergie estimée déposée avant le calorimètre électromagnétique,
- l’énergie mesurée déposée dans le cluster,
- l’énergie estimée déposée en dehors du cluster (latéralement),
- l’énergie estimée déposée au-delà du calorimètre électromagnétique.

Ces quantités sont estimées en fonction de l’énergie mesurée dans la couche de matériel précédant le calorimètre électromagnétique (appelée *presampler*) et sur les simulations Monte-Carlo.

Identification des électrons

Le but de l’identification des électrons est de séparer les contributions des électrons prompts (provenant de la désintégration d’un boson W^\pm ou Z^0) des électrons non isolés provenant d’une conversion

de photons, de désintégrations Dalitz² ou de jets assimilés à des électrons. Différentes variables discriminantes sont utilisées pour définir 7 sélections [116] :

- **Loose** : cette sélection est basée uniquement sur les informations données par le calorimètre électromagnétique. Elle utilise le rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre électromagnétique et le calorimètre hadronique ainsi que la largeur de la cascade dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique. De plus, l'acceptance est imposée à $|\eta| < 2.47$. L'efficacité d'identification est de l'ordre de 95 %, tandis que la réjection du bruit de fond est de 500,
- **Loose ++** : cette sélection utilise les mêmes critères que **Loose** avec des informations supplémentaires sur le nombre de coups dans les détecteurs internes (au moins 7 coups dans le SCT et 1 coup dans le détecteur à pixels) et la distance en $|\eta|$ entre le cluster et la trace associée. L'efficacité d'identification est proche de celle obtenue avec **Loose** mais la réjection est de l'ordre de 5000,
- **Medium** : cette sélection ajoute des critères sur la largeur de la cascade dans la première couche du calorimètre électromagnétique, le rapport entre les deux plus grands dépôts d'énergie et la somme de toutes les énergies déposées dans un cluster, le paramètre d'impact transverse doit être d'au moins 5 mm. L'efficacité d'identification est de l'ordre de 88 % et la réjection est du même ordre que pour **Loose ++**,
- **Medium ++** : cette sélection utilise les critères de **Medium** avec des conditions additionnelles sur la distance en $|\eta|$ entre la trace et le cluster plus petite que 0.005, au moins un coup dans la première couche du détecteur à pixels (appelé *B-layer*) ainsi que plusieurs coups dans le TRT. L'efficacité d'identification est d'environ 85 % pour une réjection de 50000,
- **Tight** : la sélection **Tight** ajoute des critères sur la distance en $\Delta\phi$ entre le cluster et sa trace associée, le rapport entre l'énergie mesurée dans le cluster et l'impulsion mesurée avec la trace, le paramètre d'impact transverse doit être d'au moins 1 mm, et un veto sur les clusters étiquetés "conversion de photons". L'efficacité de cette sélection est de 75 % alors que le taux de réjection est de l'ordre du mode **Medium ++**,
- **Tight ++** : cette sélection reprend toute la sélection **Tight** en ajoutant un critère sur la possibilité d'avoir une asymétrie dans le $\Delta\phi$ entre le cluster et sa trace associée. Cet ajout permet d'améliorer sensiblement l'efficacité d'identification ainsi que la réjection par rapport à la sélection **Tight**,
- **Multilepton** : en 2012, cette sélection a été rajoutée pour les analyses du type $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$. Ce sont les mêmes critères que la sélection **Medium** sans le paramètre d'impact, en ajoutant des variables permettant de caractériser les effets de *bremsstrahlung*.

Afin de réduire la contamination des leptons provenant de la désintégration de hadrons, l'électron doit être isolé. Pour cela, deux variables sont définies. L'isolation basée sur le calorimètre est estimée en utilisant l'énergie transverse dans un cône de rayon 0.2 autour de l'électron, en excluant la contribution de l'électron lui-même. De la même manière, l'isolation basée sur la trace est estimée en utilisant l'impulsion transverse de toutes les traces dans un cône de rayon 0.3 en enlevant la contribution de la trace de l'électron.

Dans le chapitre 6, des coupures dépendantes de E_T et η_{cluster} sont appliquées aux deux variables définies précédemment pour avoir une efficacité d'isolation de 90 %. Après ces coupures $E_T^{\Delta R=0.2}$ est compris entre 1.05 et 2.7 GeV et $p_T^{\Delta R=0.3}$ est compris entre 0.9 et 1.15 GeV. Enfin, les électrons doivent être isolés des jets en respectant le critère $\Delta R(e, jet) > 0.4$. Si le ΔR entre un électron et un jet est inférieur à 0.2, alors le jet est exclu. Ensuite, si le ΔR entre un électron et un jet est plus petit que

2. Une désintégration Dalitz est une désintégration d'un méson en 2 leptons et un photon, par exemple $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Une double désintégration Dalitz a un état final à 4 leptons.

0.4, alors l'électron est exclu.

Facteurs correctifs appliqués aux électrons

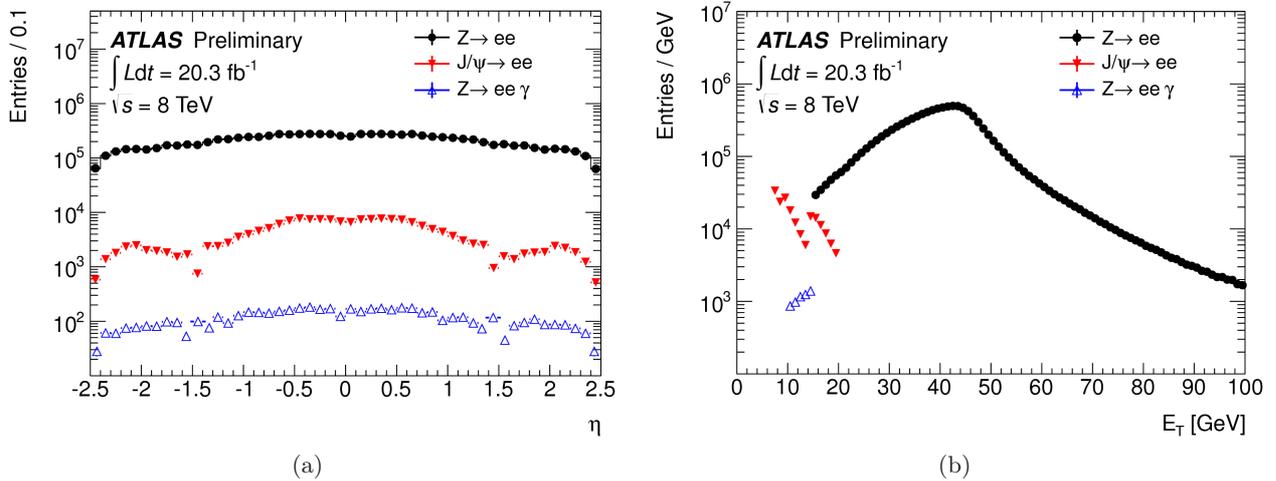


FIGURE 4.4 – Distributions montrant le domaine de validité des événements $J/\Psi \rightarrow ee$, $Z \rightarrow ee\gamma$ et $Z \rightarrow ee$ en fonction de η (gauche) et de l'énergie transverse E_T (droite) [117].

L'efficacité d'identification des électrons dans ATLAS se mesure à partir d'évènements $J/\Psi \rightarrow ee$ pour les basses impulsions ($7 \text{ GeV} < E_T < 15 \text{ GeV}$) et $Z \rightarrow ee$ pour les hautes impulsions ($15 \text{ GeV} < E_T$). Les figures 4.4(a) et 4.4(b) montrent le domaine de validité des différents évènements utilisés pour l'identification. Les facteurs d'échelle sont dérivés en fonction des régions en $|\eta|$ et en E_T de l'électron. Ces facteurs d'échelle apparaissent sous la forme de poids par évènement simulé afin de tenir compte des différences d'efficacité entre la simulation et les données (figure 4.5(a)) [117].

L'efficacité de reconstruction est définie comme le rapport entre le nombre d'électrons reconstruits avec un cluster et sa trace associée et le nombre d'électrons reconstruits avec un cluster et avec ou sans trace associée. Ce rapport est mesuré dans des évènements $Z \rightarrow ee$ et est calculé pour différentes régions en $|\eta|$ et en E_T de l'électron (figures 4.5(b)) [117]. Il est appliqué sous forme de facteurs d'échelle aux évènements simulés. Ces facteurs d'échelle ont une valeur proche de 1 à l'exception des régions à grand $|\eta|$.

4.5.3 Muons

Un muon peut être identifié par une trace dans les détecteurs internes, une trace dans les chambres à muons et très peu d'énergie déposée dans les calorimètres car les muons les traversent au minimum d'ionisation. Tout comme pour les électrons, il existe plusieurs façons de reconstruire les muons en fonction de critères de reconstruction [118] :

- **Standalone** : la trajectoire du muon est reconstruite en utilisant uniquement les données des chambres à muons. La direction et le paramètre d'impact sont estimés par extrapolation de la trace des chambres à muons sur la ligne de faisceau, en tenant compte de l'énergie perdue dans les calorimètres (valable jusqu'à $|\eta| < 2.7$),
- **Combined** : la trajectoire du muon est reconstruite en utilisant les données du détecteur interne et des chambres à muons. La trace finale est la combinaison d'une trace standalone et d'une trace

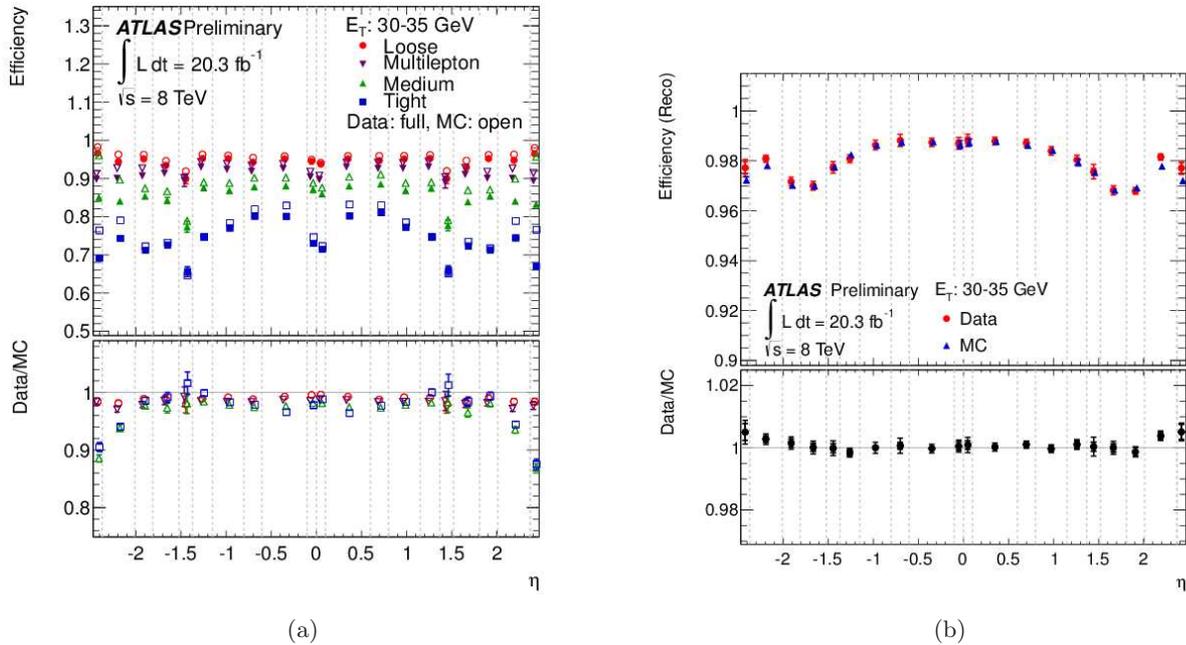


FIGURE 4.5 – Efficacité d’identification (gauche) et de reconstruction (droite) pour des électrons d’énergie transverse comprise entre 30 et 35 GeV [117].

dans les détecteurs internes,

- **Segment – tagged** : une trace dans les détecteurs internes est identifiée comme un muon si la trace extrapolée dans les chambres à muons correspond à des coups dans les MDT ou CSC,
- **Calorimeter – tagged** la trajectoire du muon est reconstruite grâce à une trace dans les détecteurs internes et un dépôt d’énergie dans les calorimètres correspondant à une particule au minimum d’ionisation. Cette sélection donne une mauvaise pureté de muons mais permet de couvrir des régions où il n’existe aucune chambre à muon.

Les muons **Combined** sont reconstruits à l’aide de l’algorithme Muid [119]. Il existe un algorithme Staco³ mais dans les analyses présentées par la suite, seuls les muons reconstruits avec l’algorithme Muid sont considérés. D’une part, une trace est recherchée dans les RPC et TGC, dans des régions de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$. Une trace est formée à partir de 2 coups ou plus dans différentes parties des chambres à muons. Les traces sont alors extrapolées au niveau de la ligne de faisceau. D’autre part, les traces dans les détecteurs internes sont reconstruites séparément (voir section 4.5.1). Un test de maximisation de vraisemblance est appliqué pour combiner les traces des chambres à muons et des détecteurs internes. Si plusieurs combinaisons sont possibles, la paire de traces chambres à muons/détecteurs internes avec la plus haute valeur d’une vraisemblance est choisie. Des critères de qualité additionnels sont appliqués aux traces des détecteurs internes :

- au moins un coup dans la première couche du détecteur à pixels,
- au moins 2 coups dans le détecteur à pixels,

3. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/StacoMuonCollection>

- au moins 6 coups dans le SCT,
- moins de 2 coups dans des parties du SCT qui ne répondent pas comme attendu,
- dans le TRT, le rapport entre le nombre de coups qui ne sont pas sur la trace et le nombre qui sont sur la trace doit être plus petit que 0.9 (dans le cas de plus de 5 coups sur la trace).

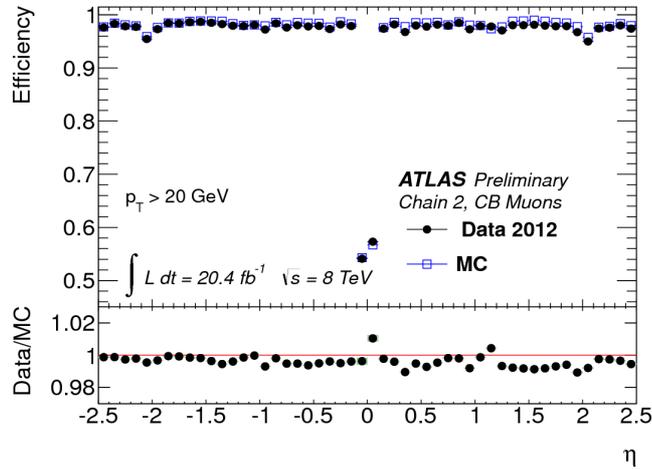


FIGURE 4.6 – Efficacité de reconstruction de muons **Combined** en fonction de η , avec des muons de $p_T > 20$ GeV [119].

L'acceptance des muons est limitée à $|\eta| < 2.5$ à cause des détecteurs internes. L'impulsion des muons **Combined** est calculée comme la moyenne des impulsions mesurées dans les détecteurs internes et les chambres à muons. L'efficacité de reconstruction et d'isolation des muons est estimée à partir de lots d'évènements $Z \rightarrow \mu\mu$ afin de comparer les impulsions transverses des muons sur simulation et dans les données (figure 4.6). Elle est supérieure à 95 % sauf pour les régions à $\eta = 0$.

Dans le chapitre 6, l'isolation des muons est régie par la "mini-isolation", qui signifie que le cône d'isolation décroît avec l'impulsion transverse : $\Delta R = 0.4/(p_T/10 \text{ GeV})$. De plus les muons doivent être isolés des jets en respectant le critère $\Delta R(\mu, jet) > 0.4$. Si ce critère n'est pas respecté, alors le jet est exclu.

4.5.4 Jets

Reconstruction des jets

A cause du phénomène de confinement prédit par la QCD, les partons n'apparaissent jamais à l'état libre dans le détecteur, ils forment des gerbes de particules connus sous le nom de jets. Les jets sont reconnaissables par un ensemble de traces et des dépôts dans les calorimètres électromagnétique et hadronique.

Comme nous l'avons vu pour les électrons, les dépôts d'énergie dans les calorimètres sont regroupés en cluster. Un cluster topologique, ou topo-cluster, est un ensemble de cellules dynamique regroupé autour du cluster. Pour qu'un cluster se forme dans le calorimètre hadronique, l'énergie doit être supérieure à 4σ du piédestal. Les cellules voisines du cluster sont ajoutées au topo-cluster si l'énergie est supérieure à 2σ du piédestal, où σ est l'écart-type du piédestal du signal des cellules en considérant la combinaison des bruits de fond électroniques et de l'effet d'empilement. Enfin, toutes les cellules voisines de ce topo-cluster sont associées si elles ont une énergie supérieure au piédestal.

Les topo-clusters servent de point de départ aux algorithmes de reconstruction des jets. L'algo-

rithme utilisé dans l'analyse présentée dans la section 6 est l'algorithme anti- k_t [120]. Deux distances doivent être définies :

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}^{2p}, p_{T,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (4.5)$$

$$d_i = p_{T,i}^{2p} \quad (4.6)$$

où d_{ij} représente la distance entre des entités (particules, pseudo-jets) i et j , d_i est la distance entre l'entité i et le faisceau. $p_{T,i}$ est l'impulsion transverse de la particule i . R est le rayon du cône contenant l'ensemble des particules d'un jet. Seul le cas $R=0.4$ est utilisé par la suite. p est un facteur qui peut être égal à 1, 0 ou -1. Dans le cas de l'algorithme anti- k_T , $p = -1$. Si $d_i < d_{ij}$, l'entité i est considérée comme un jet et est retirée de la liste des entités disponibles. Dans le cas contraire, les entités i et j sont rassemblées pour ne former qu'une seule nouvelle entité. L'itération s'arrête lorsqu'il n'est plus possible de regrouper deux entités.

Étalonnage des jets

L'énergie d'un jet mesurée par le détecteur est différente de l'énergie transportée par le parton initial car une partie de l'énergie est perdue dans les absorbeurs des calorimètres. Ainsi, les jets doivent être étalonnés afin que la mesure de leur énergie soit correcte. L'énergie de référence est obtenue en considérant les jets *via* la vérité Monte-Carlo, avant l'étape de la simulation du détecteur. Les jets sont d'abord reconstruits à l'échelle électromagnétique. Cette échelle a été obtenue lors de tests en faisceau [84]. L'échelle d'énergie du calorimètre électromagnétique est corrigée en utilisant la masse invariante d'événements $Z \rightarrow ee$. Cependant, cette correction ne prend en compte que la partie électromagnétique des jets et non la partie hadronique. De plus, l'échelle électromagnétique ne prend pas en compte certains effets comme la non-compensation des deux calorimètres ou l'énergie perdue dans des régions autres que les calorimètres.

Différentes techniques d'étalonnage sont disponibles, avec des complexités et des sources d'erreurs systématiques différentes [121] :

- **EM+JES** : cet étalonnage permet de faire le lien entre l'énergie des jets enregistrée dans les calorimètres et l'énergie des particules qui composent le jet. Les constantes d'étalonnage sont calculées à partir de simulation Monte-Carlo, sur des événements γ +jet ou di-jet. Elles sont appliquées en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité des jets,
- **Global Sequential (GS)** : cet étalonnage utilise les propriétés longitudinales et transverses de la structure des jets pour améliorer la résolution en énergie, tout en gardant fixe la valeur moyenne. Les jets sont d'abord étalonnés avec **EM+JES** puis une constante d'étalonnage est appliquée pour différentes régions en p_T et η du jet,
- **Global Cell Energy-Density Weighting (GCW)** : cet étalonnage sert à compenser les différences de réponse des calorimètres pour un hadron ou une particule électromagnétique. Pour cela, un poids est attribué à chaque cellule composant le jet en fonction de l'énergie déposée et de la couche du calorimètre. Ils sont estimés sur simulation et doivent minimiser les fluctuations en énergie entre les jets reconstruits et les jets de la vérité Monte-Carlo. Après cette pondération, une correction en échelle d'énergie des jets est appliquée,
- **Local Cluster Weighting (LCW)** : cet étalonnage utilise les propriétés des clusters tels que leur énergie ou leur profondeur dans le calorimètre. Tout comme pour **GCW**, chaque cluster

reçoit un poids, estimé sur Monte-Carlo avec des pions neutres et chargés. Enfin, une correction en énergie est appliquée.

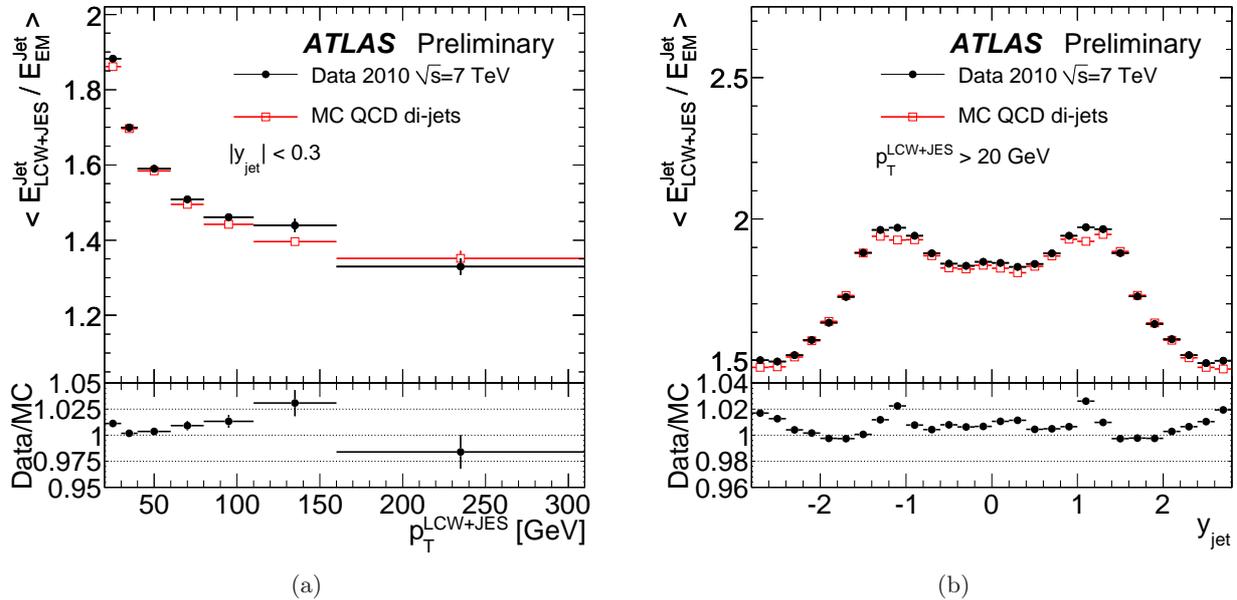


FIGURE 4.7 – Rapport entre l'énergie des jets étalonnée avec l'algorithme **LCW** et l'énergie non-étalonnée en fonction de l'impulsion transverse (gauche) et de la rapidité (droite) du jet considéré [121].

Les figures 4.7(a) et 4.7(b) montrent l'amplitude moyenne de l'étalonnage **LCW** en fonction de p_{T} et η du jet. En moyenne, l'étalonnage augmente l'énergie du jet d'un facteur allant de 50 % à 100 % de manière identique pour les données et la simulation. Par la suite, les jets considérés sont étalonnés avec l'algorithme **LCW**.

Résolution des jets

La résolution en énergie des jets (JER) est estimée en comparant des événements simulés de biais minimum et les données enregistrées par le détecteur. Les quatre différents étalonnages des jets sont testés. Deux méthodes sont utilisées pour déterminer la JER, les résultats sont en accord à hauteur de 2 %. Les erreurs systématiques associées sont de l'ordre de 8 % pour un jet de 30 GeV et de 4 % pour un jet de 500 GeV. L'accord entre les données et la simulation Monte-Carlo est meilleure que 10 % [122].

Rejet des jets issus d'événements sous-jacents

Les jets peuvent être produits par une interaction dure, mais peuvent également provenir d'événements sous-jacents. Cela se traduit par des jets additionnels ou des restes d'événements du dernier croisement de paquets dans les calorimètres. La variable JVF (*Jet Vertex Fraction*) est la fraction de la somme des impulsions transverses des traces d'un jet venant du vertex primaire par rapport à la somme totale des impulsions transverses de toutes les traces associées à ce jet. Seuls les jets avec $p_{\text{T}} < 50$ GeV et $|\eta| < 2.4$ sont pris en compte dans le calcul. Une sélection sur cette variable JVF permet de rejeter de faux jets calorimétriques ainsi que des jets venant d'événements sous-jacents. Les études sont faites sur des événements Z +jets puis les résultats sont comparés aux données. Les

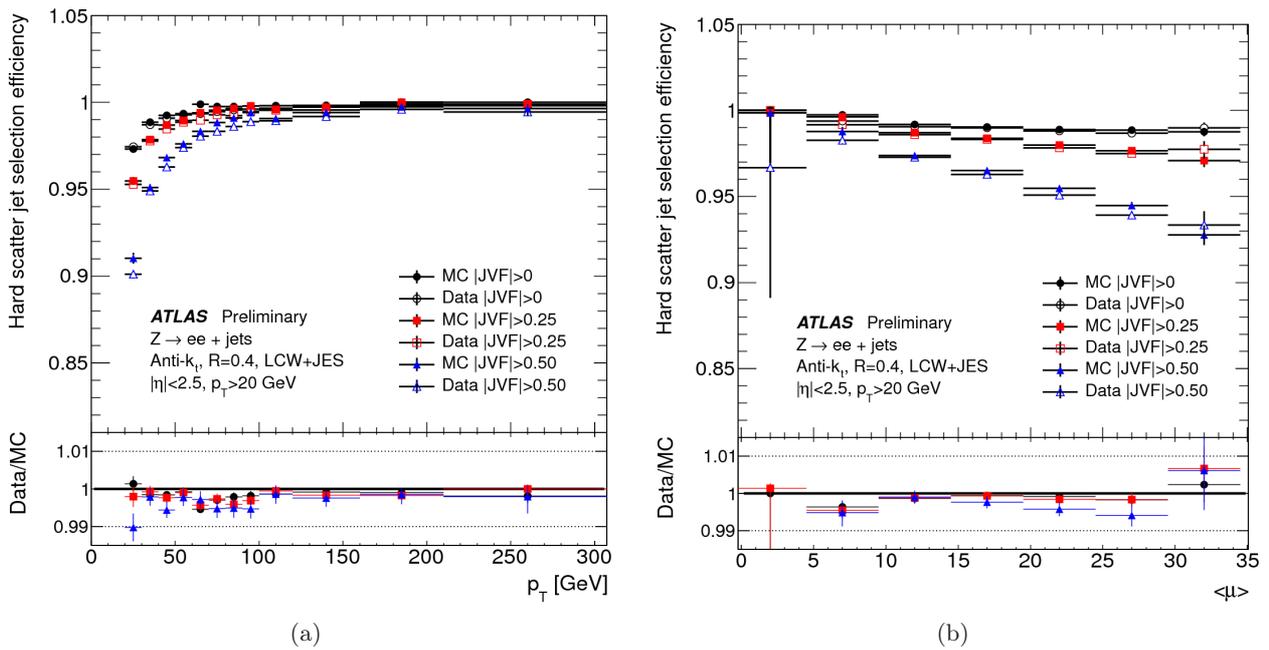


FIGURE 4.8 – Efficacités de sélection par la variable JVF en fonction de l’impulsion transverse (gauche) et du nombre de collisions par croisement de faisceau (droite) [123].

erreurs systématiques sont dérivées pour plusieurs régions en impulsion transverse des jets, comme le montrent les figures 4.8(a) et 4.8(b) [123]. Dans les chapitres 6 et 7, tous les jets doivent respecter le critère $JVF > 0.5$.

4.5.5 Jets provenant d’un quark beau

Les quarks b interviennent dans de nombreuses topologies, en particulier dans la désintégration des quarks top. Les hadrons beaux, contenant au moins un quark b , ont la particularité d’avoir un temps de vie de quelques ps, ils peuvent donc voler sur quelques millimètres et ainsi être distingués de jets provenant de quarks légers, comme sur la figure 4.9. Les algorithmes d’étiquetage vont s’appuyer sur cette propriété pour rechercher des jets issus de quarks b .

Algorithmes d’étiquetage

Il existe 3 principaux types d’algorithme d’étiquetage de jets de quark b [124] :

- **Algorithmes basés sur le paramètre d’impact** : cet algorithme (appelé IP3D) utilise deux paramètres : la projection du paramètre d’impact dans le plan transverse d_0 et la projection du paramètre d’impact dans le plan longitudinal z_0 . Les variables utilisées sont les significations statistiques des deux projections du paramètre d’impact : d_0/σ_{d_0} et z_0/σ_{z_0} , où σ_{d_0} et σ_{z_0} sont les erreurs sur d_0 et z_0 . Ces rapports sont calculés pour chaque trace contenue dans le jet afin de déterminer une probabilité d’étiquetage. Si cette probabilité est plus grande qu’un certain seuil (appelé point de fonctionnement) alors le jet est considéré comme étiqueté b ,
- **Algorithmes basés sur le vertex secondaire** : toutes les combinaisons de deux traces dans le jet sont testées pour construire un vertex qui ne soit pas compatible avec le vertex primaire. Les

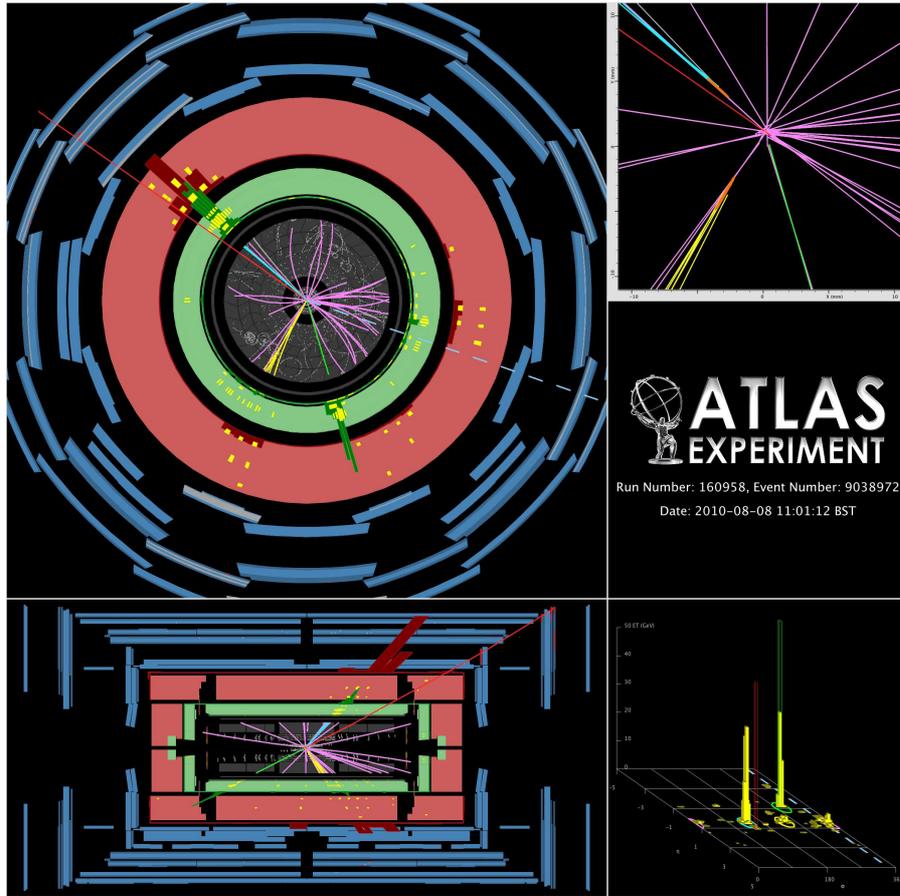


FIGURE 4.9 – Evènement enregistré en 2011 montrant deux candidats quarks top se désintégrant leptoniquement. La partie en haut à droite montre les deux vertex secondaires des deux jets de quarks b provenant des deux quarks top.

vertex compatibles avec des V^0 ⁴ sont exclus. L'algorithme *SV0* utilise la signification statistique de la longueur de vol en trois dimensions L/σ_L . L'algorithme *SV1* utilise trois propriétés du vertex secondaire : la masse invariante de toutes les traces associées au vertex secondaire (plus élevée pour les jets de quark b), le rapport entre la somme des énergies des traces du vertex secondaire et la somme des énergies des traces du vertex primaire (élevé car le quark b emporte en moyenne une grande fraction de l'énergie) et le nombre de paires de traces contenues dans le vertex primaire (en général élevé pour un jet de quark b). Ces trois variables sont alors combinées dans une fonction de vraisemblance,

- **Algorithmes basés sur la reconstruction de la chaîne de désintégration** : l'algorithme *JetFitter* permet de faire un ajustement des chaînes de désintégration des hadrons beaux et charmés en déterminant une ligne commune entre le vertex primaire et les vertex des candidats hadrons lourds. Ensuite, une fonction de vraisemblance semblable à celle de l'algorithme *SV1* est utilisée pour discriminer les jets provenant de quarks lourds et les jets de quarks légers.

Afin d'avoir une meilleure efficacité, les différents algorithmes sont combinés. Deux algorithmes ont été créés à partir de la combinaison des trois algorithmes décrits précédemment : *MV1* et *JetFitterCombNN*. Ces deux programmes utilisent un réseau de neurones afin de combiner les poids

4. V^0 est un terme générique pour définir une particule neutre se désintégrant en 2 corps.

de JetFitter et IP3D ainsi que SV1, JetFitter+IP3D et IP3D pour JetFitterCombNN et MV1 respectivement.

Facteurs correctifs sur les jets étiquetés b

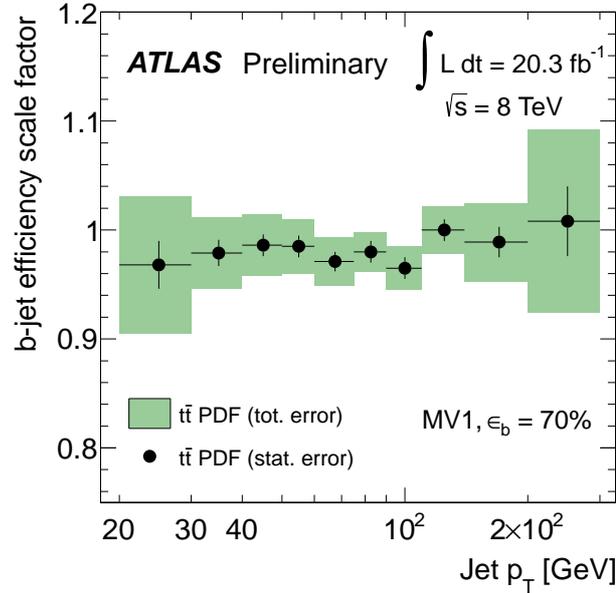


FIGURE 4.10 – Facteurs correctifs d’efficacité d’étiquetage des jets de quark b mesurés dans des événements $t\bar{t}$ pour un point de fonctionnement de l’algorithme MV1 de 70 % en fonction de l’impulsion transverse du jet [125].

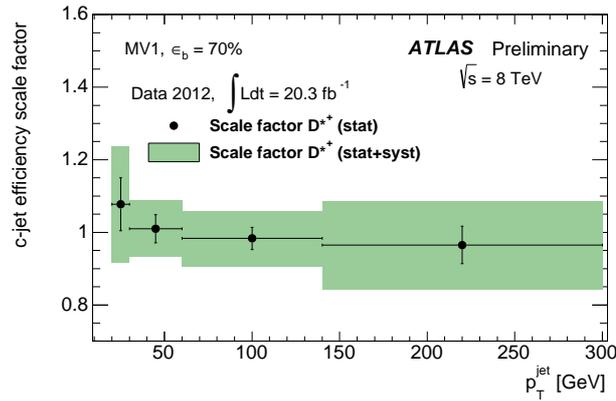


FIGURE 4.11 – Facteurs correctifs d’efficacité d’étiquetage des jets de quark c mesurés pour un point de fonctionnement de l’algorithme MV1 de 70 % en fonction de l’impulsion transverse du jet [126].

Il existe trois types d’efficacité mesurés lors de l’étiquetage de jets : l’efficacité d’étiquetage des jets de quark b [125], de quark c [126] et de quarks légers [126]. L’efficacité d’étiquetage des jets de quark b se fait à partir d’événements $t\bar{t} \rightarrow b\nu b\nu$ et des événements contenant deux jets afin d’avoir un lot pur en jets provenant de quark b . Les facteurs correctifs sont donnés pour différentes régions d’impulsion transverse du jet et les incertitudes sont inférieures à 4 % (figure 4.10). La mesure de

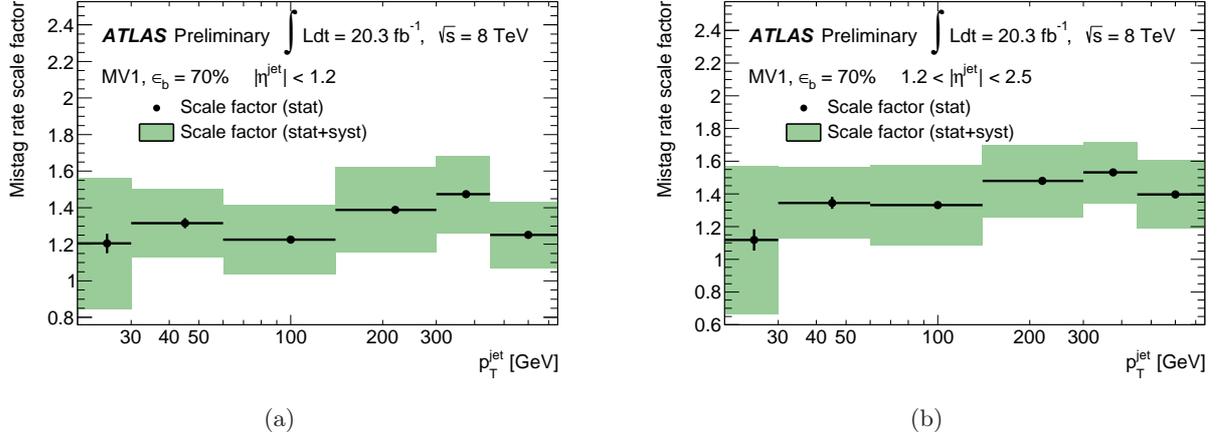


FIGURE 4.12 – Facteurs correctifs de mauvaise identification de jets de quark b mesurés pour un point de fonctionnement de l'algorithme MV1 de 70 % en fonction du p_T du jet et pour deux intervalles en pseudo-rapidité [126].

l'efficacité d'étiquetage des jets de quark c se fait à partir d'évènements $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^-\pi^+)\pi^+$. Les facteurs correctifs sont dérivés pour différentes régions en p_T et η du jet et les incertitudes sont comprises entre 3 et 15 % (figure 4.11). Pour les efficacités de mauvais étiquetage, des lots d'évènements enrichis en jets légers sont utilisés. Les facteurs correctifs sont calculés pour plusieurs régions en p_T et η du jet et les incertitudes vont de 12 % pour des points de fonctionnement lâches à 50 % pour des points de fonctionnement plus durs (figures 4.12(a) et 4.12(b)).

4.5.6 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est définie comme l'énergie nécessaire pour que l'énergie totale dans le plan transverse soit nulle, après avoir sommé vectoriellement toutes les contributions enregistrées dans le détecteur. Cette quantité est notée E_T^{miss} . La présence d'énergie transverse manquante peut être due à la production d'un ou plusieurs neutrinos, voire de nouvelles particules n'interagissant que très peu avec la matière. Cependant, une "fausse" énergie transverse manquante peut être obtenue à cause d'effets de résolution, de parties du détecteur hors-service, non instrumentées ou bruyantes.

L'algorithme de reconstruction de E_T^{miss} utilise les dépôts d'énergie dans les calorimètres ainsi que des muons **Segment – tagged** pour prendre en compte les muons de basse impulsion transverse. Les traces sont aussi prises en compte pour les particules de basse énergie n'atteignant pas les calorimètres. Le calcul de E_T^{miss} est fait à partir d'objets physiques reconstruits [127] :

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss,e}} + E_{x(y)}^{\text{miss,\gamma}} + E_{x(y)}^{\text{miss,\tau}} + E_{x(y)}^{\text{miss,jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss,\mu}} + E_{x(y)}^{\text{miss,softterm}} \quad (4.7)$$

$$E_T^{\text{miss}} = (E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2 \quad (4.8)$$

Chaque terme intervenant dans le calcul de $E_{x(y)}^{\text{miss}}$ est calculé comme la somme négative des objets reconstruits, projetés sur les axes x ou y . Le terme $E_{x(y)}^{\text{miss,softterm}}$ représente la contribution des dépôts d'énergie dans les calorimètres qui ne sont associés à aucun objet physique et la contribution des jets avec une impulsion transverse inférieure à 20 GeV.

5 Phénoménologie des modèles à deux quarks top de même signe

«Je n'arrive pas à le croire! Je n'arrive pas à le croire! Oh, Ron, c'est tellement merveilleux! Un préfet! Tout le monde l'a été dans la famille!
- Et Fred et moi, on est qui? Des voisins de pallier? »

Famille Weasley, Harry Potter et l'Ordre du Phénix

5.1 Revue théorique

Dans le cadre du Modèle Standard, la production d'évènements à deux quarks top de même signe n'existe pas au premier ordre (diagramme à l'arbre). Cependant, des théories de Nouvelle Physique prédisent cette topologie avec une plus grande probabilité d'occurrence. On peut distinguer trois modes de production des paires de quarks top : par échange d'une particule de charge $\frac{4}{3}$ en voie s, par échange d'une particule neutre en voie t avec changement de saveur par courant neutre (FCNC) ou dans les cascades de désintégration de particules supersymétriques.

Au cours de cette thèse, la génération, la validation des évènements des deux modèles phénoménologiques présentés par la suite ainsi que l'estimation de la faisabilité des analyses ont été réalisées.

5.1.1 Production par changement de saveur par courant neutre

Dans le Modèle Standard, les processus de FCNC sont interdits à l'ordre de l'arbre et sont fortement supprimés aux ordres suivants (de l'ordre de 10^{-14}) [128, 129], conséquence du mécanisme de GIM [130].

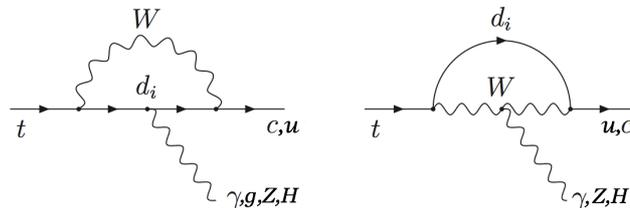


FIGURE 5.1 – Diagrammes de Feynman des processus $t \rightarrow Xq$ autorisés par le Modèle Standard (où $q = u, c$ et $X = g, \gamma, H, Z$).

La figure 5.1 montre la contribution du Modèle Standard aux processus $t \rightarrow Xq$, où q est un quark de type up et X est un boson neutre, vecteur ou scalaire. Comme ces diagrammes existent, il est

alors possible de produire une paire de quarks top de même charge électrique. L'un des diagrammes possibles est montré sur la figure 5.2.

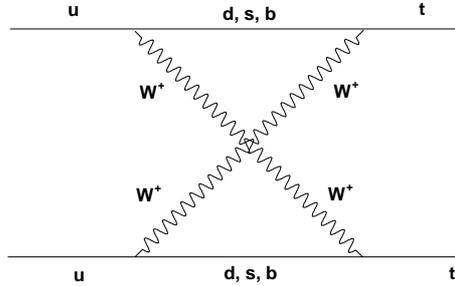


FIGURE 5.2 – Diagramme de Feynman du processus $pp \rightarrow tt$ autorisé par le Modèle Standard.

Dans les théories au delà du Modèle Standard, cette forte suppression peut être amoindrie et les couplages au top par FCNC plus importants que ceux prédits par le Modèle Standard. Certains de ces modèles seront discutés par la suite.

Modèles prédisant de nouveaux quarks

Dans les modèles avec des singlets de quarks supplémentaires [131], la matrice CKM (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa) n'est plus unitaire, les contraintes du mécanisme de GIM entraînant la suppression des processus FCNC sont relâchées. Ainsi, pour des quarks supplémentaires de charge $2/3$, des diagrammes comme sur la figure 5.3 sont possibles.

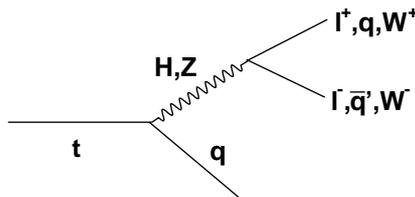


FIGURE 5.3 – Diagramme de Feynman d'un processus FCNC possible dans les modèles prédisant de nouveaux quarks.

Ces modèles prédisent donc des interactions de FCNC à l'ordre de l'arbre. Les rapports de branchement des processus $t \rightarrow \gamma q$ et $t \rightarrow gq$ sont alors de l'ordre de 10^{-8} au lieu de 10^{-14} dans le Modèle Standard. Pour des quarks supplémentaires de charge $-1/3$, les rapports de branchement restent faibles pour être en accord avec les contraintes expérimentales sur la violation d'unitarité de la matrice CKM¹.

1. http://ckmfitter.in2p3.fr/www/html/ckm_results.html

Modèle à 2 doublets de bosons de Higgs (2HDM)

Dans les théories 2HDM [32], seuls les modèles de type III décrits dans la section 1.4.2 prévoient des changements de saveur par courant neutre à l'ordre de l'arbre. Cependant, l'introduction de symétries supplémentaires permet de supprimer naturellement le mécanisme de production de ces processus FCNC. Si ces symétries ne sont pas prises en compte, les couplages au boson de Higgs standard ne sont pas négligeables et dépendent de la masse des quarks mis en jeu. De plus, les nouveaux champs scalaires prédits dans ces modèles contribuent à la production des processus de FCNC, avec des diagrammes analogues aux diagrammes de la figure 5.1, en remplaçant le boson W par un boson scalaire chargé ou en ayant un quark de type up et un boson scalaire neutre. Pour les désintégrations faisant intervenir un quark charmé, les rapports de branchement sont de l'ordre de 10^{-4} . Si les FCNC à l'ordre de l'arbre sont supprimés pour les bosons du Modèle Standard, il reste la contribution des bosons de Higgs neutres et chargés supplémentaires qui permet d'augmenter les rapports de branchement jusqu'à 10^{-5} pour les désintégrations avec un quark charmé. Si ces processus existent, il est alors possible de produire un état final à deux quarks top de même charge électrique.

Modèle avec un nouveau boson Z'

En 2012, les collaborations CDF et D0 ont publié la mesure sur l'asymétrie avant-arrière du quark top [132, 133]. Les résultats montrent une déviation de l'ordre de 2σ avec la valeur prédite par le Modèle Standard. Plusieurs théories peuvent expliquer ce résultat dont l'une qui prédit un boson exotique Z' . Ce boson est associé au groupe de symétrie abélien $U(1)_{Z'}$, avec des couplages de saveurs non-diagonaux. Ce boson serait échangé par voie t et pourrait produire une asymétrie grâce au processus $u\bar{u} \rightarrow t\bar{t}$ (figure 5.4(a)). Alors, le processus $uu \rightarrow tt$ est aussi possible par échange d'un boson Z' en voie t (figure 5.4(b)). En 2011, une analyse a permis de calculer une limite sur la section efficace de production de ce processus de l'ordre de 1.7 pb, pour une masse de Z' de 150 GeV [134].

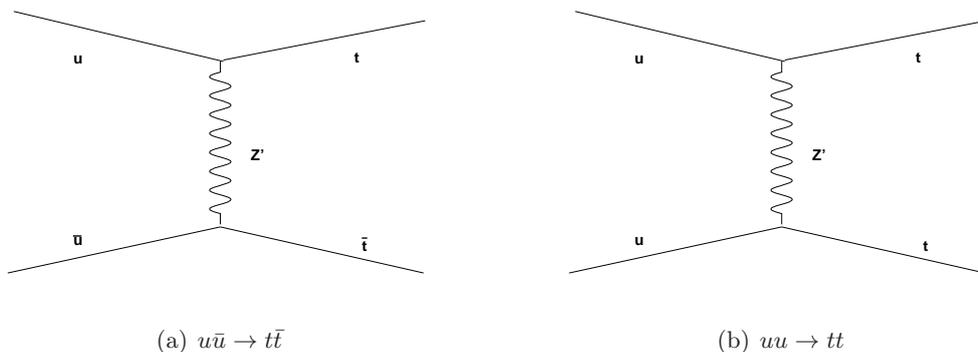


FIGURE 5.4 – Diagrammes de Feynman représentant l'échange d'un boson exotique Z' en voie t dans le cas (a) d'un état final $t\bar{t}$ (b) d'un état final tt .

5.1.2 Production par échange d'une particule de charge 4/3

La production de paires de quarks top de même signe peut aussi se faire par échange d'une particule de charge 4/3 en voie s. Ces particules peuvent être :

- de spin 1 (voir figure ??) [135] :
 - un triplet de couleur, doublet d'isospin Q_μ^5

- un sextet de couleur, doublet d'isospin Y_μ^5
- de spin 0 [135] :
 - un sextet de couleur, singlet d'isospin Ω^4
 - un sextet de couleur, inclus dans un triplet d'isospin Σ

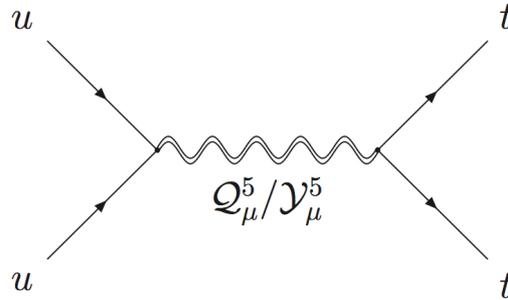


FIGURE 5.5 – Diagramme de Feynman du processus $uu \rightarrow tt$ via une particule de charge $4/3$.

5.1.3 Production associée

Modèles supersymétriques (SUSY) avec R-parité conservée

Dans le contexte du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) [136, 137], en considérant que tous les squarks n'ont pas la même masse et que ces masses sont supérieures à 200 GeV, les taux de désintégration du quark top avec des processus de FCNC peuvent être une dizaine d'ordre de grandeur au dessus de ce qui est prédit par le Modèle Standard [138]. La plus grande contribution à ces taux élevés vient de diagrammes faisant intervenir des échanges de gluinos.

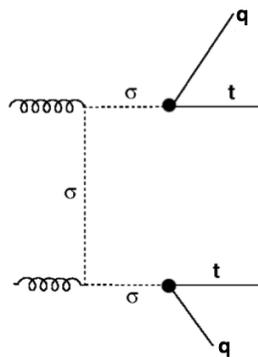


FIGURE 5.6 – Production de quarks top de même signe via la désintégration de sgluons, où $q = u, c$.

Dans le cadre de modèles MRSSM (la R-parité devient une symétrie continue), des particules scalaires colorées (appelées sgluons et notées σ) peuvent se désintégrer en un quark top et un quark léger. La production par paires étant privilégiée, on peut obtenir une topologie à 2 quarks top de même signe associés à 2 quarks légers (figure 5.6).

Modèles supersymétriques (SUSY) sans R-parité conservée

Certains modèles de SUSY où la R-parité est violée prévoient des désintégrations du top par FCNC. Ces processus sont produits par des interactions qui violent le nombre baryonique. Les rapports de branchement sont de l'ordre de 10^{-5} .

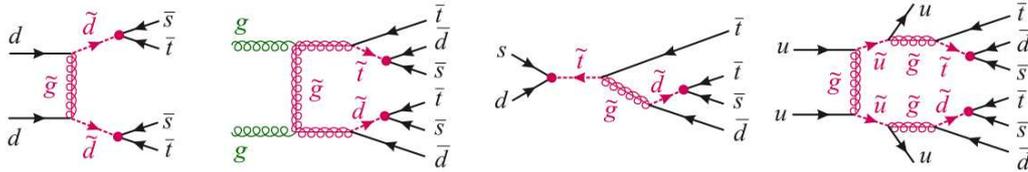


FIGURE 5.7 – Exemples de processus conduisant à la production de paires de quarks top de même signe

Ces modèles [139, 140] discutent de la production d'une paire de quarks top de même signe dans une cascade de désintégrations de particules SUSY (voir figure 5.7). Deux tops de même signe sont produits en association avec plusieurs quarks (de 2 à 4).

5.2 Modèle effectif : interaction de contact entre 4 fermions

5.2.1 Description

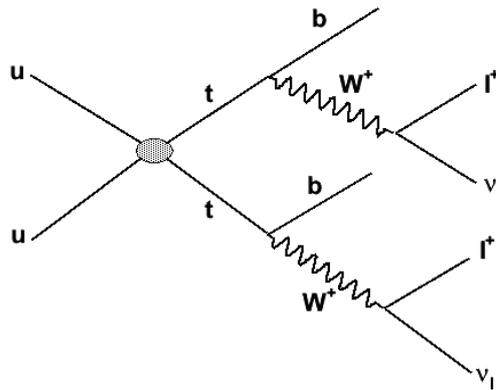
Une paire de quarks top de même signe peut être produite par échange de particules en voie s ou en voie t. Si la masse de ces particules est bien plus grande que l'échelle de brisure de symétrie électrofaible, alors il est possible d'assimiler ces échanges de particules à une interaction effective entre 4 fermions.

On peut noter que ce modèle d'interaction de contact entre 4 fermions a été utilisé afin de donner une explication à l'asymétrie avant-arrière observée au Tevatron en partant du principe qu'une particule est échangée entre le quark top et l'anti-quark top par FCNC. Ainsi, si ce mécanisme a lieu, alors la production d'une paire de quarks top de même charge devient non-négligeable et pourrait être observée.

Cette interaction de contact entre 4 fermions est décrite par le lagrangien suivant [135] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4F} = & \frac{1}{2} \frac{C_{LL}}{\Lambda^2} (\bar{u}_L \gamma^\mu t_L) (\bar{u}_L \gamma_\mu t_L) + \frac{1}{2} \frac{C_{RR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{u}_R \gamma_\mu t_R) \\ & - \frac{1}{2} \frac{C_{LR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_L \gamma^\mu t_L) (\bar{u}_R \gamma_\mu t_R) - \frac{1}{2} \frac{C'_{LR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_{La} \gamma^\mu t_{Lb}) (\bar{u}_{Rb} \gamma_\mu t_{Ra}) + h.c. \end{aligned} \quad (5.1)$$

où les indices a et b représentent les contractions de couleurs. C_{LL} , C_{RR} , C_{LR} et C'_{LR} sont les coefficients des opérateurs effectifs correspondant à chaque configuration de chiralité possible et Λ est l'échelle d'énergie de nouvelle physique. Pour la configuration de chiralité LR, on peut supposer que les deux termes sont équivalents du point de vue cinématique. Pour cette raison, seul le terme avec C'_{LR} est utilisé.

FIGURE 5.8 – Diagramme de Feynman d'un processus $uu \rightarrow tt$ par interaction de contact

5.2.2 Génération des évènements

Ici, seuls les processus $uu \rightarrow tt$ et $\bar{u}\bar{u} \rightarrow \bar{t}\bar{t}$ sont pris en compte. Du fait de la composition du proton en termes de quarks (voir figure 5.8), la production d'évènements avec deux anti-quarks tops par deux anti-quarks u est réduite d'un facteur 100.

Les évènements avec deux quarks top de même signe sont générés avec PROTOS2.2 [96], l'hadronisation et les cascades partoniques sont faites par PYTHIA6 [92], en utilisant la PDF MSTW2008lo [105]. Trois échantillons ont été produits, en fonction de la configuration de chiralité des deux tops (left-left (LL), left-right (LR), right-right (RR)). Pour comprendre comment les quarks top de chiralité droite se désintègrent, une réflexion a été menée et est décrite dans l'Annexe B.

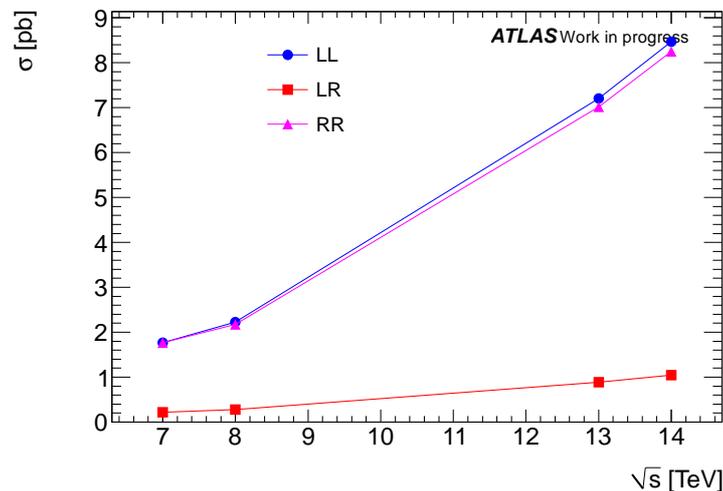


FIGURE 5.9 – Evolution des sections efficaces de production de paires de quarks top de même signe par interaction de contact en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

La figure 5.9 montre l'évolution des sections efficaces de production du signal, pour chaque configuration de chiralité, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, en considérant le rapport C/Λ^2 fixé à -1 TeV^{-2} . Dans le cas d'une énergie dans le centre de masse de 8 TeV et en prenant en compte les désintégrations leptoniques des bosons W, les valeurs des sections efficaces sont :

- LL : $2.22 \frac{C^2}{\Lambda^4}$ pb
- LR : $0.27 \frac{C^2}{\Lambda^4}$ pb
- RR : $2.17 \frac{C^2}{\Lambda^4}$ pb

La différence entre les sections efficaces des processus LL et RR est expliquée dans l'Annexe B. La cinématique du signal ne dépend pas de la valeur de l'échelle d'énergie Λ . Dans le Lagrangien de ce modèle (voir équation 5.1), l'échelle $1/\Lambda^2$ est factorisable. La valeur de -1 TeV^{-2} a été choisie par défaut mais n'a d'effet que sur la valeur de la section efficace (voir étude dans l'Annexe A). Une limite sur la section efficace ne dépendra donc pas de la valeur choisie de Λ .

5.2.3 Propriétés

On utilise uniquement le canal dileptonique pour avoir accès à la charge des quarks top *via* la charge des leptons. L'état final du signal se compose alors :

- de deux leptons de même charge. Ici le cas $uu \rightarrow tt$ est privilégié, on s'attend donc à avoir une majorité de leptons chargés positivement,
- de deux quarks beaux, qui peuvent être identifiés grâce à leur temps de vol plus important que pour les quarks légers,
- de deux neutrinos, qui se traduiront par de l'énergie transverse manquante dans le détecteur.

Les distributions sur la figure 5.10 montre quelques propriétés du signal en fonction des différentes configurations de chiralité. La variable H_T est définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des jets et des leptons de l'évènement. Cette figure montre que la multiplicité de jets produits par évènement est 2 et qu'ils peuvent être très énergétiques puisque l'impulsion transverse des jets peut dépasser le TeV. La distribution de la largeur des jets montre que les jets restent relativement petits en terme de largeur ($\Delta R < 0.4$) du fait de leur haute impulsion transverse. Une étude complémentaire a été effectuée en comparant la distribution à celle obtenue avec des évènements $t\bar{t}$ (voir Annexe A.3).

La figure 5.10 montre aussi qu'il existe des différences dans les distributions des impulsions transverses des objets entre les configurations de chiralités LL et RR. Dans la configuration de chiralité LL, les jets (provenant principalement des quarks b) emportent plus d'énergie que dans la configuration de chiralité RR. *A contrario*, les leptons emportent plus d'énergie dans la configuration de chiralité RR que dans la configuration de chiralité LL.

La figure 5.11 montre comment sont distribuées les impulsions des particules filles provenant d'un quark top en fonction de son hélicité. Dans tous les cas, l'impulsion du lepton est orientée préférentiellement dans le sens du spin du quark top. Cela implique que le lepton d'hélicité positive aura en moyenne une impulsion plus grande que le lepton issu d'un quark top d'hélicité négative. Le même raisonnement est appliqué pour les jets, provenant des quarks b.

5.3 Modèle effectif : changement de saveur par courant neutre

5.3.1 Description

Dans le modèle précédent, la masse de la particule échangée est supposée très grande devant l'échelle de brisure de symétrie électrofaible. Pour couvrir la région des basses masses, un modèle avec une particule réelle échangée est utilisé. Cette particule peut être une particule vecteur (de type boson Z ou nouveau boson Z') ou une particule scalaire, telle un boson de Higgs qui aurait les propriétés du boson de Higgs standard ou un boson de Higgs exotique, par changement de saveur par courant neutre

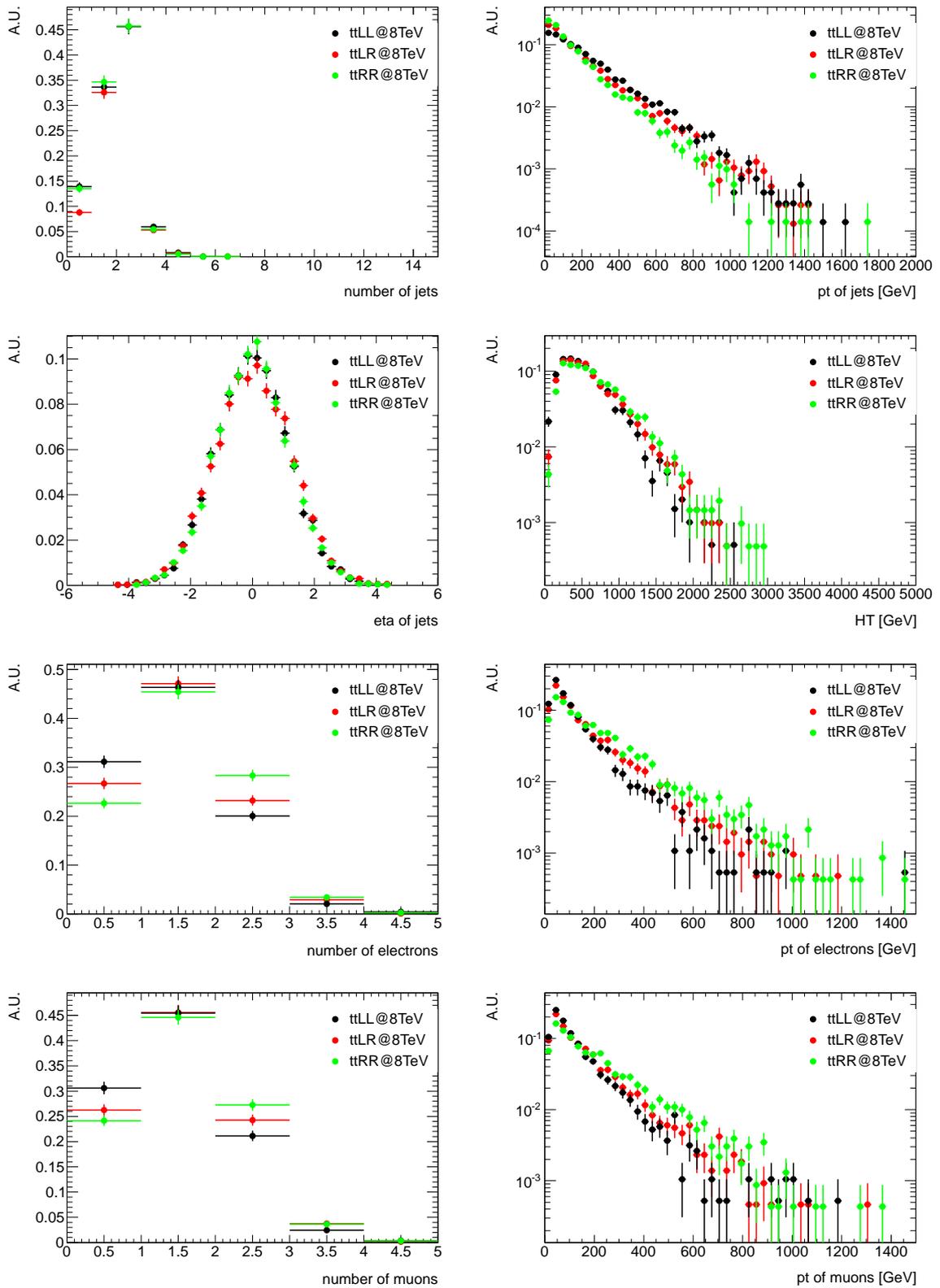


FIGURE 5.10 – Distributions montrant les propriétés des jets et des leptons par événement, du modèle de quarks top de même charge créés par interaction de contact, au niveau vérité MonteCarlo.



FIGURE 5.11 – Schéma montrant comment les impulsions des particules filles sont orientées en fonction du sens du spin du quark top, dans le cas d’une hélicité positive (gauche) et dans le cas d’une hélicité négative (droite).

entre quarks. Ces bosons sont échangés en voie t , comme sur la figure 5.12. Seuls les cas de particules scalaires sont traités ici :

- un boson de Higgs standard (d’une masse de 125 GeV) mais en autorisant des FCNC,
- un boson de Higgs exotique, avec FCNC et d’une masse de 250, 500 ou 750 GeV.

Le cas d’un boson de Higgs avec une masse de 125 GeV et le processus $cc \rightarrow tt$ n’est pas traité car une limite déjà très dure a été calculée sur l’interaction entre un quark top, un quark c et un boson de Higgs [141].

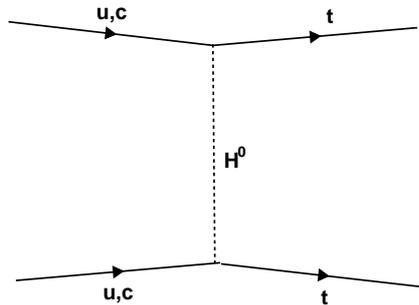


FIGURE 5.12 – Diagramme de Feynman d’un processus de FCNC par échange d’un boson de Higgs.

Ce modèle est décrit par le Lagrangien suivant [142] :

$$\mathcal{L}_{FCNC} = \kappa_{utH} \bar{t} H u + \kappa_{ctH} \bar{t} H c + h.c. \quad (5.2)$$

où κ_{utH} et κ_{ctH} sont les constantes de couplage du modèle.

5.3.2 Génération des évènements

Les différents signaux ont été générés avec MadGraph5 [95] pour la partie élément de matrice et PYTHIA8 [93] pour l’hadronisation². Le but est de contraindre les paramètres κ du modèle. Comme

². Les évènements du modèle d’interaction de contact ont été générés avec PROTONS2.2 et PYTHIA6 puisque PROTONS2.2 n’est pas compatible avec PYTHIA8.

pour le modèle d'interaction de contact, la forme des distributions des variables cinématiques ne dépend pas de la valeur de la constante de couplage (voir figures 5.13 et 5.14). Ainsi, une seule valeur de κ est nécessaire. Pour la génération des événements, elle a été fixée à 0.1.

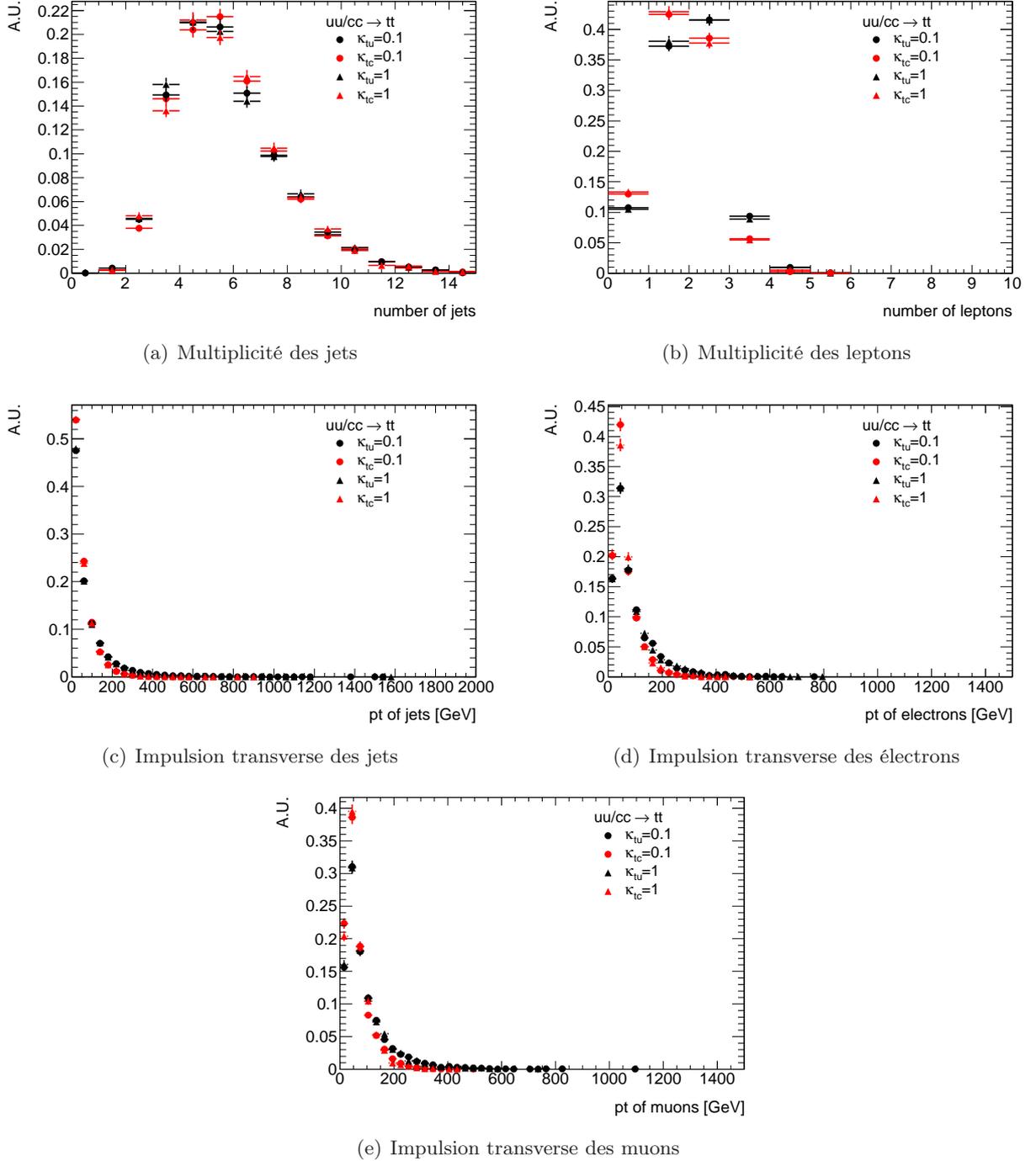


FIGURE 5.13 – Propriétés des jets et des leptons, dans le cas où l'un des κ est de 0.1 ou 1 et l'autre nul (correspond aux processus $uu \rightarrow tt$ et $cc \rightarrow tt$.)

Afin de couvrir complètement le plan $(\kappa_{utH}, \kappa_{ctH})$, les diagrammes $uu \rightarrow tt$, $uc \rightarrow tt$ et $cc \rightarrow tt$ ont été générés séparément (voir table 5.1).

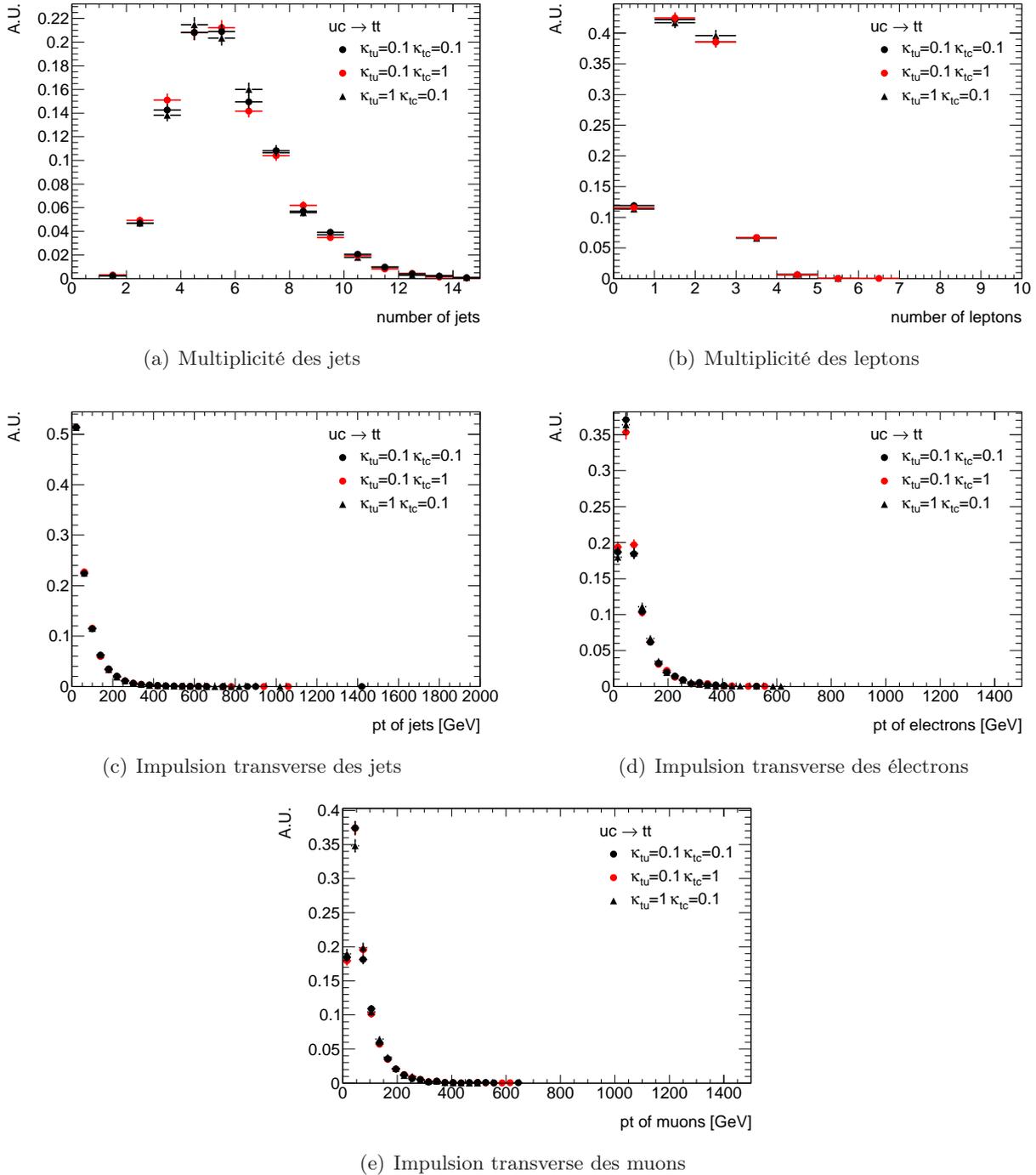


FIGURE 5.14 – Propriétés des jets et des leptons, dans le cas où les 2 κ sont de 0.1 ou 1 (correspond aux processus $uc \rightarrow tt$).

5.3.3 Propriétés

Toutes les propriétés des objets produits en suivant ce modèle de FCNC sont illustrées sur les figures 5.15 ($uu \rightarrow tt$), 5.17 ($uc \rightarrow tt$), 5.16 ($cc \rightarrow tt$). Pour les distributions du processus $uu \rightarrow tt$, les 4 points de masse de boson de Higgs générés sont considérés ainsi qu'un point de masse de 5000 GeV

Dsid	Processus	Masse du boson de Higgs	section efficace [fb]
182926	$uu \rightarrow tt$	$m_H = 125 \text{ GeV}$	5.66
182927	$uu \rightarrow tt$	$m_H = 250 \text{ GeV}$	2.48
182928	$uu \rightarrow tt$	$m_H = 500 \text{ GeV}$	0.71
182929	$uu \rightarrow tt$	$m_H = 750 \text{ GeV}$	0.28
182930	$uc \rightarrow tt$	$m_H = 250 \text{ GeV}$	0.71
182931	$uc \rightarrow tt$	$m_H = 500 \text{ GeV}$	0.17
182932	$uc \rightarrow tt$	$m_H = 750 \text{ GeV}$	0.05
182933	$cc \rightarrow tt$	$m_H = 250 \text{ GeV}$	0.016
182934	$cc \rightarrow tt$	$m_H = 500 \text{ GeV}$	0.003
182935	$cc \rightarrow tt$	$m_H = 750 \text{ GeV}$	0.001

TABLE 5.1 – Tableau récapitulant les signaux générés ainsi que leurs sections efficaces. Le Dsid est le numéro de l'échantillon généré, chaque numéro correspond à un processus.

afin de tester le domaine de validité du modèle d'interaction de contact décrit précédemment. Pour le diagramme $cc \rightarrow tt$, les caractéristiques des échantillons avec les 3 masses choisies (250, 500 et 750 GeV) ainsi que des signaux produits pour une masse de 125 GeV ont été tracées. Enfin seules les caractéristiques des échantillons avec les 3 masses choisies figurent sur les distributions pour le diagramme $uc \rightarrow tt$.

Le signal $uu \rightarrow tt$ est comparé au signal LL produit par interaction de contact. Ainsi, on peut voir que le domaine de validité de ce modèle commence pour une masse de particule échangée de 5 TeV.

La figure 5.15 montre que les événements produits par FCNC sont beaucoup moins énergétiques que les événements produits par interaction de contact. Sur la figure 5.16, on voit que les événements produits à partir de deux quarks u sont plus énergétiques que les événements produits à partir d'un ou plusieurs quarks c car les quarks u initiaux sont des quarks de valence du proton, alors que les quarks c proviennent de la mer de quarks dans le proton.

5.4 Limites actuelles

Plusieurs topologies dans le secteur de la violation de saveur par courant neutre avec le quark top ont été étudiées par les expériences installées auprès du LHC et du Tevatron. Tous les résultats de ces études peuvent s'exprimer en terme de section efficace de production d'une paire de quarks top de même charge, à l'exception des processus FCNC avec des bosons de masse nulle.³ Ces résultats sont résumés dans la table 5.2. Les sections efficaces montrées dans la colonne "Commentaires" sont une réinterprétation des limites obtenues sur les rapports de branchement pour mesurer leur impact sur $\sigma(pp \rightarrow tt)$. Les limites les plus dures viennent des études sur les rapports de branchements tels que $\text{BR}(t \rightarrow Zq)$ ou $\text{BR}(t \rightarrow gu)$ et pourront difficilement être améliorées. En revanche, les limites sur la constante de couplage $\frac{C_{RR}}{\Lambda^2}$ ou sur la section efficace $\sigma(pp \rightarrow tt)$ peuvent être améliorées grâce à l'énergie dans le centre de masse et la luminosité intégrée disponibles. Enfin, aucune étude ne montre de résultat sur le rapport de branchement $\text{BR}(t \rightarrow Hu)$ et la recherche d'événements produits avec le modèle FCNC décrit précédemment va permettre de donner un résultat sur cette quantité.

3. Pour les particules de masse nulle telles que le photon ou le gluon, l'invariance de jauge interdit les couplages avec deux particules de masse différentes. La génération d'un tel couplage nécessite l'apparition d'un opérateur de dimension 5.

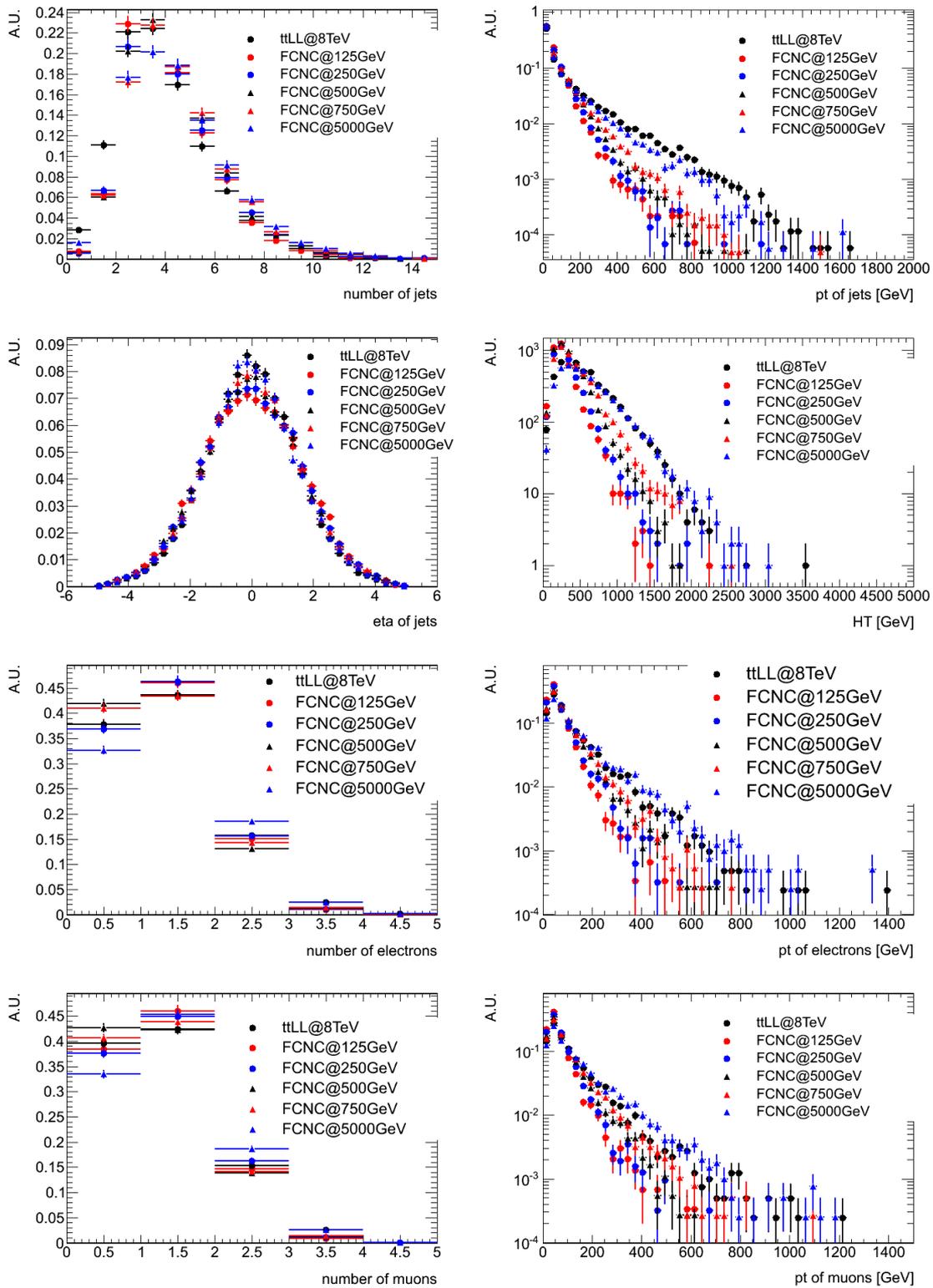


FIGURE 5.15 – Propriétés des jets et des leptons pour le diagramme $uu \rightarrow tt$ pour différents points de masse.

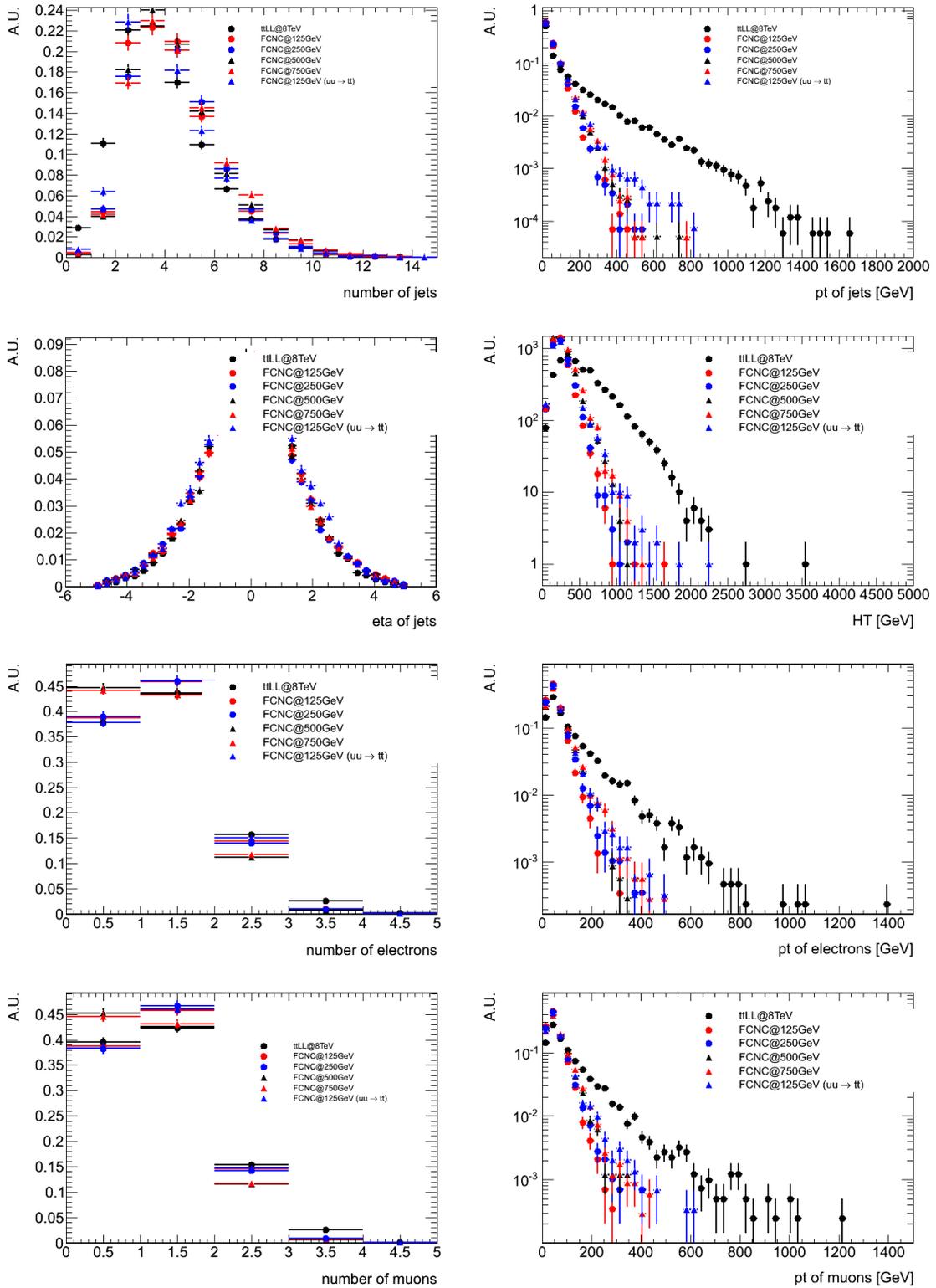


FIGURE 5.16 – Propriétés des jets et des leptons pour le diagramme $cc \rightarrow tt$ pour différents points de masse.

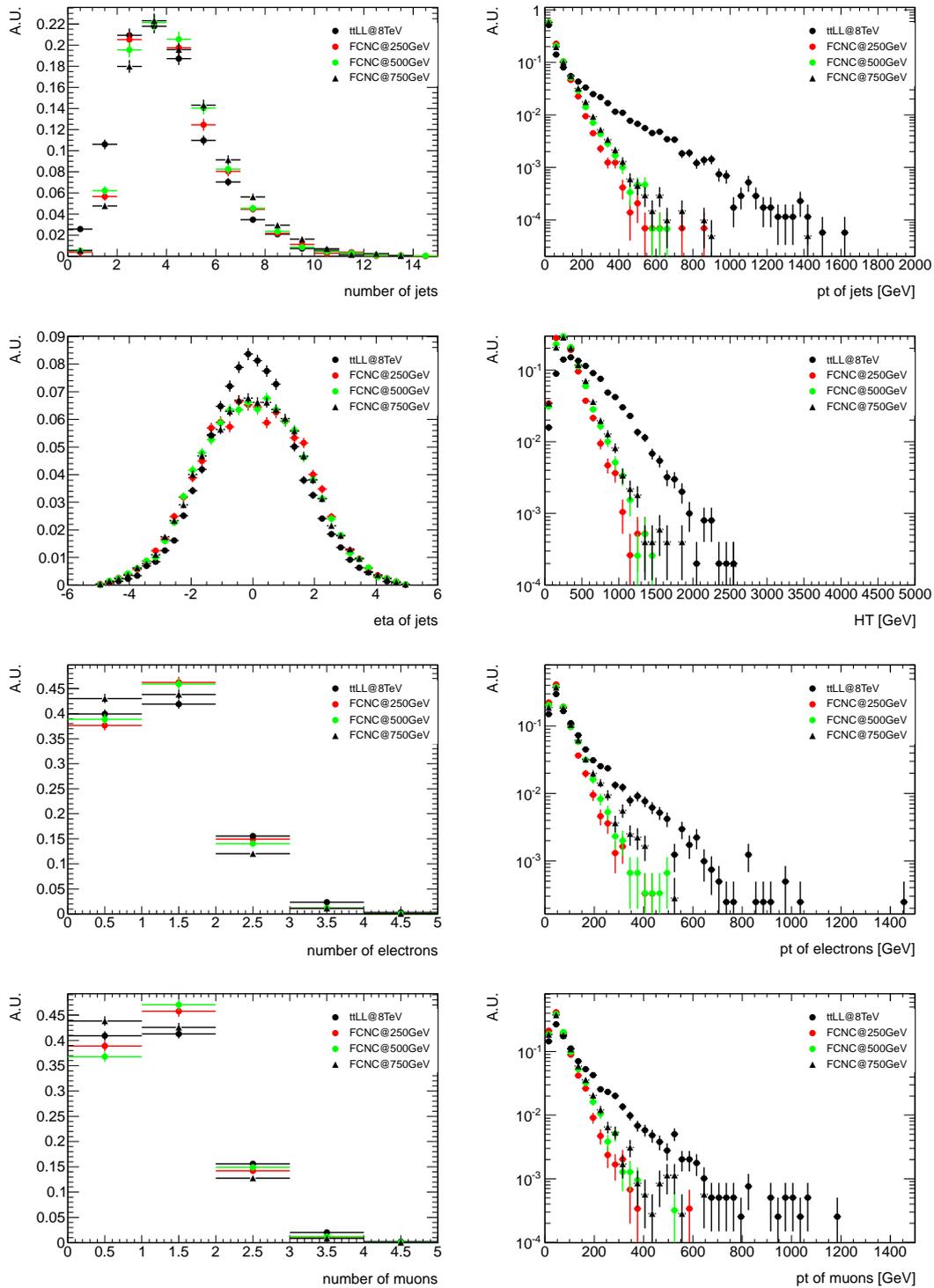


FIGURE 5.17 – Propriétés des jets et des leptons pour le diagramme $uc \rightarrow tt$ pour différents points de masse.

Expérience	Energie et luminosité	Limites actuelles	Commentaires
CMS	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 19.1 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow \gamma u) < 0.0161 \% [143]$	
CMS	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 19.1 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow \gamma c) < 0.182 \% [143]$	
CMS	$\sqrt{s} = 7 + 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 5.0 + 19.5 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow Zq) < 0.05 \% [144]$	$\sigma(pp \rightarrow tt) \simeq 0.05 \text{ fb}$
ATLAS	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow gu) < 0.0031 \% [145]$	
ATLAS	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow gc) < 0.016 \% [145]$	
ATLAS	$\sqrt{s} = 7 + 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 4.7 + 20.3 \text{ fb}^{-1}$	$\text{BR}(t \rightarrow c\text{H}(\gamma\gamma)) < 0.79 \% [141]$	$\sigma(pp \rightarrow tt) \simeq 0.3 \text{ fb}$
ATLAS	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 1.04 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 2.0 \text{ pb} [134]$	
ATLAS	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 1.04 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 1.6 \text{ pb} [134]$	$m_{Z'} = 150 \text{ GeV}$
ATLAS	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 1.04 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 1.4 \text{ pb} [134]$	$m_{Z'} = 200 \text{ GeV}$
CDF	$\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 6.1 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 440 \text{ fb} [146]$	$\frac{C_{RR}}{\Lambda^2} < 3.7 \text{ TeV}^{-2}$
CMS	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 35 \text{ pb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 17.0 \text{ pb} [147]$	$m_{Z'} = 2 \text{ TeV}$
CMS	$\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 19.5 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 370 \text{ fb} [148]$	
ATLAS	$\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}, \mathcal{L} = 1.04 \text{ fb}^{-1}$	$\sigma(pp \rightarrow tt) < 1.7 \text{ pb} [134]$	\neq chiralités des t

TABLE 5.2 – Limites actuelles sur la section efficace de production d’une paire de quarks top de même signe ainsi que les rapports de branchement du quark top se désintégrant par FCNC.

5.5 Conclusion

De nombreux modèles prévoient la production de deux quarks top de même charge, que ce soit en production associée, en voie s ou en voie t par FCNC. Dans le cadre du Modèle Standard, ce processus est très supprimé si bien que si quelques évènements sont observés avec la luminosité intégrée disponible, ce sera un signe de présence de Nouvelle Physique.

Parmi toutes ces théories, deux modèles ont été étudiés : un modèle de production par interaction de contact et un modèle de production par FCNC. Des évènements avec ces deux modèles ont été générés et les propriétés des évènements montrés. Les propriétés de ces modèles sont très différentes, en particulier l’énergie des particules filles. Cela va permettre de sonder les basses masses (modèle de production par FCNC) ainsi que les hautes masses (modèle de production par interaction de contact). Le choix de générer ces deux modèles vient des limites existantes sur la section efficace de production $\sigma(pp \rightarrow tt)$ et sur certains rapports de branchement du quark top faisant intervenir des FCNC qui peuvent être améliorées avec la luminosité intégrée disponible.

6 Recherche d'évènements à deux quarks top de mêmes charges

«C'est ce qui s'est passé, je t'ai expliqué tout ce que je savais. Mais à partir de maintenant, nous allons quitter la solidité des faits pour cheminer ensemble à travers les marécages obscurs de la mémoire et nous aventurer dans le maquis des hypothèses les plus échevelées »

Albus Dumbledore, Harry Potter et le Prince de Sang-mêlé

6.1 Introduction

Dans le cadre du Modèle Standard, peu de processus peuvent produire un état final avec deux leptons de même charge. En revanche, de nombreuses théories au-delà prévoient cette topologie. Parmi elles, la production de deux quarks top de même charge. Le modèle utilisé ici est un modèle de production de deux quarks top de même charge par interaction de contact (décrit dans la section 5.2). La topologie utilisée dans ce chapitre correspond à une désintégration dileptonique. L'état final est composé de :

- 2 leptons de charge positive issus de la désintégration des bosons W,
- 2 neutrinos,
- 2 jets venant de quarks b.

Cette topologie représente un rapport de branchement faible, de l'ordre de 10 %, mais c'est une signature claire qui permet de remonter facilement à la charge des quarks top *via* la charge des leptons.

Les données utilisées dans ce chapitre représentent 14.3 fb^{-1} , données enregistrées par le détecteur ATLAS de mars à septembre 2012. Ce chapitre présente une analyse de recherche de phénomènes de Nouvelle Physique avec deux leptons de même charge dans l'état final. Le résultat obtenu, présenté dans une note de conférence [149], est interprété en terme de section efficace de production et de constante de couplage d'un signal avec deux quarks top de même charge créés par interaction de contact. Au cours de cette thèse, la sélection ainsi que l'interprétation des résultats ont été réalisées.

Les évènements vont être sélectionnés au regard des propriétés du signal, afin de se placer dans une région où il y aura peu de bruit de fond et beaucoup de signal. Une fois que la région de signal est définie, les évènements sont comptés par canal leptonique et un traitement statistique est appliqué pour savoir si un excès d'évènements de données apparaît par rapport à la prédiction du Modèle Standard.

6.2 Système de déclenchement

Les données utilisées dans cette analyse ont été sélectionnées avec un système de déclenchement requierant au moins un lepton :

- EF_mu24i_tight ou EF_mu36_tight pour les muons,
- $EF_e24vhi_medium1$ ou $EF_e60_medium1$ pour les électrons.

Le i dans le nom des menus indique une requête sur l'isolation des leptons. Pour les muons, ce critère est :

$$\frac{p_T^{cone20}}{p_{Tmuon}} < 0.12 \quad (6.1)$$

où p_T^{cone20} est la somme des impulsions transverses des traces dans un cône de $\Delta R = 0.2$ autour du muon. Pour les électrons, le critère est :

$$\frac{p_T^{cone20}}{p_{Telectron}} < 0.10 \quad (6.2)$$

6.3 Estimation des bruits de fond

Des processus du Modèle Standard peuvent mimer l'état final recherché. Ils peuvent être regroupés en deux catégories : les bruits de fond irréductibles (avec deux vrais leptons prompts de même charge) et les bruits de fond instrumentaux (avec un ou deux faux leptons prompts de même charge). Un lepton est dit prompt (ou réel) si il provient de la désintégration d'un boson W ou d'un boson Z. Les bruits de fond instrumentaux ont deux sources : la mauvaise identification de la charge des leptons et la mauvaise identification de la nature "prompt" des leptons.

6.3.1 Bruits de fond irréductibles

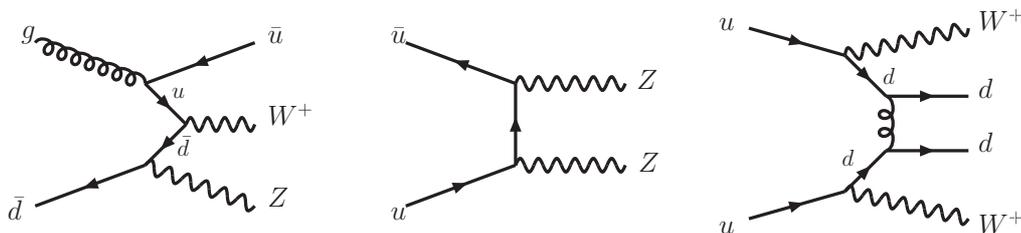


FIGURE 6.1 – Diagrammes de Feynman des processus de bruits de fond di-bosons WZ (gauche), ZZ (centre) et $W^\pm W^\pm + 2\text{jets}$ (droite).

Les bruits de fond irréductibles sont estimés par simulation. Les processus contribuant aux bruits de fond irréductibles sont :

- les processus di-bosons WZ et ZZ (figure 6.1) sont générés avec SHERPA [94]. Seules les désintégrations $WZ \rightarrow ll\nu$ et $ZZ \rightarrow llll$ sont considérées,
- les processus di-bosons $W^\pm W^\pm + 2\text{jets}$ (figure 6.1) avec MADGRAPH5 + PYTHIA,

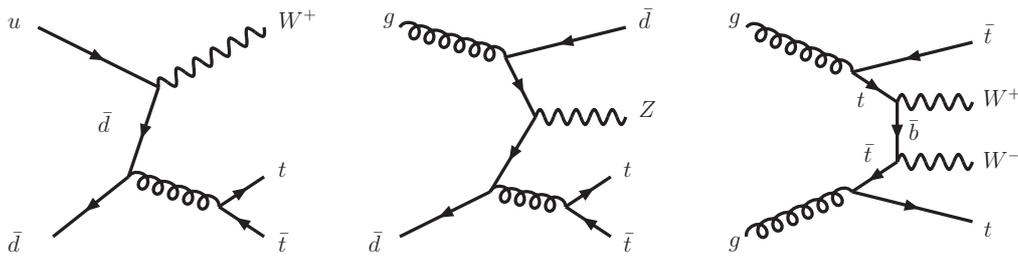


FIGURE 6.2 – Diagrammes de Feynman des processus de bruits de fond $t\bar{t}$ associés à un boson W (gauche), à un boson Z (centre) ou à deux bosons W (droite).

- les processus $t\bar{t}$ associés à la production d'un ou plusieurs bosons : $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}WW$ (figure 6.2). Ils sont générés avec MADGRAPH5 + PYTHIA. Leurs sections efficaces ont été réajustées à l'ordre supérieur [150, 151]¹.

La table 6.3.1 résume tous les processus de bruits de fond irréductibles considérés dans cette analyse.

TABLE 6.1 – Tableau résumant les processus utilisés pour la description des bruits de fond irréductibles.

DSID	Processus	Générateur	PDF	section efficace [pb]
126893	$WZ \rightarrow lll\nu$	Sherpa	CT10	9.75
126894	$ZZ \rightarrow llll$	Sherpa	CT10	8.73
107104	WZ Np0	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.802
107105	WZ Np1	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.524
107106	WZ Np2	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.295
107107	WZ Np3	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.183
107108	ZZ Np0	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.607
107109	ZZ Np1	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.289
107110	ZZ Np2	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.119
107111	ZZ Np3	AlpGen+Jimmy	CTEQ6L1	0.056
158818	$W^\pm W^\pm + 2$ jets	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.344
158819	$W^\pm W^\pm + 2$ jets	Madgraph+Pythia	MSTW2008	0.369
119353	$t\bar{t}W$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.104
174830	$t\bar{t}Wj$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.053
174831	$t\bar{t}Wjj$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.041
119355	$t\bar{t}Z$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.068
174832	$t\bar{t}Zj$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.045
174833	$t\bar{t}Zjj$	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.040
158813	$t\bar{t}WW + 2$ jets	Madgraph+Pythia	CTEQ6L1	0.0018
158814	$t\bar{t}WW + 2$ jets	Madgraph+Pythia	MSTW2008	0.0022

1. En 2014, les signaux $t\bar{t}W$ et $t\bar{t}Z$ ont été mis en évidence par la collaboration ATLAS [152] avec une signification statistique de 3.1.

6.3.2 Faux leptons prompts

Les sources de faux leptons prompts sont des désintégrations de hadrons lourds, des conversions de photons ou des jets légers. Pour estimer la contamination de ces processus, une méthode basée sur les données est utilisée [153]. La méthode, appelée méthode de la matrice, permet de déterminer le nombre d'évènements avec un ou deux faux leptons prompts dans la région de signal.

Pour cela, deux ensembles de leptons sont définis : *loose* et *tight*. L'ensemble *tight* est défini comme l'ensemble des leptons satisfaisant tous les critères de sélection et d'isolation décrits dans la section 4.5.2. L'ensemble *loose* pour les muons est défini en enlevant le critère d'isolation si l'impulsion transverse est supérieure à 37 GeV, sinon le critère d'isolation du système de déclenchement est gardé. Pour les électrons, l'ensemble *loose* est défini par le critère medium++ [116](voir section 4.5.2), en relâchant le critère d'isolation.

Les quantités r (f) sont définies comme les probabilités qu'un lepton réel (faux) de l'ensemble loose satisfasse les critères de l'ensemble tight. Pour déterminer r et f , des régions spécifiques sont définies, avec pour points communs un seul lepton et deux jets ou plus. Les régions servant à mesurer la probabilité r sont enrichies en évènements avec des vrais leptons venant d'un boson W (produit directement ou par un quark top) alors que les régions utilisées pour mesurer la probabilité f ciblent des évènements multijets pour les électrons et désintégrations leptoniques de hadrons lourds pour les muons. Les régions permettant de calculer f contiennent très peu de vrais leptons, cette contribution est soustraite à partir de simulations Monte-Carlo. Ces régions sont définies comme :

- r pour électron : $E_T^{\text{miss}} > 150$ GeV,
- r pour muon : $m_T(\text{W}) > 100$ GeV,
- f pour électron : $E_T^{\text{miss}} < 20$ GeV et $(E_T^{\text{miss}} + m_T(\text{W})) < 60$ GeV,
- f pour muon : $|d_0/\sigma_{d_0}| > 5$.

Afin de calculer le nombre d'évènements contenant au moins un faux lepton dans la région de signal, un système d'équations est défini :

$$\begin{pmatrix} N^{tt} \\ N^{tl} \\ N^{lt} \\ N^{ll} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} N_{rr}^{ll} \\ N_{rf}^{ll} \\ N_{fr}^{ll} \\ N_{ff}^{ll} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

où N_{tt} est le nombre d'évènements avec deux leptons tight, N_{tl} est le nombre d'évènements avec le lepton le plus énergétique tight et le deuxième lepton loose, N_{lt} est le nombre d'évènements avec le lepton le plus énergétique loose et le deuxième lepton tight, N_{ll} est le nombre d'évènements avec deux leptons loose. N_{rr}^{ll} est le nombre d'évènements où les deux leptons sont réels, N_{rf}^{ll} est le nombre d'évènements avec le lepton le plus énergétique réel et l'autre faux, N_{fr}^{ll} est le nombre d'évènements avec le lepton le plus énergétique réel et l'autre faux, N_{ff}^{ll} est le nombre d'évènements où les deux leptons sont faux. Enfin, r_1, r_2, f_1 et f_2 sont les probabilités que les leptons soient réels ou faux, ces derniers étant ordonnés en fonction de leur impulsion transverse.

Les nombres d'évènements du membre de gauche de l'équation 6.3 sont déterminés dans les régions décrites précédemment. Pour résoudre ce système d'équations, la matrice \mathbf{M} est inversée. Ainsi, le

nombre d'évènements avec au moins un faux lepton prompt est défini comme :

$$\begin{aligned}
N_{fake}^{tt} &= N_{rf}^{tt} + N_{fr}^{tt} + N_{ff}^{tt} \\
&= r_1 f_2 N_{rf}^{ll} + f_1 r_2 N_{fr}^{ll} + f_1 f_2 N_{ff}^{ll} \\
&= \alpha r_1 f_2 \left[(f_1 - 1)(1 - r_2) N^{tt} + (1 - f_1) r_2 N^{tl} + f_1 (1 - r_2) N^{lt} - f_1 r_2 N^{ll} \right] \\
&\quad + \alpha f_1 r_2 \left[(r_1 - 1)(1 - f_2) N^{tt} + (1 - r_1) f_2 N^{tl} + r_1 (1 - f_2) N^{lt} - r_1 f_2 N^{ll} \right] \\
&\quad + \alpha f_1 f_1 \left[(1 - r_1)(1 - r_2) N^{tt} + (r_1 - 1) r_2 N^{tl} + r_1 (r_2 - 1) N^{lt} + r_1 r_2 N^{ll} \right]
\end{aligned} \tag{6.5}$$

où :

$$\alpha = \frac{1}{(r_1 - f_1)(r_2 - f_2)} \tag{6.6}$$

Afin de prendre en compte des dépendances cinématiques, les probabilités r et f sont dérivées en fonction de plusieurs variables. Pour les muons, les variables choisies sont :

- le système de déclenchement (EF_MU24I_TIGHT et EF_MU36_TIGHT),
- l'impulsion transverse et la pseudo-rapacité du lepton,
- la multiplicité des jets et des jets étiquetés b ,
- le ΔR entre le muon et le jet le plus proche.

Pour les électrons, les variables sont les suivantes :

- impulsion transverse et pseudo-rapacité du lepton,
- l'angle $\Delta\phi(e, E_T^{\text{miss}})$,
- le ΔR entre l'électron et le jet le plus proche,
- la somme des énergies transverses de l'évènement,
- l'énergie transverse manquante.

Les probabilités pour les électrons ne sont pas dérivées en fonction des systèmes de déclenchement puisque la différence de valeurs pour un système de déclenchement isolé et non-isolé est négligeable [149].

En revanche, la dépendance des probabilités r et f pour les muons en fonction du choix du système de déclenchement n'est pas négligeable.

Pour gérer la dépendance des probabilités en fonction du système de déclenchement des muons, l'isolation des muons ainsi que leur impulsion transverse sont prises en compte. Les tables 6.2 et 6.3 résument les probabilités appliquées aux muons en fonction des différents cas. Dans le cas où le muon allume les deux systèmes de déclenchement, les probabilités sont appliquées en fonction du p_T du muon. Si le muon n'allume que le système de déclenchement de basse impulsion transverse, alors ce sont les probabilités calculées avec ce dernier qui sont appliquées.

Pour des muons déclenchant le système MU24I_TIGHT, la probabilité r est de l'ordre de 1 alors que la probabilité f est comprise entre 0.3 et 0.8 en fonction des différentes variables. Pour des muons déclenchant le système MU36_TIGHT, la probabilité r est de l'ordre de 1 alors que la probabilité f est comprise entre 0 et 0.5 en fonction des différentes variables. Pour les électrons, la probabilité r est de l'ordre de 0.8 alors que la probabilité f est de l'ordre de 0.2.

TABLE 6.2 – Probabilités appliquées aux muons en fonction de leur correspondance aux systèmes de déclenchement, dans le canal $e\mu$. Ici p_T -dep signifie que les valeurs de MU36_TIGHT sont appliquées si le muon a $p_T > 37$ GeV, et les valeurs de MU24I_TIGHT sont appliquées sinon.

Electron		Muon	
Correspondance pour l'électron ?	Correspond MU36_TIGHT ?	Correspond MU24I_TIGHT ?	r et f
Oui	Oui ou non	Oui ou non	p_T -dep
Non	Oui	Oui ou non	p_T -dep
Non	Non	Oui	mu24i_tight

TABLE 6.3 – Probabilités appliquées aux muons en fonction de leur correspondance aux systèmes de déclenchement, dans le canal $\mu\mu$.

Muon de plus haut p_T			2 ^{ème} muon		
Correspond MU36_TIGHT ?	Correspond MU24I_TIGHT ?	r et f	Correspond MU36_TIGHT ?	Correspond MU24I_TIGHT ?	r et f
Oui	Oui ou non	p_T -dep	Oui	Oui ou non	p_T -dep
Oui	Oui ou non	p_T -dep	Non	Oui	p_T -dep
Non	Oui	p_T -dep	Oui	Oui ou non	p_T -dep
Oui	Oui ou non	p_T -dep	Non	Non	p_T -dep
Non	Non	p_T -dep	Oui	Oui ou non	p_T -dep
Non	Oui	mu24i_tight	Non	Oui	p_T -dep
Non	Oui	mu24i_tight	Non	Non	p_T -dep
Non	Non	p_T -dep	Non	Oui	mu24i_tight

6.3.3 Mauvaise identification de la charge des leptons

La deuxième source de bruits de fond instrumentaux vient de la mauvaise identification de la charge des leptons. Cet effet est causé par :

- un fort *bremsstrahlung* qui crée une paire électron-positron (trident). Le dépôt d'énergie électromagnétique est alors associé à la mauvaise trace,
- une courbe de trace trop faible qui induit une erreur de la mesure de la charge. Cela se produit principalement pour des électrons de haute impulsion transverse.

Les muons ne sont pas concernés par une mauvaise identification de la charge, seuls les électrons seront traités par la suite car les taux de mauvaise identification pour les muons ont été étudiés et peuvent être négligés [149]. Lorsqu'un événement à deux leptons de charges opposées est produit, il peut être reconstruit de plusieurs manières :

- e^+e^- sans aucune mauvaise identification de charge, avec une probabilité de $(1-\epsilon_i)(1-\epsilon_j)$,
- e^+e^- avec deux mauvaises identifications de charge, avec une probabilité de $\epsilon_i\epsilon_j$,
- $e^\pm e^\pm$ avec une mauvaise identification de charge, avec une probabilité de $\epsilon_i(1-\epsilon_j)+\epsilon_j(1-\epsilon_i)$.

où $\epsilon_{i(j)}$ est le taux de mauvaise identification de la charge de l'électron $i(j)$.

Si on considère que le taux ϵ est très petit, alors le nombre d'événements avec deux leptons de mêmes charges N^{ss} s'écrit :

TABLE 6.4 – Définitions des régions A , B et C pour le cas leptons de même charge et le cas leptons de charges opposées. La masse invariante est exprimée en GeV.

Région	A	B	C
Même charge	[51.7,76.5]	[76.5,101.3]	[101.3,126.0]
Charge opposée	[54.7,78.5]	[78.5,102.3]	[102.3,126.0]

- $N^{ss} = \frac{\epsilon_i + \epsilon_j - 2\epsilon_i\epsilon_j}{1 - \epsilon_i - \epsilon_j + 2\epsilon_i\epsilon_j} N^{os}$ pour le canal ee ,
- $N^{ss} = \frac{\epsilon_i}{1 - \epsilon_i} N^{os}$ pour le canal $e\mu$.

où N^{os} est le nombre d'évènements reconstruits avec deux leptons de charges opposées.

Dans le cas du signal avec deux quarks top de même charge présenté par la suite, seuls les leptons de charge positive sont pris en compte. Ainsi, pour le canal ee , la formule précédente devient :

$$N^{++} = \frac{\epsilon_i - \epsilon_i\epsilon_j}{1 - \epsilon_i - \epsilon_j + 2\epsilon_i\epsilon_j} N^{os} \quad (6.7)$$

Pour le canal $e\mu$, seules les paires $e^-\mu^+$ sont considérées pour avoir au final deux leptons chargés positivement. Les poids $\frac{\epsilon_i - \epsilon_i\epsilon_j}{1 - \epsilon_i - \epsilon_j + 2\epsilon_i\epsilon_j}$ sont appliqués à chaque évènement de données avec deux leptons de charge opposée. Le but de cette procédure est de déterminer les taux ϵ afin d'avoir accès au poids par évènement.

Les taux de mauvaise identification de charge sont calculés à partir d'évènements $Z \rightarrow e^+e^-$. Le taux de mauvaise identification de la charge des électrons peut s'écrire comme :

$$\epsilon \simeq \frac{N^{ss}}{2(N^{ss} + N^{os})} \quad (6.8)$$

Avant de mesurer les nombres d'évènements avec des leptons de mêmes charges et de charges opposées dans le pic de masse du boson Z , le bruit de fond présent sous le pic doit être soustrait. Pour cela, une méthode dite de *bande latérale* est utilisée. Les nombres d'évènements n_A et n_C sont déterminés dans deux régions A et C se trouvant sur les côtés du pic du masse. La région du pic de masse est notée B . Le nombre d'évènements de signal dans le pic de masse peut s'écrire comme :

$$N_Z = n_B - \frac{n_A + n_C}{2} \quad (6.9)$$

Cependant, le spectre en masse de deux leptons de même charge est décalé par rapport au spectre en masse de deux leptons de charge opposée. Cela vient du fait que les électrons reconstruits, dans le cas de deux leptons de même charge, sont issus de tridents et ont donc une impulsion transverse plus faible que deux leptons provenant directement d'un boson Z . Ainsi, les trois régions A , B et C n'ont pas la même définition pour les évènements à deux leptons de même charge et pour les évènements à deux leptons de charge opposée (voir table 6.4).

Afin de mesurer le taux de mauvaise identification de charge, une méthode de vraisemblance est utilisée. Si l'on considère deux électrons, l'un dans l'intervalle i en $|\eta|$ et l'autre dans l'intervalle j en $|\eta|$, alors le nombre d'évènements avec deux leptons de même charge s'écrit :

$$N_{ij}^{ss} \simeq (\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij} \quad (6.10)$$

Le nombre N_{ij}^{ss} est décrit par une distribution de Poisson, la probabilité d'observer N_{ij}^{ss} dans les intervalles i et j est :

$$P(\epsilon_i, \epsilon_j | N_{ij}^{ss}, N_{ij}) = \frac{[(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}]^{N_{ij}^{ss}} e^{-(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}}}{N_{ij}^{ss}!} \quad (6.11)$$

En utilisant toutes les combinaisons possibles, la vraisemblance L est calculée puis la quantité $-\ln(L)$ est minimisée :

$$-\ln[L(\epsilon | N^{ss}, N)] \approx \sum_{i,j} \ln[(\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij}] N_{ij}^{ss} - (\epsilon_i + \epsilon_j) N_{ij} \quad (6.12)$$

Pour valider cette méthode avec vraisemblance, les taux obtenus sont comparés aux taux calculés en prenant des électrons vrais. Pour cela, une correspondance entre les électrons reconstruits et les électrons générés est faite en utilisant un cône de $\Delta R \leq 0.2$.

Les évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ permettent d'utiliser le pic de masse du boson Z , outil clair pour avoir un échantillon pur de leptons de charge opposée. Cependant, les taux dépendent de l'impulsion transverse des électrons. Comme le montre la figure 6.3(a), les électrons des évènements $Z \rightarrow e^+e^-$ peuplent majoritairement la région à bas p_T . Afin de prendre en compte le fait que la distribution en impulsion transverse des électrons venant du Z est différente de celle des électrons venant d'une paire $t\bar{t}$, un facteur correctif est appliqué. Il est défini par :

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

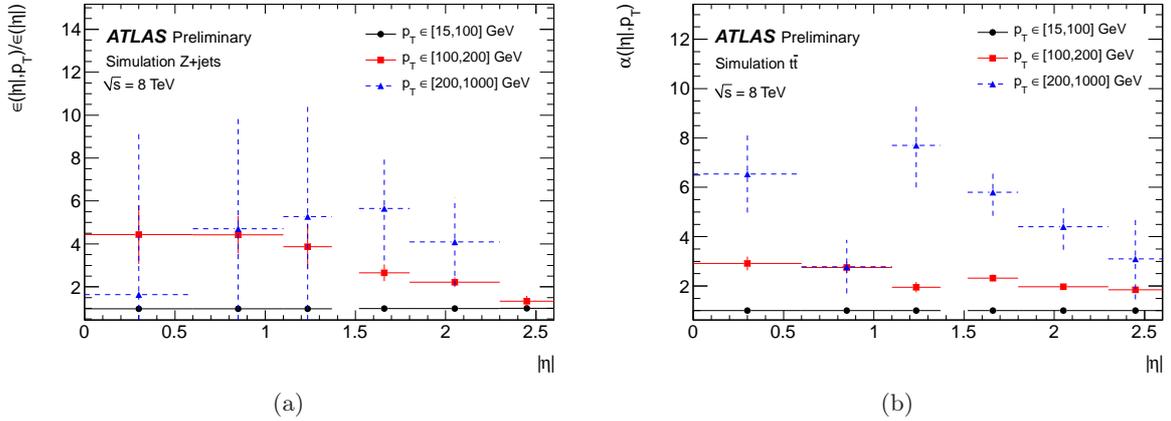


FIGURE 6.3 – Distributions du rapport $\epsilon(\eta, p_T)/\epsilon(\eta)$ et du facteur de correction $\alpha(\eta, p_T)$ en fonction de $|\eta|$ pour différents intervalles en p_T des électrons.

La figure 6.3(b) montre la distribution de cette correction pour différentes valeurs de $|\eta|$ et de p_T des électrons. Ainsi, le taux de mauvaise identification de charge s'exprime :

$$\epsilon(\eta, p_T) = \epsilon_Z(\eta) \times \alpha_{t\bar{t}}(\eta, p_T)$$

où $\epsilon_Z(\eta)$ est déterminé dans les évènements avec un boson Z pour des électrons de $p_T < 100$ GeV.

Afin de tenir compte de la dépendance du facteur de correction $\alpha(\eta, p_T)$ au générateur, plusieurs échantillons d'évènements $t\bar{t}$ sont testés. L'accord entre les différents échantillons est raisonnable.

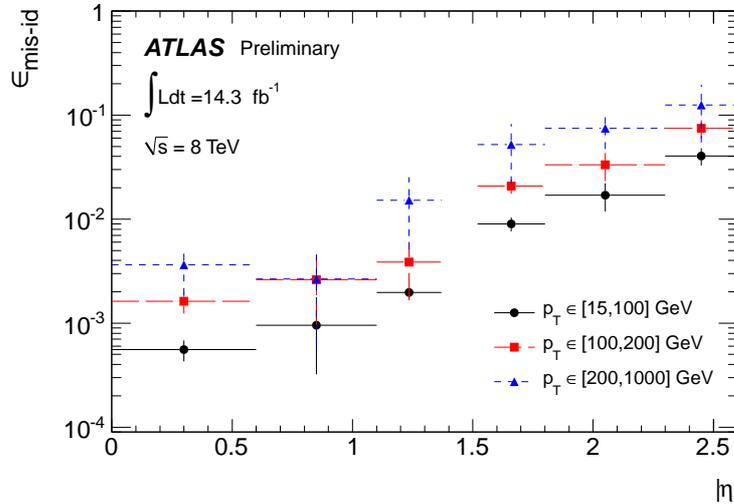


FIGURE 6.4 – Taux de mauvaise identification de la charge calculés sur les données en fonction de $|\eta|$, après application du facteur de correction $\alpha_{t\bar{t}}(\eta, p_T)$.

Les taux de mauvaise identification de la charge des électrons sont montrés sur la figure 6.4, après application de la correction calculée sur les évènements $t\bar{t}$.

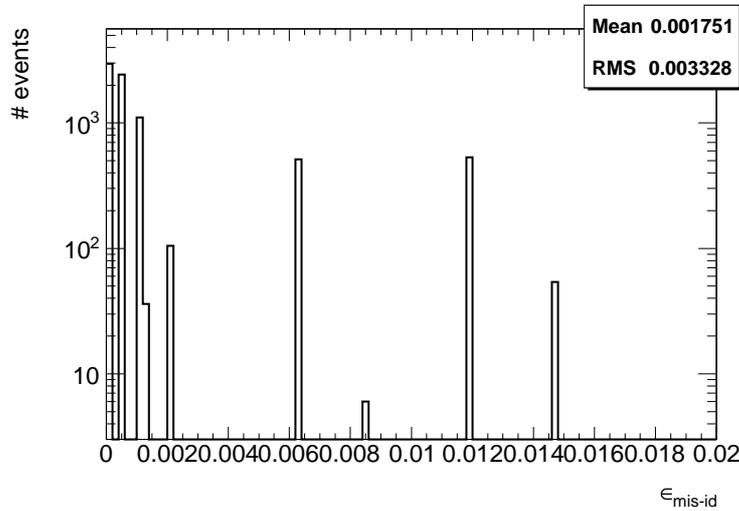


FIGURE 6.5 – Taux de mauvaise identification de la charge calculés sur les données après une sélection de deux jets dont au moins un est étiqueté b.

La figure 6.5 montre la valeur des taux après une sélection de deux jets dont au moins un est étiqueté b. Le taux moyen après cette sélection est de l'ordre de 0.002.

Afin de vérifier la validité de la méthode de vraisemblance, un test de fermeture est effectué. Pour cela, les évènements mesurés ainsi que les évènements repondérés sont comparés. Les évènements repondérés viennent d'évènements avec des leptons de charges opposées auxquels on applique le taux de mauvaise identification de la charge. Pour l'échantillon d'évènements simulé $Z \rightarrow e^+e^-$, le nombre

d'évènements mesuré est $32\,995 \pm 790$ alors que le nombre d'évènements repondérés est $32\,493^{+6364}_{-6306}$. Pour les données, le nombre d'évènements mesuré est $22\,067$ alors que le nombre d'évènements repondérés est $21\,824^{+5678}_{-5706}$. Ce test de fermeture donne des résultats compatibles.

De la même manière, la méthode permettant de déterminer le facteur correctif sur les évènements $t\bar{t}$ est testée. Pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV, le nombre d'évènements mesuré est 121 ± 19 pour un nombre d'évènements repondéré de 146 ± 36 .

6.3.4 Chevauchement faux leptons prompts/mauvaise identification de la charge

Des évènements tels que les tridents pour les électrons peuvent contribuer aux deux bruits de fond instrumentaux discutés précédemment. Pour éviter ce double comptage, les taux de mauvaise identification de la charge des leptons sont estimés deux fois : une fois avec tous les évènements qui passent les critères de sélection des électrons, une autre fois avec tous les évènements qui passent les critères de sélection des électrons moins la contribution des faux leptons prompts estimée *via* la méthode de la matrice. Le rapport entre les deux taux est appliqué pour chaque intervalle en p_T et $|\eta|$ des électrons.

6.4 Sélection des évènements

La sélection des évènements se fait en deux étapes : la préselection avec des critères de qualité appliqués puis la sélection en utilisant des variables dites discriminantes afin de tenir compte des propriétés du signal.

6.4.1 Préselection

Les critères utilisés pour la préselection sont les suivants :

- la présence d'au moins un vertex primaire déterminé avec au moins 5 traces de $p_T > 0.4$ GeV,
- des critères de qualité tels que le bon fonctionnement du détecteur pendant la prise de données, aucun objet présent dans une zone non-optimale du détecteur, pas de rayon cosmique, ...
- deux leptons isolés, de même charge électrique. Par la suite, on distinguera 3 canaux leptoniques : ee , $e\mu$ et $\mu\mu$,
- dans les canaux ee et $\mu\mu$, la masse invariante des deux leptons ne doit pas être compatible avec la masse d'un boson Z ou d'un hadron lourd : $|m_{ll} - m_Z| > 10$ GeV et $m_{ll} > 15$ GeV,
- les évènements doivent contenir au moins 2 jets,
- les deux leptons doivent être chargés positivement.

La préselection sert de base pour la définition des régions de contrôle comme de la région de signal.

6.4.2 Sélection par canal leptonique

Comme le montrent les figures 6.6 6.7 et 6.8, les principales variables discriminantes sont : la multiplicité en jets, en jets étiquetés b, l'énergie transverse manquante et la somme scalaire des impulsions transverses des jets et leptons notée H_T pour tous les canaux leptoniques.

La sélection a été faite au regard des propriétés du signal afin de sélectionner un maximum de signal tout en rejetant un maximum de bruits de fond. La région de signal est donc définie comme :

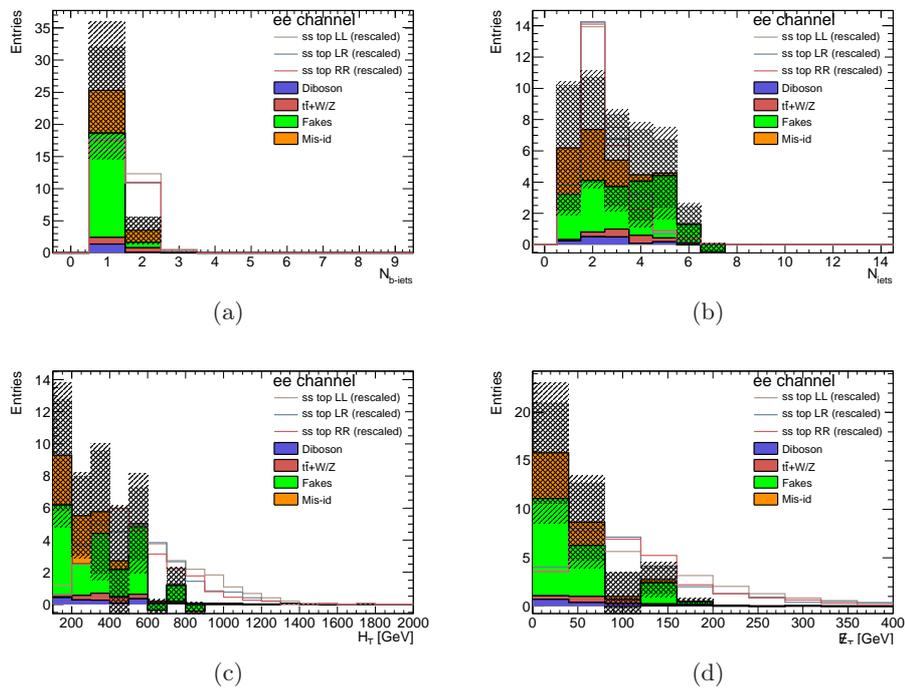


FIGURE 6.6 – Distributions des variables discriminantes 6.6(a) le nombre de jets de quark b 6.6(b) le nombre de jets 6.6(c) H_T et 6.6(d) l'énergie transverse manquante pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal ee . Les incertitudes statistiques ainsi que les principales incertitudes systématiques (erreurs sur les sections efficaces de production et erreurs dues aux méthodes pour estimer les bruits de fond instrumentaux) sont représentées par les zones hachurées.

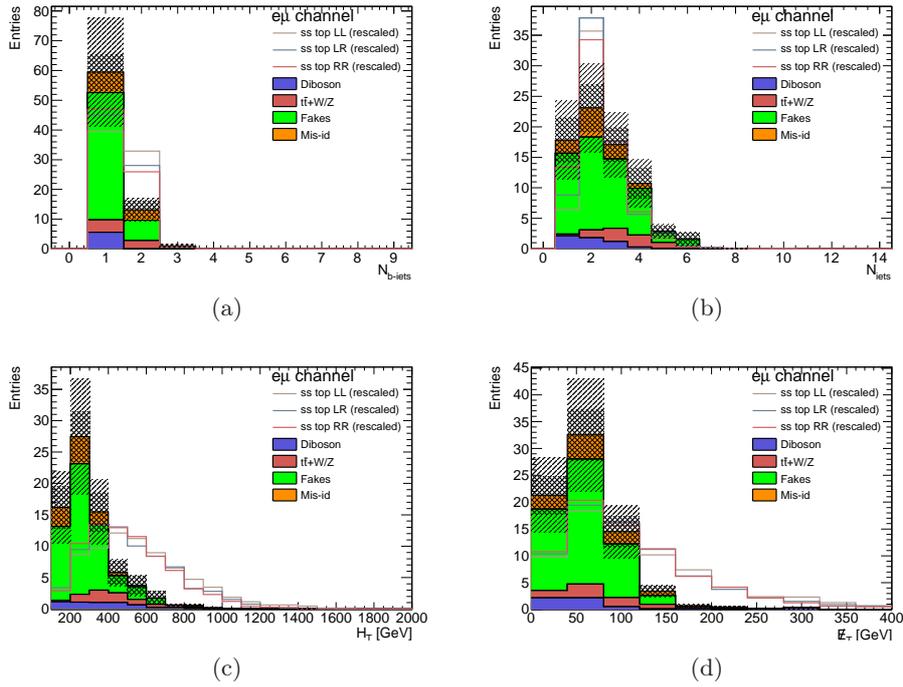


FIGURE 6.7 – Distributions des variables discriminantes 6.7(a) le nombre de jets de quark b 6.7(b) le nombre de jets 6.7(c) $H_{T\text{et}}$ 6.7(d) l'énergie transverse manquante pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal $e\mu$.

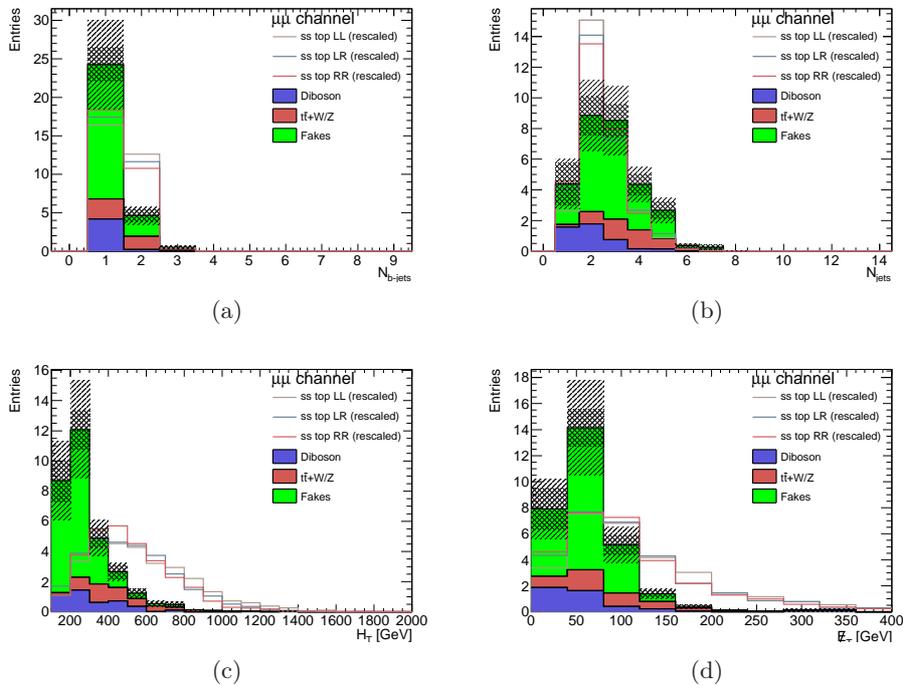


FIGURE 6.8 – Distributions des variables discriminantes 6.8(a) le nombre de jets de quark b 6.8(b) le nombre de jets 6.8(c) H_T et 6.8(d) l'énergie transverse manquante pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal $\mu\mu$.

- deux leptons chargés positivement (car 2 leptons positifs dans l'état final),
- au moins deux jets (car 2 jets provenant des quarks b dans l'état final),
- au moins un jet étiqueté b (car 2 jets provenant des quarks b dans l'état final et pour tenir compte de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b),
- $H_T > 550$ GeV (car 2 quarks top dans l'état final),
- $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV (car 2 neutrinos dans l'état final).

Après sélection, les évènements attendus de signal et de bruits de fond sont résumés dans la table 6.5.

TABLE 6.5 – Nombres d'évènements attendus après sélection pour le signal et les bruits de fond.

Processus	Canal		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Left-left	153.6 ± 9.8	506.5 ± 17.3	403.3 ± 15.5
Left-right	16.0 ± 1.1	57.3 ± 2.1	46.7 ± 1.8
Right-right	124.0 ± 8.0	440.6 ± 15.5	353.6 ± 14.2
Charge mis-id	$0.59 \pm 0.11 \pm 0.23$	$0.53 \pm 0.09 \pm 0.19$	—
Fakes	$0.63 \pm 0.37 \pm 0.19$	$0.95 \pm 0.40 \pm 0.29$	$0.73 \pm 0.73 \pm 0.22$
Diboson			
• WZ/ZZ +jets	$0.18 \pm 0.14 \pm 0.10$	$0.52 \pm 0.28 \pm 0.19$	$0.56 \pm 0.25 \pm 0.22$
• $W^\pm W^\pm$ +2 jets	$0.16 \pm 0.08 \pm 0.04$	$0.27 \pm 0.17 \pm 0.10$	$0.23 \pm 0.11 \pm 0.08$
$t\bar{t} + W/Z$			
• $t\bar{t}W$ (+jet(s))	$0.70 \pm 0.06 \pm 0.24$	$2.15 \pm 0.10 \pm 0.70$	$1.52 \pm 0.09 \pm 0.42$
• $t\bar{t}Z$ (+jet(s))	$0.18 \pm 0.03 \pm 0.06$	$0.59 \pm 0.05 \pm 0.19$	$0.26 \pm 0.03 \pm 0.09$
• $t\bar{t}W^\pm W^\mp$	$0.013 \pm 0.002 \pm 0.005$	$0.053 \pm 0.004 \pm 0.021$	$0.032 \pm 0.003 \pm 0.013$
Total bkg.	$2.46 \pm 0.43 \pm 0.42$	$5.07 \pm 0.54 \pm 0.88$	$3.33 \pm 0.79 \pm 0.65$

6.5 Validation des bruits de fond

Afin de s'assurer de la bonne modélisation des bruits de fond, en particulier des bruits de fond instrumentaux extraits des données, les distributions prédites sont comparées à celles des données, dans des régions orthogonales à la région de signal. Ces régions sont appelées régions de contrôle. L'une des régions de contrôle est définie comme :

- une paire de leptons chargés positivement,
- au moins deux jets mais aucun jet étiqueté b ,
- dans les canaux ee et $\mu\mu$, la masse invariante des deux leptons ne doit pas être compatible avec la masse d'un boson Z ou d'un hadron lourd : $|m_{ll} - m_Z| > 10$ GeV et $m_{ll} > 15$ GeV.

Cette région de contrôle permet de tester la modélisation de deux des bruits de fond principaux de la région de signal : les bruits de fond instrumentaux dûs à la mauvaise identification de la charge des leptons et la mauvaise identification de la nature prompt des leptons. De plus, notre signal contenant deux jets venant de quarks b , cette région de contrôle est très peu contaminée.

Les figures 6.9, 6.10 et 6.11 montrent les comparaisons entre les données et les bruits de fond pour les canaux ee , $e\mu$ et $\mu\mu$ respectivement. La table 6.6 montre les nombres d'évènements des différents bruits de fond et des données. Dans chacun des canaux, la fraction de bruit de fond $QMisId$ et $Fakes$ est différente, cela permet de vérifier que l'accord observé dans ces trois canaux ne soit pas un artefact

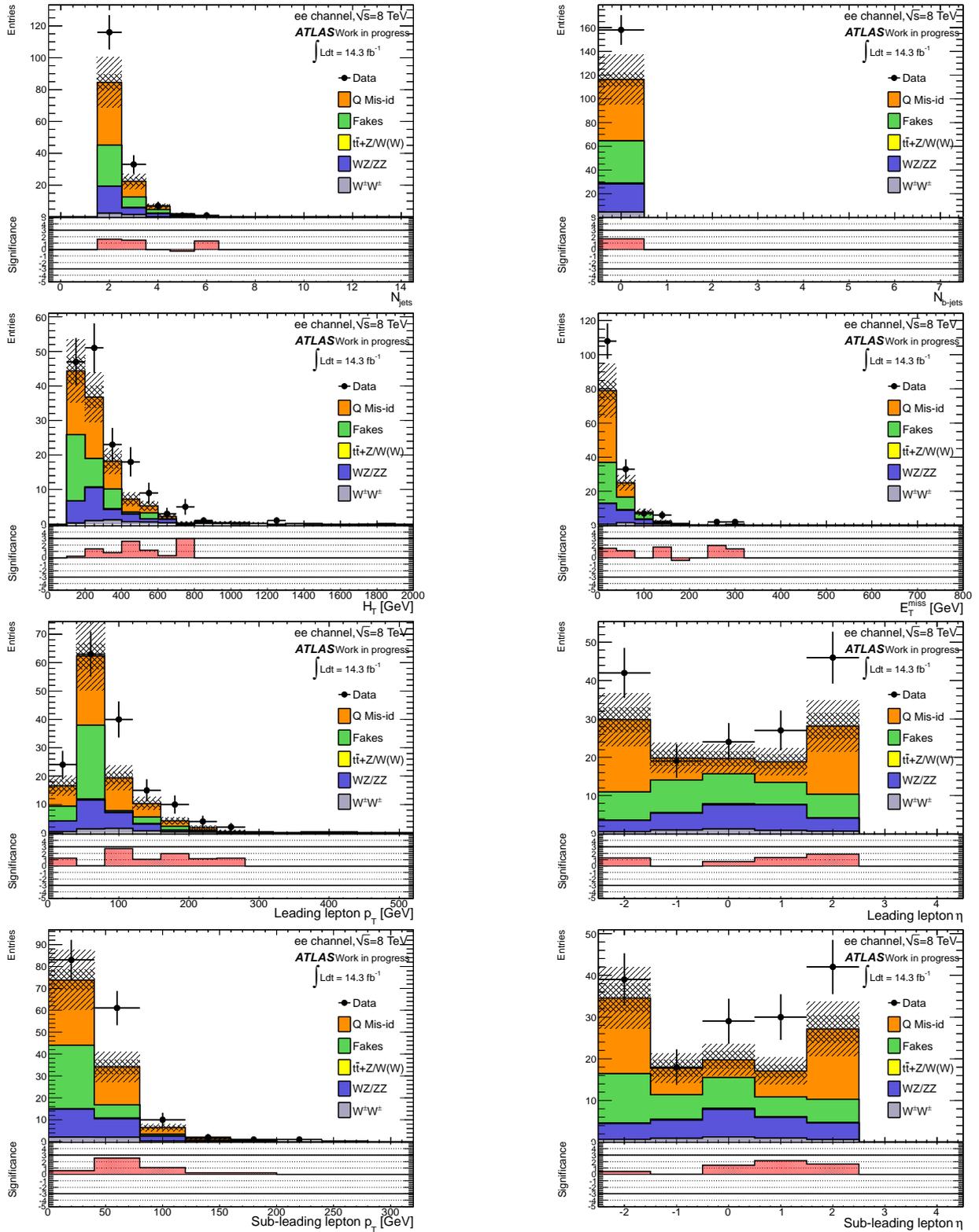


FIGURE 6.9 – Distributions de plusieurs variables cinématiques dans le canal ee dans la région de contrôle avec aucun jet étiqueté b . Les parties inférieures des figures montrent la signification statistique de la différence entre les données et les bruits de fond.

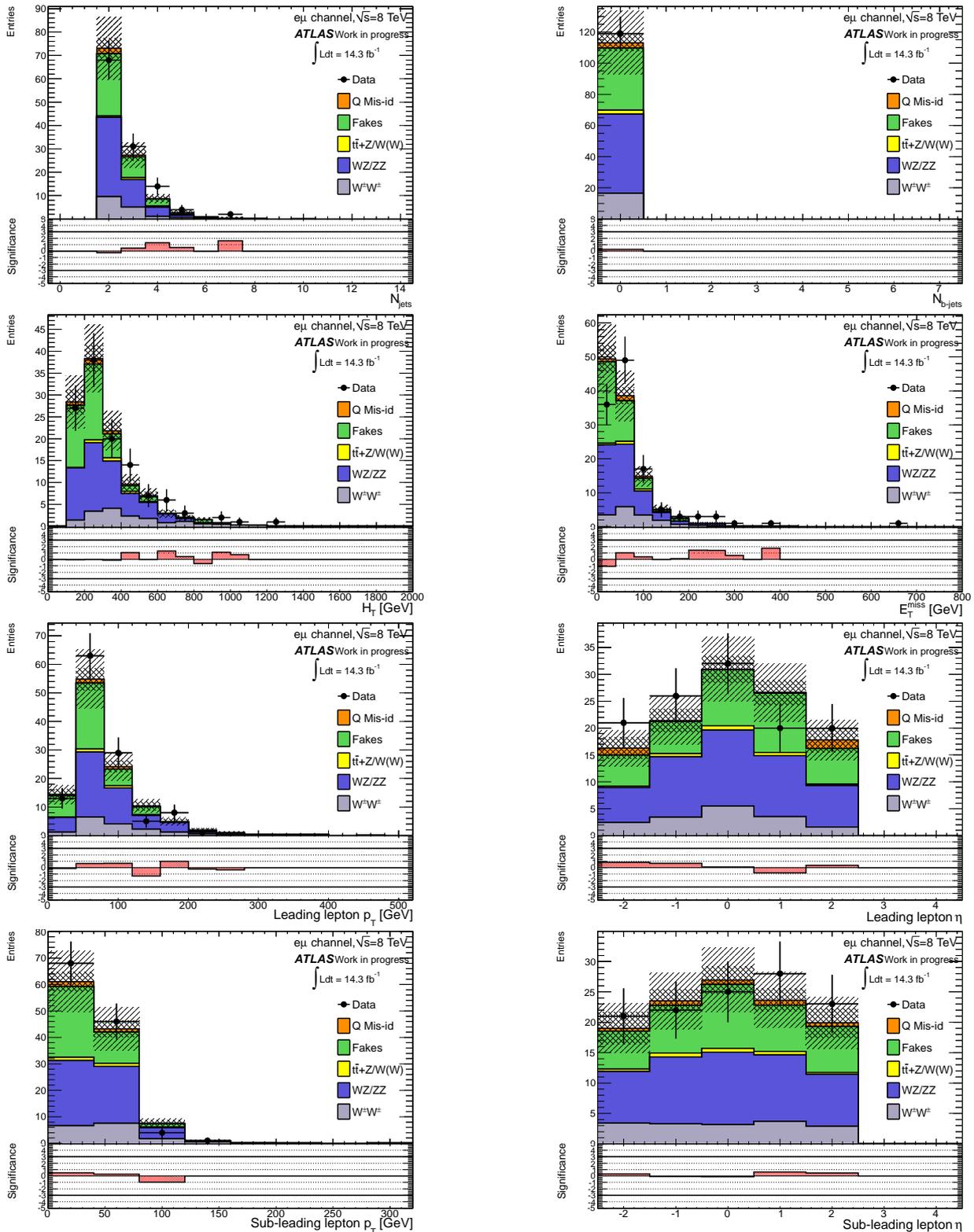


FIGURE 6.10 – Distributions de plusieurs variables cinématiques dans le canal $e\mu$ dans la région de contrôle avec aucun jet étiqueté b. Les parties inférieures des figures montrent la signification statistique de la différence entre les données et les bruits de fond.

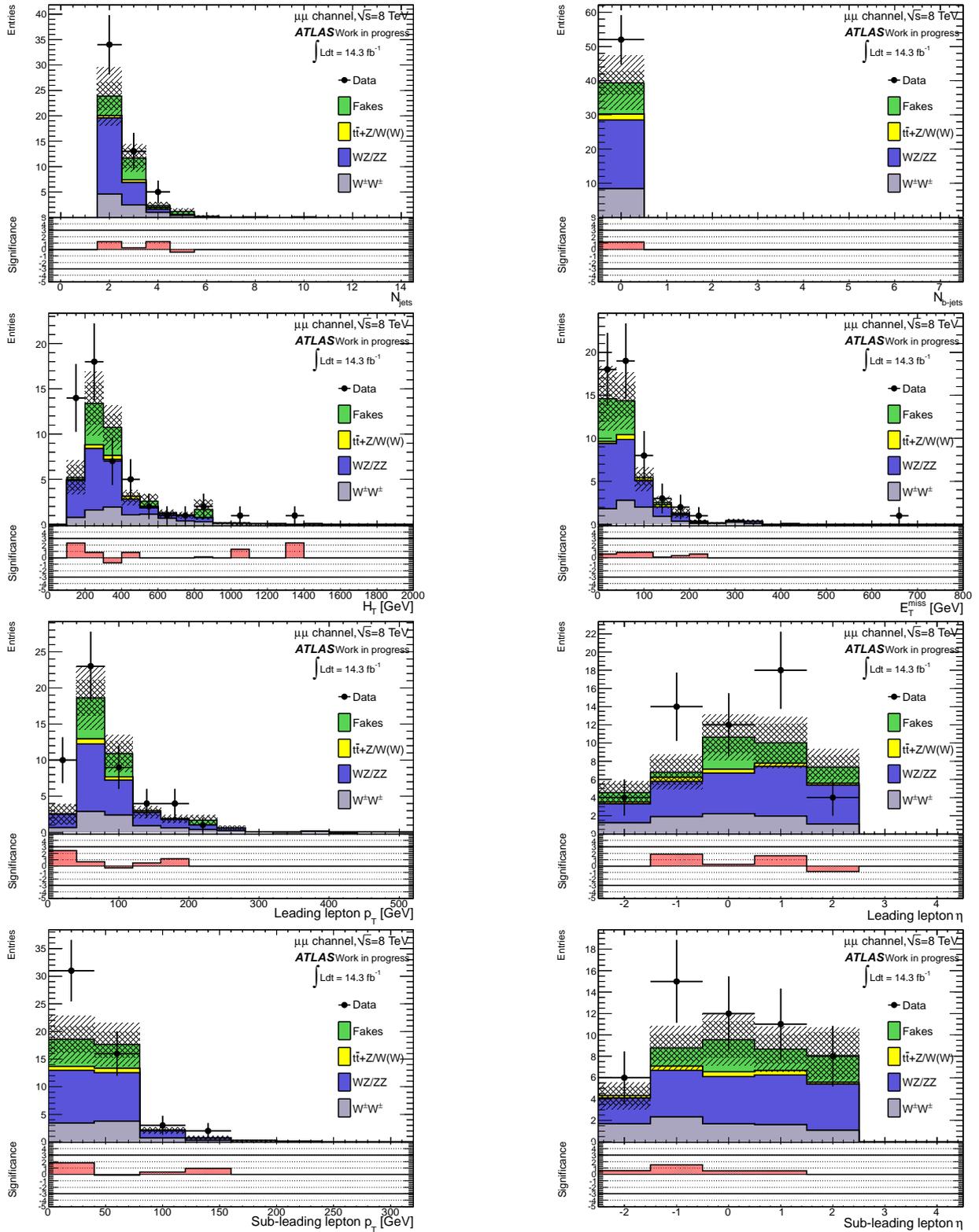


FIGURE 6.11 – Distributions de plusieurs variables cinématiques dans le canal $\mu\mu$ dans la région de contrôle avec aucun jet étiqueté b. Les parties inférieures des figures montrent la signification statistique de la différence entre les données et les bruits de fond.

dû à une compensation. Les nombres d'évènements montrent que pour les canaux ee et $\mu\mu$, les bruits de fond et les données sont compatibles à 20 %. Pour le canal $e\mu$, ils sont compatibles à 10 %.

6.6 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'erreurs systématiques sont prises en compte dans cette analyse. Pour quantifier l'impact de ces incertitudes, l'analyse est refaite pour chaque variation de chaque source d'incertitude systématique. Le rapport entre le nombre d'évènements nominal et le nombre d'évènements calculé avec une variation systématique est considéré comme l'incertitude systématique. Pour une source d'erreur systématique, si les variations haute et basse vont dans le même sens, alors la valeur la plus grande est gardée, l'autre terme prend une valeur nulle. Les variations dues à la résolution en énergie des jets, l'efficacité de reconstruction des jets, l'échelle et la résolution en énergie des muons sont symétrisées, ce qui signifie que la variation haute et la variation basse ont la même valeur absolue. Les sources d'incertitudes systématiques sont divisées en deux catégories : celles associées aux processus simulés et celles associées aux bruits de fond calculés à partir des données. Les tables D.1, D.2 et D.3 montrent les valeurs des incertitudes systématiques pour chaque bruit de fond et pour le signal $t\bar{t}RR$.

6.6.1 Incertitudes systématiques sur les échantillons simulés

Système de déclenchement et reconstruction des objets

La simulation du système de déclenchement des leptons ainsi que leur efficacité de reconstruction et d'identification sont corrigées par des facteurs d'échelle dépendants de la cinématique des leptons. Ces facteurs d'échelle ont été obtenus à partir d'évènements $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$. Les incertitudes systématiques liées à ces quantités sont obtenues en variant la valeur du facteur d'échelle de plus ou moins une déviation standard. Par la suite, ces incertitudes systématiques sont appelées SSWid, SSWrec et SSWtrg (pour l'identification, la reconstruction et le système de déclenchement, respectivement).

Résolutions et échelles en énergie des objets

Les incertitudes systématiques dues à l'échelle en énergie ou la résolution en énergie des objets sont estimées en variant l'énergie de plus ou moins une déviation standard. Les variations de chaque source d'erreur systématique sont appliquées séparément. L'effet des erreurs systématiques sur les objets est pris en compte dans le calcul de E_T^{miss} . De plus, une incertitude est appliquée sur les termes décrivant la contribution des dépôts d'énergie dans les calorimètres qui ne sont associés à aucun objet physique et la contribution des jets avec une faible impulsion transverse.

Luminosité et sections efficaces de production

L'incertitude sur la mesure de la luminosité intégrée conduit à une incertitude sur la normalisation des bruits de fond simulés. Cette incertitude a été estimée à 3.6 % [154]. Cette valeur n'est pas la valeur finale puisque seule une partie des données enregistrées en 2012 est utilisée. De plus, l'erreur sur la mesure de la section efficace de chaque processus de bruit de fond est considérée. Pour les processus avec une paire $t\bar{t}$ associée à un boson de jauge, l'incertitude systématique associée est de 30 %. Pour les processus di-bosons WZ et ZZ, l'incertitude sur la section efficace de production est de 34 %. Enfin, les

incertitudes systématiques liées aux processus $W^\pm W^\pm + 2$ jets et $t\bar{t}W^\pm W^\pm$ sont 25 % et +38 %/-26 %, respectivement [149].

Simulation

Cette incertitude systématique est associée uniquement aux processus de signal. ATLFast-II fournit une simulation rapide du détecteur ATLAS. La précision sur la simulation des objets peut être dégradée. Pour tenir compte de cet effet, les nombres d'évènements de signal après sélection sont comparés, pour un échantillon simulé avec ATLFast-II, l'autre avec la simulation complète du détecteur ATLAS. Le rapport des deux nombres d'évènements est pris comme la variation systématique, calculée pour chaque canal.

6.6.2 Incertitudes systématiques sur les bruits de fond issus des données

Mauvaise identification de la charge

Afin de mesurer l'incertitude systématique de ce bruit de fond, les évènements avec deux leptons de même charge sont recalculés en prenant comme taux $\epsilon + \sigma_\epsilon$ ou $\epsilon - \sigma_\epsilon$, où ϵ est le taux et σ_ϵ l'incertitude systématique globale. Cette dernière est déterminée à partir de six contributions :

- l'incertitude statistique venant de la méthode de vraisemblance $\sigma_\epsilon^{likelihood}(\eta) \times \alpha(\eta, p_T)$,
- l'incertitude statistique sur le facteur de correction $\epsilon^{likelihood}(\eta) \times \sigma_\alpha(\eta, p_T)$,
- la différence entre le taux mesuré avec la méthode de vraisemblance sur des évènements Z simulés et le taux vrai mesuré sur des évènements simulés $t\bar{t}$,
- la différence sur le facteur correctif en fonction de différents échantillons d'évènements $t\bar{t}$ simulés,
- la variation des taux due à la variation de la région du pic de masse du boson Z . Afin de prendre en compte cet effet, l'incertitude systématique est calculée en changeant la taille des régions A , B et C de ± 6 GeV. ,
- l'incertitude statistique sur le facteur de correction décrivant le chevauchement faux leptons/mauvaise identification de la charge.

La plus grande contribution vient de la différence entre le taux mesuré avec la méthode de vraisemblance sur des évènements Z simulés.

Faux leptons

L'incertitude systématique sur le bruit de fond composé de faux leptons est estimée à partir des évènements dans les régions de contrôle 0 - b tag (exactement aucun jet étiqueté b), low - H_T ($100 < H_T < 400$ GeV) et low - E_T^{miss} ($E_T^{\text{miss}} < 40$ GeV). Dans chaque région de contrôle, un ajustement avec une fonction de vraisemblance Poissonnienne est effectué afin de comparer les données et les bruits de fond, en renormalisant le bruit de fond faux-leptons par un facteur s_F . La valeur de s_F qui maximise la fonction de vraisemblance est gardée. L'incertitude systématique globale est alors la somme quadratique de deux termes : $|s_F - 1.0|$ et l'incertitude sur s_F donnée par l'ajustement.

La table 6.7 montre les différentes valeurs de s_F pour chaque région de contrôle ainsi que les incertitudes associées, elles sont comprises entre 23 % et 30 % pour le canal $e\mu$. Par souci d'uniformité, l'incertitude appliquée par la suite est de 30 % pour tous les canaux.

6.7 Résultats

6.7.1 Méthode d'interprétation statistique

Les données obtenues après sélection sont comparées à la simulation, sous l'hypothèse signal+bruits de fond et sous l'hypothèse bruits de fond. Dans le cas où les données sont compatibles avec l'hypothèse signal+bruits de fond, une découverte peut être annoncée. Dans le cas où les données sont compatibles avec l'hypothèse bruits de fond, une limite sur la section efficace de production du signal est calculée à 95 % de degré de confiance. Pour cela, la méthode de CL_s [155, 156] implémentée dans `McLIMIT` [157] est utilisée. Cette méthode utilise un rapport entre deux fonctions de vraisemblance comme test statistique (LLR) :

$$LLR = -2 \log \frac{L_{s+b}}{L_b} \quad (6.13)$$

où L_{s+b} (L_b) est une probabilité Poissonnienne d'observer le nombre de données sous l'hypothèse signal+bruits de fond (bruits de fond uniquement). Plusieurs milliers de pseudo-expériences sont générées pour chaque hypothèse en prenant en compte les fluctuations statistiques modélisées par la statistique de Poisson et les incertitudes systématiques modélisées par une fonction Gaussienne. De plus, les corrélations entre les incertitudes systématiques pour les différents échantillons d'évènements ou canaux sont prises en compte.

La fraction de pseudo-expériences dans l'hypothèse b ou $s + b$ avec un LLR plus grand que la valeur médiane ou observée conduit à définir deux quantités CL_b et CL_{s+b} pour les limites attendues ou observées, respectivement. Les valeurs de section efficace du signal sont considérées comme exclues à 95 % de degré de confiance si $CL_s = CL_{s+b}/CL_b < 0.05$.

6.7.2 Limites attendues et observées

Pour chaque état de chiralité, des limites attendues sur la section efficace de production de deux quarks top de même charge ont été calculées. Elles sont résumées dans la table 6.8.

Après application de la sélection définie précédemment, les nombres d'évènements de données et de bruits de fond sont résumés dans la table 6.9, détaillés par canal et par processus. Au total, on observe 12 évènements de données pour un bruit de fond total prédit de 10.86 ± 1.57 . Aucun excès n'est observé, une limite sur la section efficace de production est donc calculée.

Les limites observées sont interprétées en termes de section efficace de production ainsi qu'en rapport entre constante de couplage et échelle d'énergie de la nouvelle physique, deux paramètres libres du modèle utilisé. Elles sont résumées dans la table 6.10.

Enfin, les limites observées peuvent être interprétées dans le plan constante de couplage/échelle d'énergie de nouvelle physique, pour chaque configuration de chiralité. Ces distributions sont présentées sur la figure 6.12. La ligne en pointillés représente la limite attendue, les surfaces pleines jaune et verte représentent les bandes à 1σ et 2σ respectivement de la limite attendue, la ligne en trait plein est la limite observée et la surface en rouge représente la zone du plan exclue.

Les limites sur les sections efficaces de production vont de 0.19 à 0.21 pb en fonction des différentes configurations de chiralité.

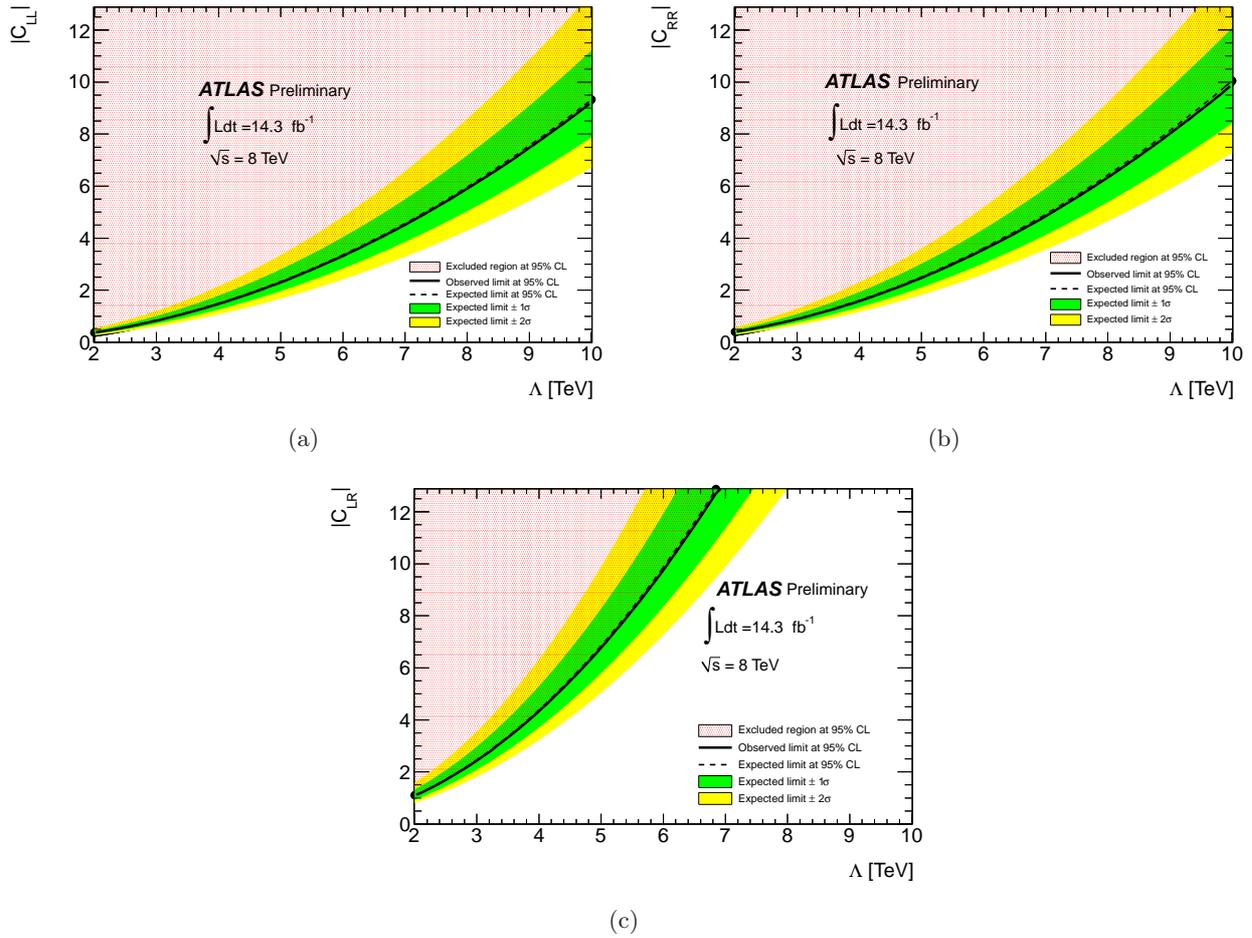


FIGURE 6.12 – Limites observées sur la production de quarks top de même charge dans le plan constante de couplage C échelle d'énergie de la nouvelle physique Λ pour les chiralités (a) gauche-gauche, (b) droite-droite, and (c) gauche-droite. La région au-dessus de la ligne est exclue à 95 % C.L.

6.8 Conclusions et perspectives

Une étude a été menée afin de déterminer le potentiel de découverte d'un signal avec deux quarks top de même charge. Le modèle considéré suppose que les deux quarks top sont produits par interaction de contact avec deux quarks u provenant des protons. Trois configurations sont établies en fonction de la chiralité de chacun des quarks top. Après observation des données, aucun excès n'est apparu et des limites ont été calculées sur la section efficace de production du signal ainsi que sur les paramètres du modèle, à savoir la constante de couplage et l'échelle d'énergie de la nouvelle physique. Les limites sur les sections efficaces de production sont comprises entre 0.19 et 0.21 pb.

Cette étude a été faite avec un lot partiel des données enregistrées par le détecteur ATLAS au cours de l'année 2012. Afin de réduire les incertitudes statistiques, dominantes ici, le lot complet de données pourra être utilisé. De plus, la sélection choisie peut être raffinée en cherchant la meilleure combinaison des variables discriminantes déjà utilisées ou en considérant de nouvelles variables discriminantes.

TABLE 6.6 – Nombres d'évènements attendus et observés dans la région de contrôle avec leurs incertitudes statistique (premier) et systématiques (second). Dans le cas des bruits de fond simulés, seules les incertitudes systématiques sur les sections efficaces de production sont prises en compte ici.

Bruits de fond	Canaux		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Processus			
Charge mis-id	$51.88 \pm 0.95 \pm 13.80$	$3.35 \pm 0.25 \pm 0.97$	—
Fakes	$35.5 \pm 5.4 \pm 10.6$	$39.8 \pm 4.3 \pm 11.9$	$9.17 \pm 3.04 \pm 2.75$
Diboson			
• WZ/ZZ +jets	$23.6 \pm 1.6 \pm 8.0$	$50.9 \pm 2.4 \pm 17.3$	$20.1 \pm 1.4 \pm 6.8$
• $W^\pm W^\pm$ +2 jets	$4.56 \pm 0.47 \pm 2.28$	$15.0 \pm 0.9 \pm 7.5$	$8.39 \pm 0.64 \pm 4.19$
$t\bar{t} + W/Z$			
• $t\bar{t}W$ (+jet(s))	$0.65 \pm 0.07 \pm 0.19$	$1.70 \pm 0.11 \pm 0.51$	$1.39 \pm 0.09 \pm 0.42$
• $t\bar{t}Z$ (+jet(s))	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.04$	$0.48 \pm 0.05 \pm 0.14$	$0.24 \pm 0.04 \pm 0.07$
• $t\bar{t}W^\pm W^\mp$	0.008 ± 0.002	0.024 ± 0.003	0.025 ± 0.003
Total	$116 \pm 6 \pm 19$	$113 \pm 5 \pm 22$	$39 \pm 3 \pm 8$
Données	158	119	52

TABLE 6.7 – Facteurs d'échelle s_F appliqués aux évènements faux-leptons pour chaque canal ainsi que l'incertitude systématique correspondante.

Régions de contrôle	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
s_F low- E_T^{miss}	0.84 ± 0.21	0.64 ± 0.13	0.82 ± 0.18
s_F low- H_T	0.75 ± 0.24	0.56 ± 0.18	0.49 ± 0.27
s_F 0-btag	1.67 ± 0.21	0.97 ± 0.18	1.37 ± 0.42
s_F combinés	1.19 ± 0.13	0.71 ± 0.10	0.81 ± 0.10
Incert. syst.	23 %	30 %	24 %

TABLE 6.8 – Limites attendues pour le signal avec deux quarks top de même charge.

Chiralité	95% C.L. limite attendue [pb]		
	Stat. seulement	Toutes incert. (nominal)	($\pm 1\sigma$)
Gauche-gauche	0.17	0.19	0.14-0.28
Gauche-droite	0.18	0.21	0.15-0.30
Droite-droite	0.19	0.22	0.15-0.32

TABLE 6.9 – Nombre d'évènements observés et attendus pour les bruits de fond avec leurs incertitudes statistiques (premier) et systématiques (second).

	Canal		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Total	$2.46 \pm 0.43 \pm 0.42$	$5.07 \pm 0.54 \pm 0.88$	$3.33 \pm 0.79 \pm 0.65$
Observés	3	8	1

TABLE 6.10 – Limites attendues et observées pour le signal avec deux quarks top de même charge.

Chiralité	95% C.L. limite supérieure		
	$\sigma(pp \rightarrow tt)$ [pb]		$ C /\Lambda^2$ [TeV ⁻²]
	Attendues 1σ	Observées	Observées
Gauche-gauche	0.14-0.28	0.19	0.092
Gauche-droite	0.15-0.30	0.20	0.271
Droite-droite	0.15-0.32	0.21	0.099

7 Améliorations de l'analyse de recherche d'évènements à deux quarks top de même signe

«Mais nous pouvons le découvrir facilement! Drago, va chercher le goblin, il peut nous dire si l'épée est vraie ou pas! »

Lucius Malefoy, Harry Potter et les Reliques de la Mort

7.1 Introduction

Une première analyse sur la recherche d'évènements a été réalisée avec les premières données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2012 [149]. Cette analyse est reproduite dans ce chapitre avec la totalité des données enregistrées en 2012 par le détecteur ATLAS, soit 20.3 fb^{-1} . Cette recherche s'inclut dans une analyse plus large sur la recherche d'évènements avec deux leptons de mêmes charges avec notamment d'autres modèles testés, prédisant par exemple des topologies $t\bar{t}\bar{t}\bar{t}$. Cette analyse devrait prochainement donner lieu à un papier. Si l'on extrapole le résultat obtenu dans la section 6.7.2 avec la luminosité intégrée utilisée ici, les limites attendues sur la section efficace de production de quarks top de même charge par interaction de contact devraient être de :

- en LL : 0.134 pb,
- en LR : 0.141 pb,
- en RR : 0.148 pb.

Afin d'accroître la sensibilité de l'analyse, plusieurs améliorations ont été étudiées et appliquées. Ces améliorations concernent la définition des objets utilisés (section 7.2.1), les processus de signal étudiés (section 7.2.2) ainsi que l'estimation des bruits de fond instrumentaux (section 7.3). De plus, de nouveaux processus, qui restent cependant minoritaires, ont été rajoutés dans la liste des bruits de fond irréductibles.

Au cours de cette thèse, la recherche de variables discriminantes, l'optimisation de la sélection, le calcul et l'interprétation des résultats ont été réalisés.

7.2 Améliorations de l'analyse

7.2.1 Objets

La reconstruction des électrons, muons, jets et le calcul de l'énergie transverse manquante suivent la description figurant dans la section 4. La topologie étudiée peut être produite à haute énergie et subir un *boost*. Ainsi, les objets produits, en particulier les particules issues de la désintégration des quarks top, peuvent se retrouver très proches et ne plus satisfaire aux critères d'isolation standard. Pour récupérer ces événements, les critères d'isolation des leptons ont été modifiés.

Electrons

Les électrons d'une énergie transverse $E_T > 25$ GeV doivent passer les critères *tight* ++ définis par la collaboration ATLAS [116]. De plus ils doivent être dans la région $|\eta_{cluster}| < 2.47$, en excluant la région $1.37 < |\eta_{cluster}| < 1.52$ ¹. L'isolation des électrons a changé et est maintenant caractérisée par la "mini-isolation", qui définit le rayon d'isolation de l'électron comme :

$$\Delta R = \frac{10 \text{ GeV}}{E_T} \quad (7.1)$$

où E_T est l'énergie transverse de l'électron. De plus la somme de l'impulsion transverse des traces dans le cône autre que celle de l'électron ne doit pas être supérieure à 0.05 fois celle de la trace de l'électron. Enfin, les électrons doivent être assez éloignés des jets en respectant le critère suivant $\Delta R(e, \text{jet}) > 0.4$.

Muons

Les muons d'impulsion transverse $p_T > 25$ GeV doivent passer les critères *combined* ainsi que la mini-isolation définie précédemment. Ils doivent être dans la région $|\eta| < 2.5$. Afin d'augmenter l'efficacité de sélection des muons prompts tout en supprimant le plus de muons venant de la désintégration de particules belles, deux critères ont été ajoutés. Tout d'abord, la distance entre les muons et les jets doit vérifier :

$$\Delta R > 0.04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T} \quad (7.2)$$

où p_T est l'impulsion transverse du muon. L'autre amélioration concerne le paramètre d'impact transverse du muon. La signification statistique du paramètre d'impact transverse du muon par rapport à la ligne de faisceau doit être inférieure à 3 déviations standard.

7.2.2 Processus de signal

Le modèle prédisant la production de deux quarks top de même charge par interaction de contact prévoit que la particule échangée est de grande masse, d'au moins 5 TeV (voir section 5.3.3). Afin de sonder la région des basses masses, un nouveau processus de signal est inclus dans cette analyse. Il s'agit de la production de deux quarks top de même charge par échange d'un boson de Higgs (standard ou lourd) en voie t [142], comme le montre la figure 7.1.

1. La variable $|\eta_{cluster}|$ est définie comme la pseudo-rapacité des clusters électromagnétiques.

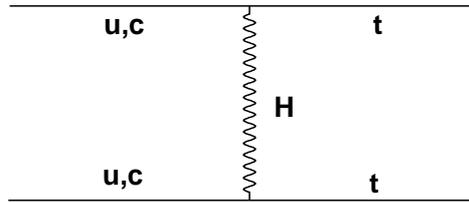


FIGURE 7.1 – Diagramme de Feynman représentant un processus de production de deux quarks top de même charge dans le cadre d'un changement de saveur par courant neutre.

Le modèle FCNC a été décrit dans le détail dans la section 7.2.2. Pour chaque configuration $uu \rightarrow tt$, $uc \rightarrow tt$ et $cc \rightarrow tt$, trois points de masse du boson de Higgs ont été générés : 250, 500 et 750 GeV. De plus, pour la configuration $uu \rightarrow tt$, un point de masse de 125 GeV a été ajouté.

7.3 Estimation des bruits de fond

Tout comme dans l'analyse précédente, des processus du Modèle Standard peuvent mimer un état final avec deux leptons de même charge. Parmi ces processus, on distingue les bruits de fond avec deux vrais leptons de même signe, la mauvaise identification de la charge des leptons et la mauvaise identification du caractère prompt d'un lepton.

7.3.1 Bruits de fond simulés

Les bruits de fond irréductibles sont estimés à partir de simulations Monte-Carlo :

- les productions associées d'une paire $t\bar{t}$ et d'un ou plusieurs bosons :
 - les processus $t\bar{t}W$ +jets, $t\bar{t}Z$ +jets et $t\bar{t}W^+W^-$ sont générés au niveau LO avec MADGRAPH. Les sections efficaces des processus $t\bar{t}W$ +jets et $t\bar{t}Z$ +jets ont été réévaluées au niveau NLO,
 - les processus $t\bar{t}H$ (figure 7.2(c)) avec $H \rightarrow W^+W^-$, ZZ , $\tau^+ \tau^-$ et $\tau^+ \tau^- \rightarrow \ell h$ sont générés au niveau LO avec PYTHIA 8 et les sections efficaces sont réévaluées au niveau NLO [158, 159].
- les productions dibosons :
 - $W^\pm W^\pm$, WZ/γ^* et ZZ sont générés au niveau LO avec SHERPA 1.4. Seules les désintégrations $W^\pm W^\pm \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, $WZ \rightarrow \ell\ell\nu$ et $ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ sont autorisées, avec les trois générations de leptons. Les sections efficaces sont réévaluées au niveau NLO,
 - les processus $WWjj$ issus d'une interaction multiple de partons (MPI) du processus Wj [160] sont générés avec PYTHIA 8,
 - les processus WH et ZH (figure 7.2(b)) sont générés avec PYTHIA 8 au niveau LO et les sections efficaces sont réévaluées au niveau NLO [158, 159].
- les productions tribosons (figure 7.2(a)) comprennent les processus $WWW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu$ et $ZWW^* \rightarrow \ell\ell\nu\ell\nu$ et sont générés avec MadGraph.

En comparaison avec l'analyse réalisée avec 14.3 fb^{-1} , les processus $t\bar{t}H$, tribosons et VH ont été ajoutés. Cependant, la contribution de ces bruits de fond est très faible.

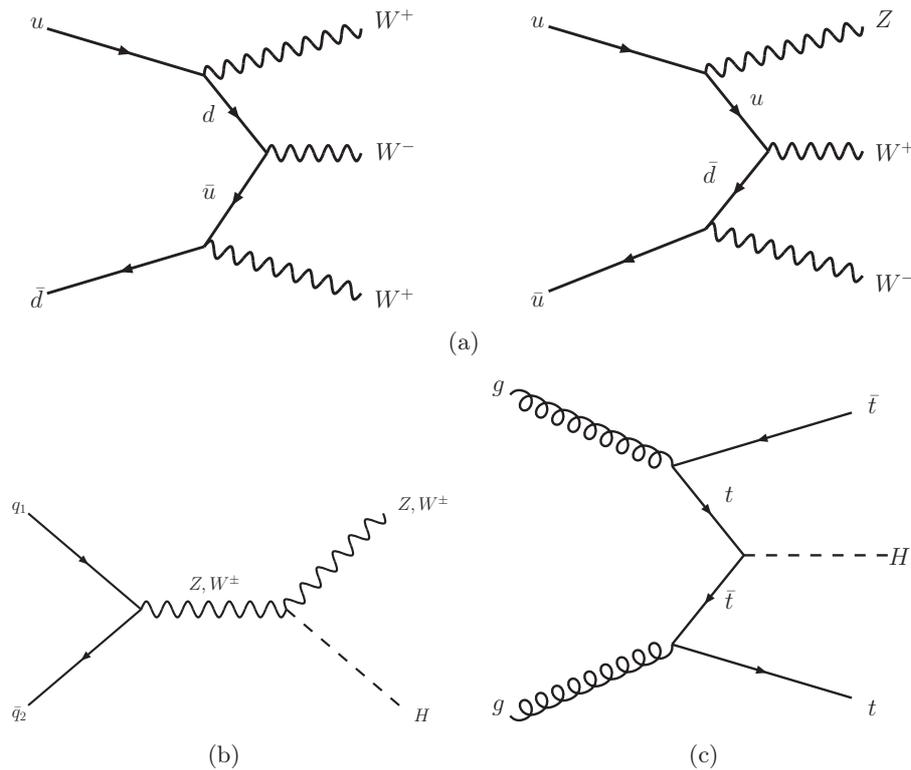


FIGURE 7.2 – Diagrammes de Feynman représentant les processus de bruits de fond irréductibles (ajoutés par rapport à l’analyse précédente) (a) tribosons (b) VH et (c) $t\bar{t}H$.

La table 7.1 résume tous les processus de bruits de fond irréductibles considérés dans cette analyse.

7.3.2 Faux leptons prompts

La méthode utilisée pour estimer le bruit de fond instrumental dû aux faux leptons prompts est la même que celle décrite dans la section 6.3.2. Cependant, la dépendance aux systèmes de déclenchement et aux variables cinématiques n’est plus traitée de la même manière.

Les probabilités r et f sont déterminées dans les mêmes régions que précédemment. Les probabilités des électrons sont paramétrisées en fonction de la pseudo-rapidité du cluster de l’électron, de l’impulsion transverse du jet le plus énergétique ainsi que la distance entre l’électron et le jet le plus proche $\Delta R(e, \text{jet})$. Pour les muons, la paramétrisation se fait en fonction de l’impulsion transverse du muon, de la pseudo-rapidité du muon et de la distance entre le muon et le jet le plus proche $\Delta R(\mu, \text{jet})$. Les dépendances avec la multiplicité des jets et des jets étiquetés b ont été vérifiées mais sont négligeables.

Lors de l’analyse précédente, un biais était introduit lorsque les efficacités étaient appliquées pour le système de déclenchement avec isolation. Cependant, les erreurs systématiques liées au système de déclenchement couvraient cet effet. Afin de raffiner le traitement de ce biais, une nouvelle méthode est utilisée. Pour cela, trois systèmes de déclenchement (ou *trigger*) sont utilisés :

- $EF_e60_medium1$ (EF_mu36_tight) pour les électrons (muons) de haut p_T ,
- $EF_e24vhi_medium1$ (EF_mu24i_tight) pour les électrons (muons) de bas p_T avec requête sur l’isolation,
- $EF_e24vh_medium1$ (EF_mu24_tight) pour les électrons (muons) de bas p_T sans requête

TABLE 7.1 – Tableau résumant les processus utilisés pour la description des bruits de fond irréductibles.

DSID	Processus	Générateur	PDF	section efficace [pb]
<i>t\bar{t}+boson(s)</i>				
119353	<i>t\bar{t}W</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.104
174830	<i>t\bar{t}Wj excl.</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.053
174831	<i>t\bar{t}Wjj incl.</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.041
119355	<i>t\bar{t}Z</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.068
174832	<i>t\bar{t}Zj excl.</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.045
174833	<i>t\bar{t}Zjj incl.</i>	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.040
158814	<i>t\bar{t}W⁺W⁻</i>	MADGRAPH	MSTW2008	0.0022
<i>t\bar{t}H</i>				
161305	H → W ⁺ W ⁻	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0195
169072	H → ZZ	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0023
161719	H → τ ⁺ τ ⁻ → lh	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0029
Dibosons				
185393	W [±] W [±] → lνlν EWK	SHERPA	CT10	0.028
185394	W [±] W [±] → lνlν QCD	SHERPA	CT10	0.016
185396	WZ → lllν EWK	SHERPA	CT10	0.082
185397	WZ → lllν QCD	SHERPA	CT10	2.34
147196	ZZ → llll EWK	SHERPA	CT10	0.0069
126894	ZZ → llll QCD	SHERPA	CT10	8.73
147281	DPI W+jet	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0019
<i>WH</i>				
161455	H → W ⁺ W ⁻ → lνqq	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.053
161105	H → W ⁺ W ⁻ → lνlν	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.012
161646	H → τ ⁺ τ ⁻ → lh	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.018
<i>ZH</i>				
161505	H → W ⁺ W ⁻ → lνqq	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.028
161155	H → W ⁺ W ⁻ → lνlν	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0068
Tribosons				
167006	WWW* → lνlνlν	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.0051
167007	ZWW* → lllνlν	MADGRAPH	CTEQ6L1	0.0016

sur l'isolation.

Les systèmes de déclenchement $EF_e24vh_medium1$ et EF_mu24_tight ne sont pas utilisés dans l'analyse mais uniquement pour cette méthode. Il n'est pas nécessaire d'appliquer les efficacités calculées avec le système de déclenchement isolé à tous les leptons de bas p_T . Si l'un des leptons de l'évènement allume le système de déclenchement de haut p_T , alors aucun biais n'est introduit à cause de l'isolation, ainsi les efficacités calculées avec les systèmes de déclenchement ne requérant pas d'isolation sont appliquées.

En revanche, si aucun lepton de l'évènement n'allume le système de déclenchement de haut p_T , alors les efficacités calculées avec le système de déclenchement avec requête sur l'isolation sont appliquées pour le lepton qui allume le système de déclenchement de bas p_T , les efficacités non biaisées sont alors appliquées aux autres leptons de l'évènement. La table 7.2 résume comment les efficacités sont appliquées aux leptons en fonction des différents cas.

TABLE 7.2 – Efficacités appliquées à chaque lepton en fonction des caractéristiques du lepton et du système de déclenchement. Haut- et bas- p_T sont définis en fonction des seuils en p_T de chacun des systèmes de déclenchement. Pour les électrons, bas- p_T signifie $24 < p_T < 61$ GeV alors que pour les muons, cela signifie $24 < p_T < 37$ GeV.

Système de déclenchement	Rang des leptons en fonction du p_T	Gamme en p_T du lepton	Efficacité appliquée
≥ 1 lepton allume le haut- p_T	Quelconque	haut	haut- p_T
≥ 1 lepton allume le haut- p_T	Quelconque	bas	bas- p_T non-isolé
Aucun lepton n'allume le haut- p_T	Le plus haut	Quelconque	low- p_T isolé
Aucun lepton n'allume le haut- p_T	Le 2 ^{ème}	haut	haut- p_T non-isolé
Aucun lepton n'allume le haut- p_T	Le 2 ^{ème}	bas	bas- p_T non-isolé

7.3.3 Mauvaise identification de la charge des leptons

La méthode générale ayant été décrite dans le chapitre 6, seules les différences avec ce dernier seront explicitées.

Les taux de mauvaise identification de charge, pour les électrons, sont calculés à partir d'évènements $Z(\rightarrow ee)+jet(s)$. Ces taux dépendent de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapacité mais sont décorrélés entre les deux électrons. Ainsi, le nombre d'évènements avec deux leptons de même charge où un électron se trouve dans l'intervalle (i,k) ^{ème} en (η, p_T) et l'autre se trouve dans l'intervalle (j,l) ^{ème} s'exprime comme :

$$N_{ss}^{ik,jl} \approx N^{ik,jl}(\epsilon_{ik} + \epsilon_{jl}) \quad (7.3)$$

où $N_{ss}^{ik,jl}$ est le nombre total d'évènements dans les intervalles (i,k) - (j,l) et ϵ est le taux de mauvaise identification de charge. Dans l'analyse précédente, la minimisation se faisait uniquement en fonction de $|\eta|$. Actuellement, la valeur du taux ϵ est calculée en minimisant une vraisemblance décrite par une loi de Poisson, en fonction de (η, p_T) , pour une région $p_T \in [0, 100]$ GeV :

$$-ln[L(\epsilon|N_{ss}, N)] = \sum_{ik,jl} ln[(\epsilon_{ik} + \epsilon_{jl})N^{ik,jl}]N_{ss}^{ik,jl} - (\epsilon_{ik} + \epsilon_{jl})N^{ik,jl} \quad (7.4)$$

Cependant, la distribution en impulsion transverse n'est pas la même pour les électrons dans les évènements $Z(\rightarrow ee)$ et dans les évènements $t\bar{t}$. Pour tenir compte de cet effet, les taux de mauvaise identification de charge sont déterminés avec des électrons provenant d'évènements $t\bar{t}$ en fonction du p_T de l'électron. Ainsi, un facteur correctif est calculé pour les électrons avec une impulsion transverse supérieure à 100 GeV :

$$\epsilon(|\eta|, p_T; p_T > 100 \text{ GeV}) = \epsilon(|\eta|, p_T \in [80, 100] \text{ GeV}) \times \alpha_{t\bar{t}}(|\eta|, p_T; p_T > 100 \text{ GeV}) \quad (7.5)$$

où $\epsilon(|\eta|, p_T \in [80, 100] \text{ GeV})$ est déterminé à partir de la minimisation de vraisemblance décrite précédemment, et :

$$\alpha_{t\bar{t}}(|\eta|, p_T) = \frac{\epsilon(|\eta|, p_T)_{t\bar{t}}}{\epsilon(|\eta|, p_T \in [80, 100] \text{ GeV})_{t\bar{t}}} \quad (7.6)$$

avec $\epsilon(|\eta|, p_T)_{t\bar{t}}$ estimé à partir de la vérité Monte-Carlo sur des évènements $t\bar{t}$.

Pour mesurer le nombre d'évènements avec deux leptons de même charge issus de la mauvaise identification de charge, un échantillon des données est utilisé avec les critères de sélection de l'analyse mais en demandant deux leptons de charge opposée. Les taux de mauvaise identification ϵ sont alors déterminés et appliqués à chaque électron en fonction de son impulsion transverse et de sa pseudo-rapidité.

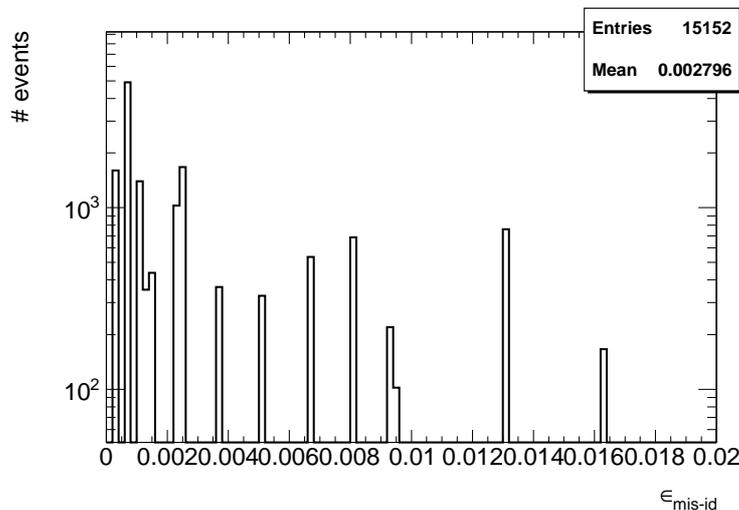


FIGURE 7.3 – Taux de mauvaise identification de la charge calculés sur les données après une sélection de deux jets dont au moins un est étiqueté b.

La figure 7.3 montre la valeur des taux après une sélection de deux jets dont au moins un est étiqueté b. Le taux moyen après cette sélection est de l'ordre de 0.003.

Le test de fermeture donne un nombre d'évènements avec deux leptons de même charge de 702 pour une estimation de 671_{-172}^{+177} , pour la région à haut p_T (c'est-à-dire $p_T > 100 \text{ GeV}$). Lorsque la correction calculée avec les évènements $t\bar{t}$ n'est pas appliquée, le nombre d'évènements prédit est de 407 ± 16 [161].

TABLE 7.3 – Tableau résumant les changements entre les deux analyses.

	Changement	Analyse avec 14.3 fb ⁻¹	Analyse avec 20.3 fb ⁻¹
Electrons	Isolation	standard	mini-isolation
Muons	Isolation Paramètre d'impact	$\Delta R(\mu, jet) > 0.4$ Non	$\Delta R(\mu, jet) > 0.04 + \frac{10 \text{ GeV}}{p_T}$ $\frac{d_0}{\sigma_{d_0}} < 3$
Signal	Processus	interaction de contact	ajout du modèle FCNC
Bruits de fond	Processus	$t\bar{t}V$, dibosons	$t\bar{t}V$, dibosons, VVV, $t\bar{t}H$, VH
Mis-id	Vraisemblance	en 1D ($ \eta $)	en 2D ($ \eta , p_T$)
Fakes	<i>trigger e</i>	Non	Oui
	Variables pour e	$p_T(e), \eta(e), \Delta\phi(e, E_T^{\text{miss}})$ $\Delta R(e, jet), \sum E_T, E_T^{\text{miss}}$	$\eta(e), p_T(jet)$ $\Delta R(e, jet), trigger$
	Variables pour μ	<i>trigger</i> , $p_T(\mu), \eta(\mu), N_{jets}$ $N_{b-jets}, \Delta R(\mu, jet)$	<i>trigger</i> , $p_T(\mu), \eta(\mu)$ $\Delta R(\mu, jet)$
	Trigger e	1	3
	Trigger μ	2	3
Chevauchement	Méthode	Rapport entre 2 taux	Méthode de la matrice

7.3.4 Chevauchement faux leptons prompts/mauvaise identification de la charge

Comme nous l'avons vu dans la section 6.3.4, certains processus peuvent contribuer à la fois dans l'estimation du bruit de fond mauvaise identification de la charge des leptons mais également dans l'estimation du bruit de fond faux leptons prompts. Pour supprimer ce double comptage, une nouvelle méthode est utilisée. Dans la méthode standard, les taux de mauvaise identification sont estimés à partir d'évènements $Z \rightarrow ee$. Pour ôter la contribution des faux leptons dans le pic du boson Z, un pic de boson Z est reconstruit avec des leptons de même signe passant la sélection loose. La méthode de la matrice est alors utilisée pour cette fois déterminer la contribution de leptons réels. Une fois que la contribution des faux leptons est enlevée, les taux de mauvaise identification de charge sont calculés.

La table 7.3 résume les changements entre l'analyse faite avec 14.3 fb⁻¹ et l'analyse avec 20.3 fb⁻¹.

Avec la mini-isolation pour les électrons, l'acceptance du signal a été augmentée de 70 % dans le canal $e\mu$ dans les trois échantillons LL, LR et RR et dans le canal ee , l'acceptance du signal a augmenté de plus de 100 %. Les modifications de la définition des muons a permis de gagner 40 % sur la limite sur la section efficace du processus LL.

7.4 Sélection des évènements

7.4.1 Préselection

Une préselection basique est appliquée à tous les évènements :

- au moins l'un des leptons de l'évènement doit allumer l'un des systèmes de déclenchement définis précédemment,
- l'évènement doit contenir au moins un vertex primaire,
- des critères de qualités sont requis : le détecteur doit être en mode de fonctionnement optimal, aucun objet ne doit tomber dans une partie problématique du détecteur, ... Si l'évènement ne répond pas à ces critères, il est rejeté,

- au moins 1 jet,
- il doit y avoir deux leptons de signe positif, ce qui crée 3 canaux : e^+e^+ , $e^+\mu^+$, $\mu^+\mu^+$,
- pour le canal e^+e^+ , la masse invariante ne doit pas être compatible avec la masse d'un boson Z ou d'un quarkonium ($m_{ee} : m_{ee} > 15 \text{ GeV}$ et $|m_{ee} - 91 \text{ GeV}| > 10 \text{ GeV}$),
- l'un des deux leptons doit coïncider avec le lepton qui a allumé le système de déclenchement,
- un veto est appliqué sur la présence éventuel d'un troisième lepton.

Par la suite, deux sélections ont été testées : une catégorisation par variables cinématiques et une catégorisation par canal leptonique. Dans les deux cas, une méthode de comptage est utilisée et la figure de mérite utilisée pour l'optimisation est la minimisation de la limite attendue sur la section efficace de production du processus de signal.

7.4.2 Catégorisation par canal leptonique

Plusieurs variables discriminantes ont été testées afin de séparer au mieux le signal et les bruits de fond : H_T , E_T^{miss} , la pseudo-rapacité du lepton le plus énergétique, l'angle entre les jets étiquetés b et les leptons, l'angle entre les deux leptons, l'angle entre les deux jets étiquetés b , le $\Delta\eta$ entre les deux leptons, le $\Delta\phi$ entre les deux leptons, la masse transverse du système tt^2 et l'impulsion transverse du système tt . Parmi toutes ces variables, seules trois ont été retenues comme discriminantes : H_T , E_T^{miss} et le $\Delta\phi$ entre les deux leptons. Les distributions de chacune des variables se trouvent sur les figures 7.4, 7.5 et 7.6, pour les canaux e^+e^+ , $e^+\mu^+$, $\mu^+\mu^+$ respectivement. Pour ces figures, la préselection est appliquée ainsi qu'au moins 2 jets dont l'un est étiqueté b . La variable H_T est discriminante car le signal contient deux quarks top dans l'état final. La variable E_T^{miss} est discriminante car il y a deux neutrinos dans l'état final recherché. Enfin, l'angle $\Delta\phi$ entre les deux leptons est discriminant car les deux quarks top du signal sont produits dos-à-dos, donc les leptons aussi.

L'optimisation est faite canal par canal par rapport à la limite attendue sur la force du signal du processus de production par interaction de contact RR. La force du signal est le rapport entre la section efficace du modèle et la section efficace calculée après sélection. Après la préselection, les combinaisons suivantes sont testées :

- coupure minimale en H_T entre 400 et 700 GeV par pas de 50 GeV,
- coupure minimale en E_T^{miss} entre 40 et 60 GeV par pas de 10 GeV,
- coupure minimale en $\Delta\phi$ (entre les deux leptons) entre 0 et 2.5 par pas de 0.5.

Pour chaque combinaison, 2 critères sont ajoutés : au moins 2 jets dont l'un est étiqueté b et au maximum 4 jets.

Les figures 7.7, 7.8 et 7.9 montrent l'évolution de la figure de mérite en fonction des différentes combinaisons de H_T , E_T^{miss} et $\Delta\phi$ pour les canaux e^+e^+ , $e^+\mu^+$ et $\mu^+\mu^+$ respectivement. Ici, la valeur de la force du signal est arbitraire puisque la section efficace de production utilisée pour la simulation des évènements de signal l'est aussi. Les limites attendues ont été calculées en prenant les incertitudes statistiques ainsi que les principales erreurs systématiques (erreurs sur la section efficace de production des bruits de fond irréductibles et sur les bruits de fond instrumentaux). Les combinaisons donnant la plus petite limite attendue sont :

- canal e^+e^+ : $H_T \geq 550 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} \geq 40 \text{ GeV}$, $\Delta\phi \geq 2.5$,
- canal $e^+\mu^+$: $H_T \geq 600 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} \geq 40 \text{ GeV}$, $\Delta\phi \geq 2.5$,
- canal $\mu^+\mu^+$: $H_T \geq 450 \text{ GeV}$, $E_T^{\text{miss}} \geq 40 \text{ GeV}$, $\Delta\phi \geq 2.5$.

Cependant, une sélection aussi dure sur la variable H_T conduit à un nombre d'évènements faible de

2. Dans ce cas la masse transverse est définie comme : $m_T = \sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 - |p_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}}|^2}$

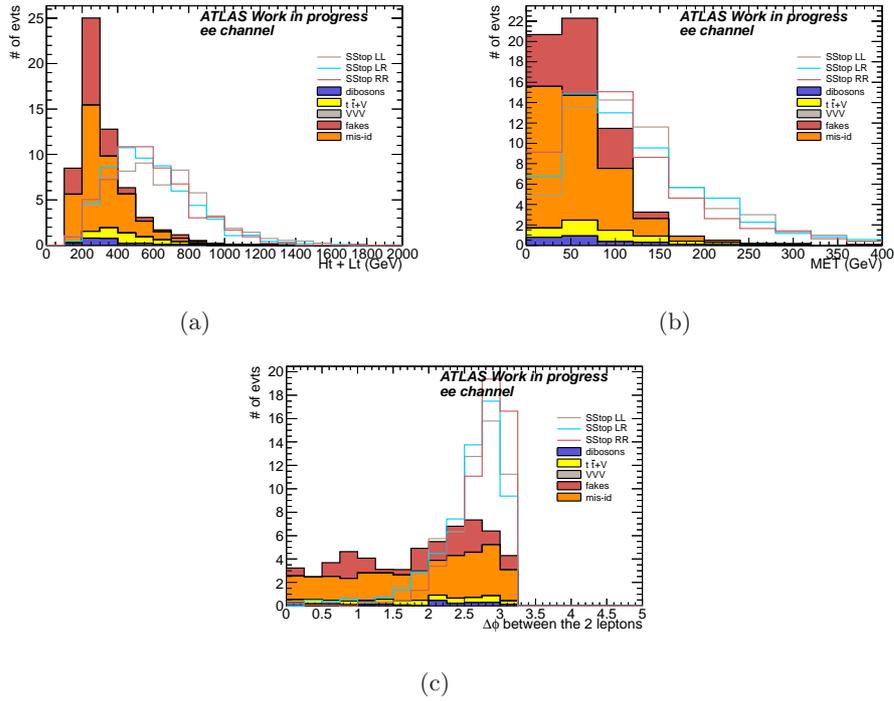


FIGURE 7.4 – Distributions des variables discriminantes 7.4(a) H_T 7.4(b) E_T^{miss} et 7.4(c) $\Delta\phi$ entre les deux leptons pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal ee .

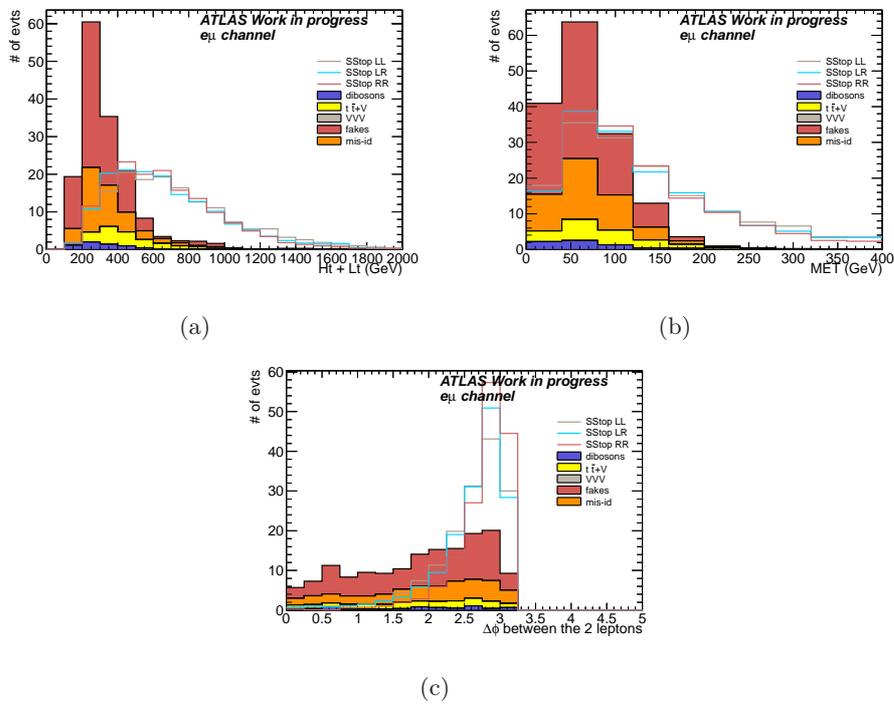


FIGURE 7.5 – Distributions des variables discriminantes 7.5(a) H_T 7.5(b) E_T^{miss} et 7.5(c) $\Delta\phi$ entre les deux leptons pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal $e\mu$.

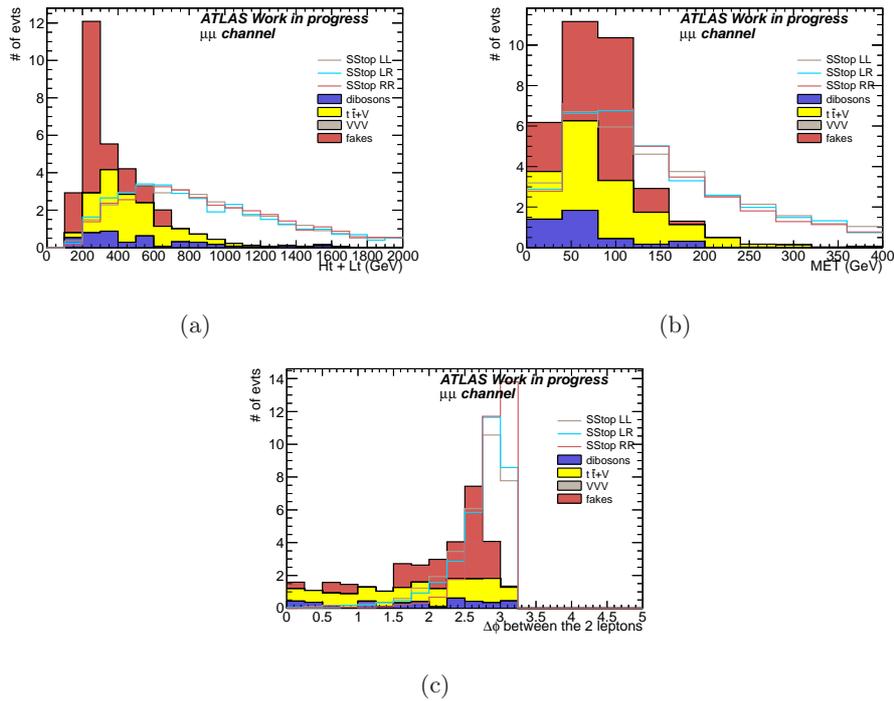


FIGURE 7.6 – Distributions des variables discriminantes 7.6(a) H_T 7.6(b) E_T^{miss} et 7.6(c) $\Delta\phi$ entre les deux leptons pour le signal (lignes) et les bruits de fond (surfaces pleines), pour le canal $\mu\mu$.

signal du modèle FCNC. Ainsi, deux configurations ont été explorées pour uniformiser le plus possible la sélection des événements produits par interaction de contact et par FCNC :

- $H_T > 450$ GeV pour tous les signaux et tous les canaux : la limite attendue sur la section efficace du signal RR est de 40 fb, pour le processus $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV) elle est de 37.0 fb,
- $H_T > 600$ GeV pour tous les signaux et tous les canaux : la limite attendue sur la section efficace du signal RR est de 36 fb, pour le processus $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV) elle est de 57.1 fb.

Ainsi, en sélectionnant les événements avec $H_T > 600$ GeV, le gain en sensibilité du signal RR est marginal par rapport à une sélection avec $H_T > 450$ GeV. En revanche, relâcher la sélection à $H_T > 450$ GeV pour le signal $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV) augmente considérablement la sensibilité. La première solution est alors gardée.

7.4.3 Catégorisation par variables cinématiques

Cette catégorisation consiste à raisonner en terme de cinématique et non en terme de canal leptonique. Dans cette analyse, il existe deux types de signal : la production par interaction de contact distribuée à hautes valeurs de H_T et la production par échange de boson de Higgs en voie t distribuée à basses valeurs de H_T . Afin d'être sensible aux deux régimes, deux régions en H_T sont définies : une région haut- H_T et une région bas- H_T . Le même raisonnement est suivi pour la variable E_T^{miss} , deux régions haute et basse sont définies. Enfin, la probabilité qu'un jet soit étiqueté n'étant pas de 100 %, deux régions sont définies avec exclusivement 1 jet étiqueté et au moins 2 jets étiquetés b. Les bornes des régions haut- et bas- H_T ainsi que haut- et bas- E_T^{miss} ont été choisies en fonction du résultat donné par l'optimisation décrite dans le paragraphe précédent. Les valeurs choisies sont résumées dans la table 7.4.

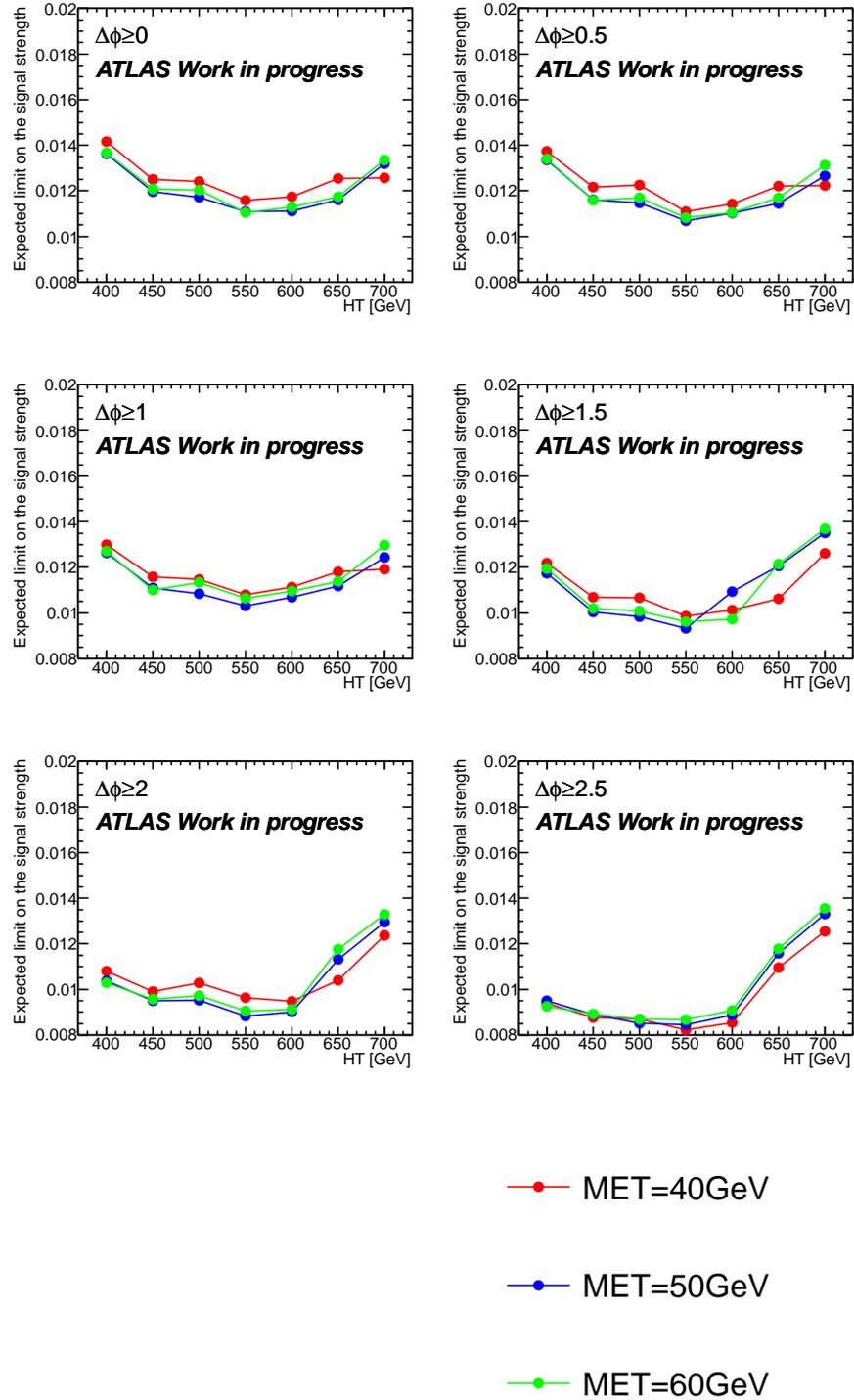


FIGURE 7.7 – Limite attendue sur la force du signal du processus de production par interaction de contact RR en fonction des différentes combinaisons testées, dans le canal e^+e^+ .

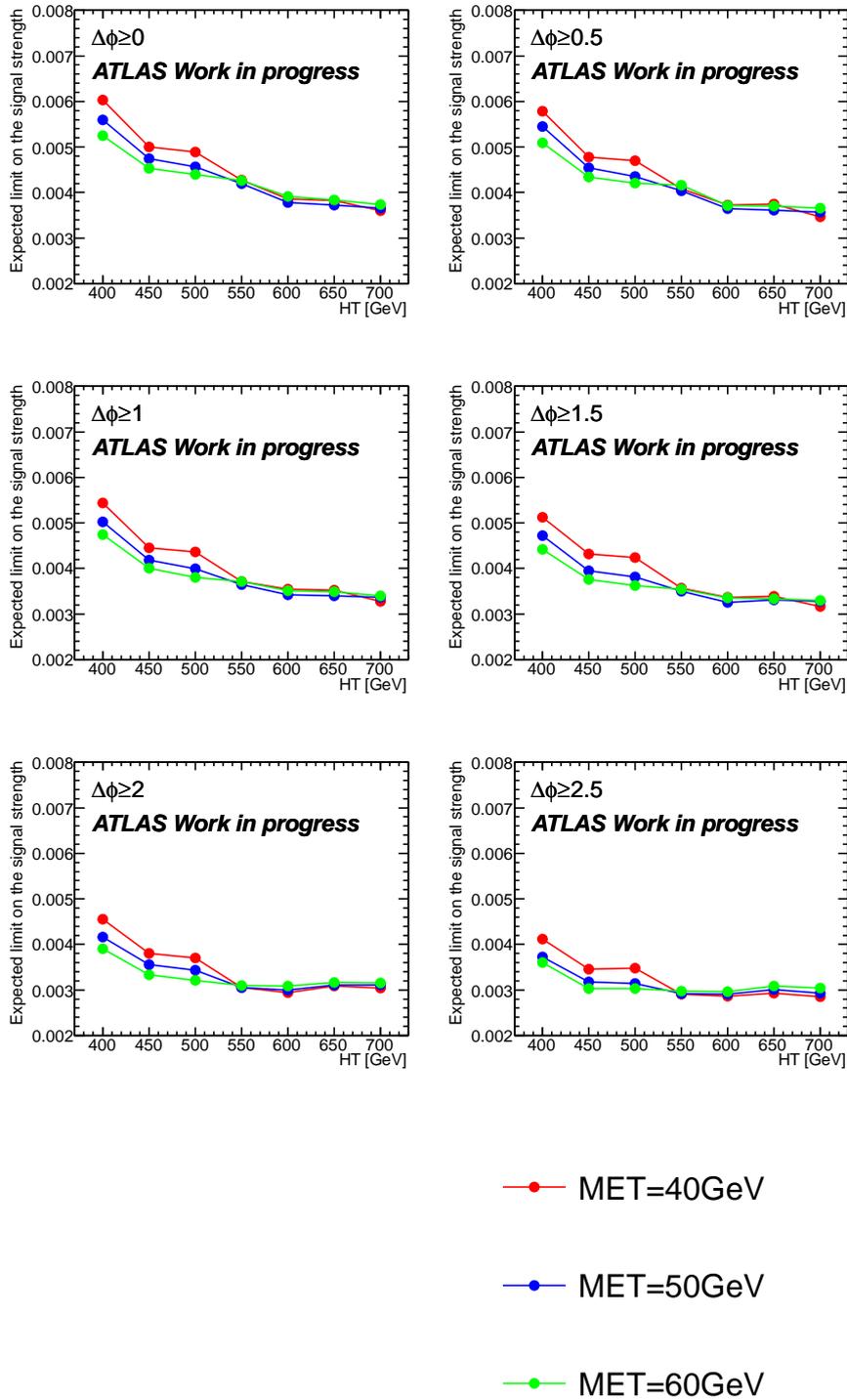


FIGURE 7.8 – Limite attendue sur la force du signal du processus de production par interaction de contact RR en fonction des différentes combinaisons testées, dans le canal $e^+\mu^+$.

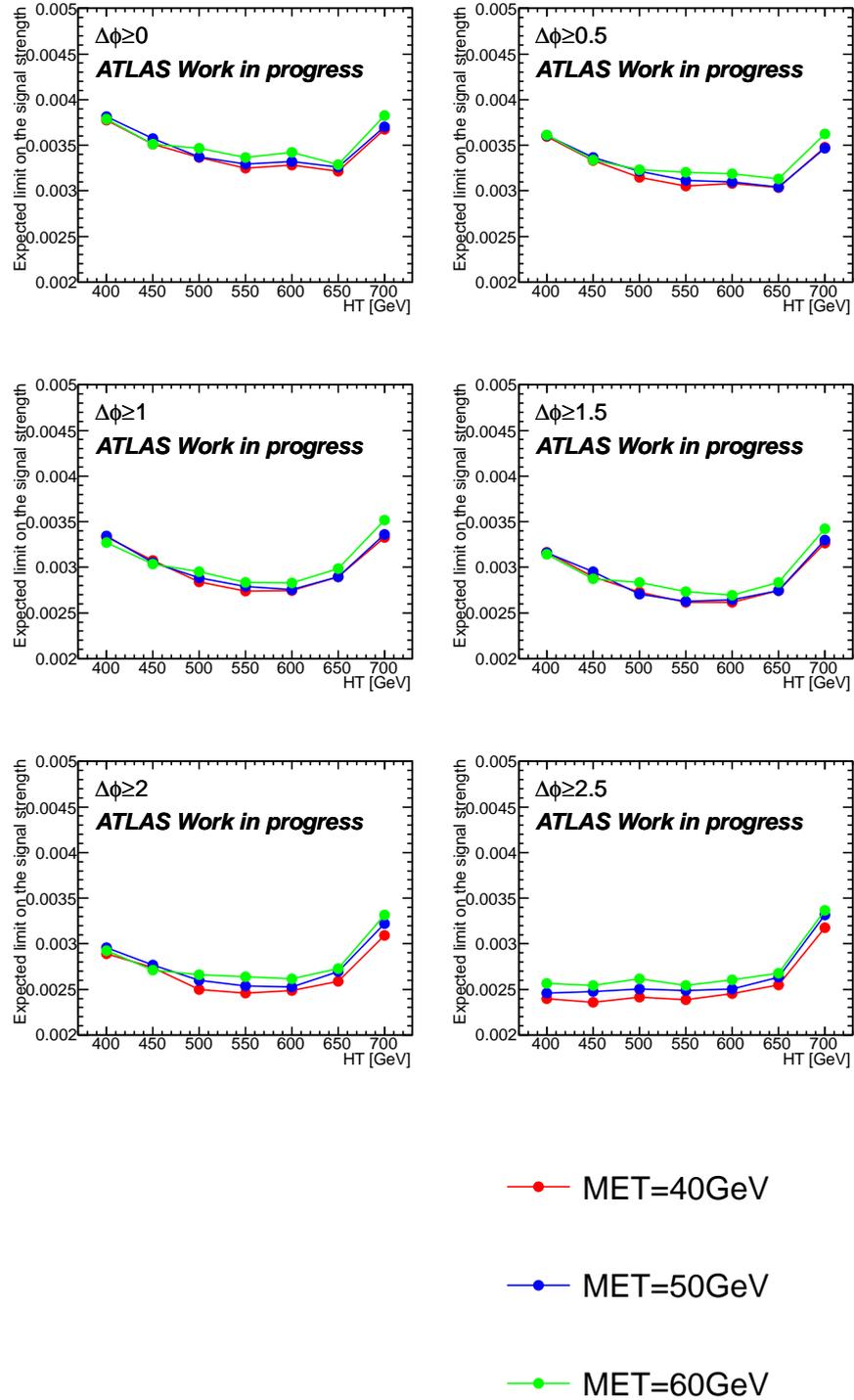


FIGURE 7.9 – Limite attendue sur la force du signal du processus de production par interaction de contact RR en fonction des différentes combinaisons testées, dans le canal $\mu^+\mu^+$.

TABLE 7.4 – Catégorisation pour la sélection de deux quarks top de même charge en fonction des variables H_T , multiplicité de jets étiquetés b et E_T^{miss} .

Catégorie	$400 \leq H_T \leq 600$	$600 \leq H_T$	1 b	≥ 2 b	$40 \leq E_T^{\text{miss}} \leq 100$	$100 \leq E_T^{\text{miss}}$
0	X		X			
1	X			X		
2		X	X		X	
3		X	X			X
4		X		X	X	
5		X		X		X

Avec cette sélection par catégories de variables cinématiques, la limite attendue sur la section efficace de production du signal RR est de 40 fb alors que la limite attendue sur la section efficace de $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV) est de 36.4 fb.

7.4.4 Résumé

Deux méthodes de sélection ont été testées. Les limites attendues sur la section efficace de production du processus RR et du processus FCNC $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV) pour chacune de ces méthodes sont :

- Sélection par canal leptonique : 40 fb pour RR et 37.0 fb pour $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV),
- Sélection par variables cinématiques : 40 fb pour RR et 36.4 fb pour $uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV).

Comme l'apport de la catégorisation par variables cinématiques est négligeable, la méthode la plus simple de sélection par canal leptonique est préférée. Ainsi la définition de la région de signal est :

- préselection,
- au moins 2 jets dont l'un est étiqueté b,
- au maximum 4 jets,
- $H_T > 450$ GeV,
- $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV,
- $\Delta\phi > 2.5$.

Les tables 7.5 et 7.6 montrent les nombres d'évènements attendus et les efficacités pour chacun des signaux après sélection. L'acceptance des signaux produits par interaction de contact est bien plus élevée que l'acceptance des signaux produits par FCNC. Cela est lié à la masse de la particule échangée et de la sélection. Dans le cas du modèle FCNC, la masse de la particule échangée est au maximum de 750 GeV. Dans le cas du modèle d'interaction de contact, elle peut être assimilée à une particule d'au moins 5 TeV. L'un des critères de la sélection est $H_T > 450$ GeV, soit des objets énergétiques. Les processus par interaction de contact étant plus énergétiques du fait de la masse de la particule échangée, il est normal que l'acceptance soit plus grande que pour le modèle FCNC, topologie beaucoup moins énergétique.

7.5 Validation des bruits de fond

Afin de contrôler la bonne modélisation des bruits de fond utilisés dans l'analyse, des régions orthogonales à la région de signal sont définies. La région de contrôle utilisée ici est définie comme :

TABLE 7.5 – Nombres d'événements pour chaque processus de signal après sélection.

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
FCNC			
$uu \rightarrow tt$ 125 GeV	0.254 ± 0.018	0.659 ± 0.029	0.372 ± 0.022
$uu \rightarrow tt$ 250 GeV	0.188 ± 0.010	0.505 ± 0.017	0.287 ± 0.013
$uu \rightarrow tt$ 500 GeV	$(97 \pm 4) \cdot 10^{-3}$	$(260 \pm 7) \cdot 10^{-3}$	$(153 \pm 5) \cdot 10^{-3}$
$uu \rightarrow tt$ 750 GeV	$(43.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-3}$	$(127.8 \pm 2.8) \cdot 10^{-3}$	$(76.1 \pm 2.2) \cdot 10^{-3}$
$uc \rightarrow tt$ 250 GeV	$(24.6 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$	$(72.4 \pm 3.5) \cdot 10^{-3}$	$(48.4 \pm 2.9) \cdot 10^{-3}$
$uc \rightarrow tt$ 500 GeV	$(118 \pm 7) \cdot 10^{-4}$	$(30.9 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$	$(195 \pm 9) \cdot 10^{-4}$
$uc \rightarrow tt$ 750 GeV	$(53.5 \pm 2.6) \cdot 10^{-4}$	$(143 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	$(83.6 \pm 3.3) \cdot 10^{-4}$
$cc \rightarrow tt$ 250 GeV	$(41 \pm 4) \cdot 10^{-5}$	$(94 \pm 6) \cdot 10^{-5}$	$(52 \pm 4) \cdot 10^{-5}$
$cc \rightarrow tt$ 500 GeV	$(15.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$	$(38.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$	$(21.4 \pm 1.3) \cdot 10^{-5}$
$cc \rightarrow tt$ 750 GeV	$(59 \pm 4) \cdot 10^{-6}$	$(153 \pm 6) \cdot 10^{-6}$	$(82 \pm 4) \cdot 10^{-6}$
Interaction de contact			
Left-left	450 ± 18	1323 ± 30	996 ± 27
Left-right	63.0 ± 2.3	192 ± 4	149 ± 4
Right-right	646 ± 21	2093 ± 38	1541 ± 33

TABLE 7.6 – Efficacités pour chaque processus de signal après sélection en %.

	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
FCNC			
$uu \rightarrow tt$ 125 GeV	0.221 ± 0.016	0.574 ± 0.026	0.324 ± 0.019
$uu \rightarrow tt$ 250 GeV	0.374 ± 0.020	1.005 ± 0.034	0.571 ± 0.026
$uu \rightarrow tt$ 500 GeV	0.671 ± 0.027	1.79 ± 0.05	1.057 ± 0.035
$uu \rightarrow tt$ 750 GeV	0.786 ± 0.030	2.29 ± 0.05	1.37 ± 0.04
$uc \rightarrow tt$ 250 GeV	0.172 ± 0.014	0.506 ± 0.024	0.338 ± 0.020
$uc \rightarrow tt$ 500 GeV	0.350 ± 0.020	0.915 ± 0.032	0.576 ± 0.026
$uc \rightarrow tt$ 750 GeV	0.483 ± 0.023	1.29 ± 0.04	0.755 ± 0.030
$cc \rightarrow tt$ 250 GeV	0.130 ± 0.012	0.295 ± 0.018	0.165 ± 0.014
$cc \rightarrow tt$ 500 GeV	0.230 ± 0.016	0.583 ± 0.026	0.324 ± 0.019
$cc \rightarrow tt$ 750 GeV	0.301 ± 0.018	0.777 ± 0.030	0.417 ± 0.022
Interaction de contact			
Left-left	1.00 ± 0.04	2.93 ± 0.07	2.21 ± 0.06
Left-right	1.13 ± 0.04	3.44 ± 0.07	2.68 ± 0.07
Right-right	1.47 ± 0.05	4.75 ± 0.09	3.50 ± 0.08

- préselection des évènements décrite précédemment,
- $100 < H_T < 400$ GeV,
- au moins 1 jet étiqueté b.

Comme précédemment, cette région de contrôle permet de tester la modélisation de deux des bruits de fond principaux de la région de signal : les bruits de fond instrumentaux dûs à la mauvaise identification de la charge des leptons et la mauvaise identification de la nature prompt des leptons. De plus, les signaux étudiés sont à haute valeur de H_T et donc minoritaires dans cette région de contrôle.

TABLE 7.7 – Nombres d'évènements attendus dans la région de contrôle pour les bruits de fond et les données.

Sample	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Charge mis-id	$135.68 \pm 1.80 \pm 40.70$	$117.99 \pm 1.44 \pm 35.40$	—
Fakes	$152.68 \pm 11.23 \pm 120.21$	$224.94 \pm 10.45 \pm 175.98$	$28.82 \pm 3.10 \pm 22.84$
$t\bar{t}W(W)$	$3.80 \pm 0.18 \pm 0.85$	$11.72 \pm 0.31 \pm 2.56$	$7.24 \pm 0.25 \pm 1.64$
$t\bar{t}Z$	$0.77 \pm 0.07 \pm 0.17$	$2.44 \pm 0.12 \pm 0.52$	$1.19 \pm 0.09 \pm 0.25$
$t\bar{t}H$	$0.39 \pm 0.04 \pm 0.04$	$1.31 \pm 0.08 \pm 0.13$	$0.76 \pm 0.06 \pm 0.07$
Diboson	$5.57 \pm 0.45 \pm 1.08$	$15.90 \pm 0.78 \pm 2.93$	$9.00 \pm 0.58 \pm 1.79$
VH	0.28 ± 0.16	0.63 ± 0.28	0.20 ± 0.08
VVV	0.04 ± 0.01	0.12 ± 0.02	0.07 ± 0.01
Total	$299.21 \pm 11.39 \pm 126.93$	$375.05 \pm 10.59 \pm 179.55$	$47.29 \pm 3.17 \pm 22.97$
Données	271	307	52

Afin de connaître la composition des bruits de fond instrumentaux, une région de contrôle a été définie en utilisant uniquement des processus estimés sur simulation. Ces processus sont : $Z + jets$, $W + jets$, $W/Z + \gamma$, $t, t\bar{t}, t\bar{t} + X$, VV et VVV . Les distributions ainsi que les nombres d'évènements se trouvent dans l'Annexe C. Dans le canal ee , les processus dominants qui contribuent aux bruits de fond instrumentaux sont les processus $Z + jets$, $W/Z + \gamma$ et $t, t\bar{t}$. Dans le canal $e\mu$, les processus composant les bruits de fond instrumentaux sont $W + jets$, $W/Z + \gamma$ et $t, t\bar{t}$. Dans le canal $\mu\mu$, les processus contribuant à la mauvaise identification de la nature prompt d'un lepton sont $Z + jets$, $t, t\bar{t}$ et VV . Dans cette région de contrôle, il y a un bon accord entre la simulation et les données, ce qui montre qu'aucun processus n'a été oublié et que les bruits de fond instrumentaux, estimés avec les données, sont compris. Cependant, les méthodes utilisant les données sont préférées car elles offrent une meilleure statistique et donc de plus petites incertitudes.

Les figures 7.10, 7.11 et 7.12 montrent différentes distributions des bruits de fond et des données dans la région de contrôle, pour les canaux e^+e^+ , $e^+\mu^+$, $\mu^+\mu^+$. La table 7.7 montre les nombres d'évènements pour chacun des bruits de fond et pour les données. Dans chacun des canaux, la fraction de bruit de fond $QMisId$ et $Fakes$ est différente, cela permet de vérifier que l'accord observé dans ces trois canaux ne soit pas un artefact dû à une compensation. Les nombres d'évènements montrent que pour les canaux ee et $\mu\mu$, les bruits de fond et les données sont compatibles à 10 %. Pour le canal $e\mu$, ils sont compatibles à 20 %. La source principale des incertitudes systématiques sur le bruit de fond total vient du bruit de fond instrumental "fakes", dont l'incertitude systématique est de 70 %.

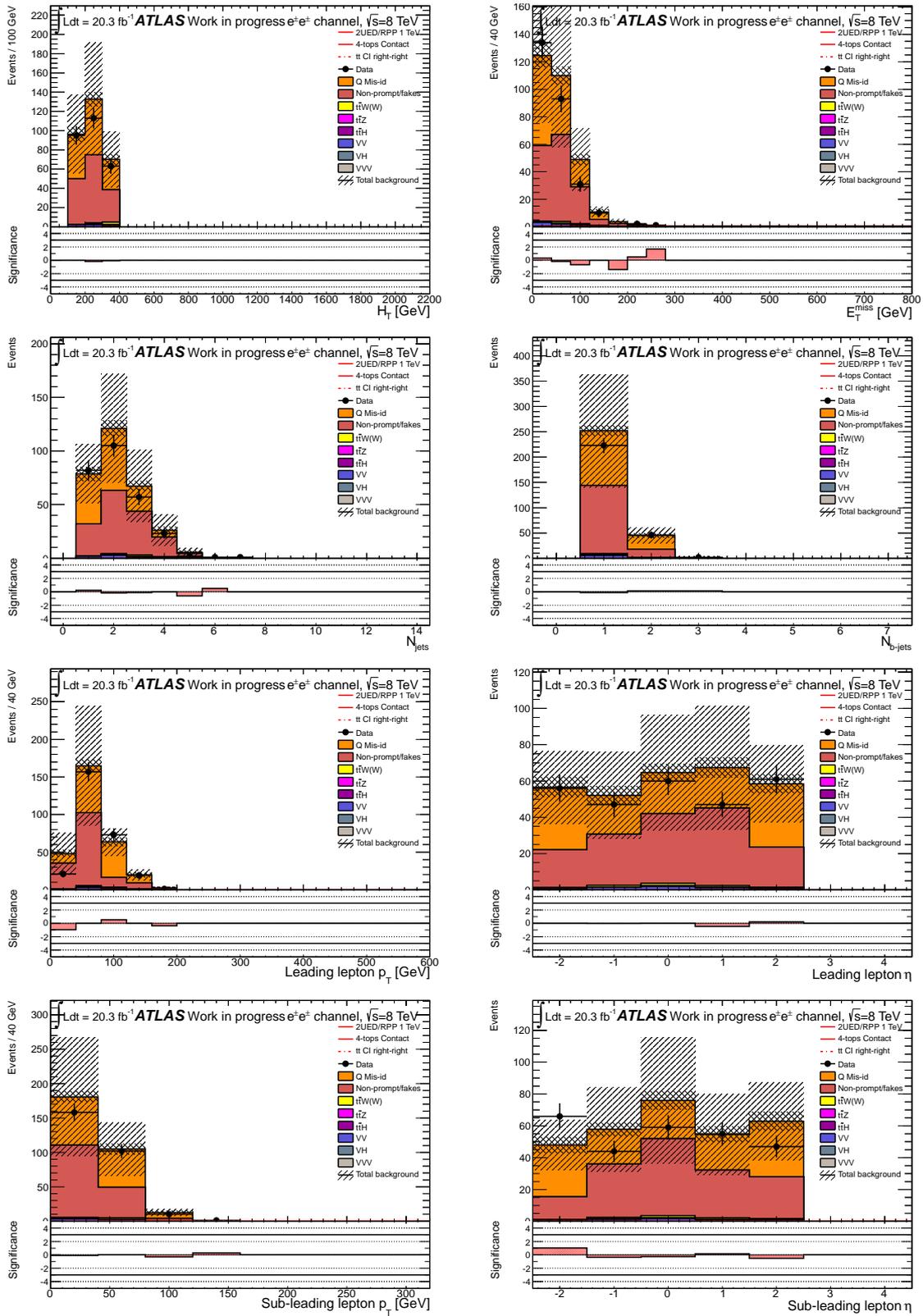


FIGURE 7.10 – Distributions de quelques variables cinématiques dans le canal e^+e^+ , pour la région de contrôle H_T+1b .

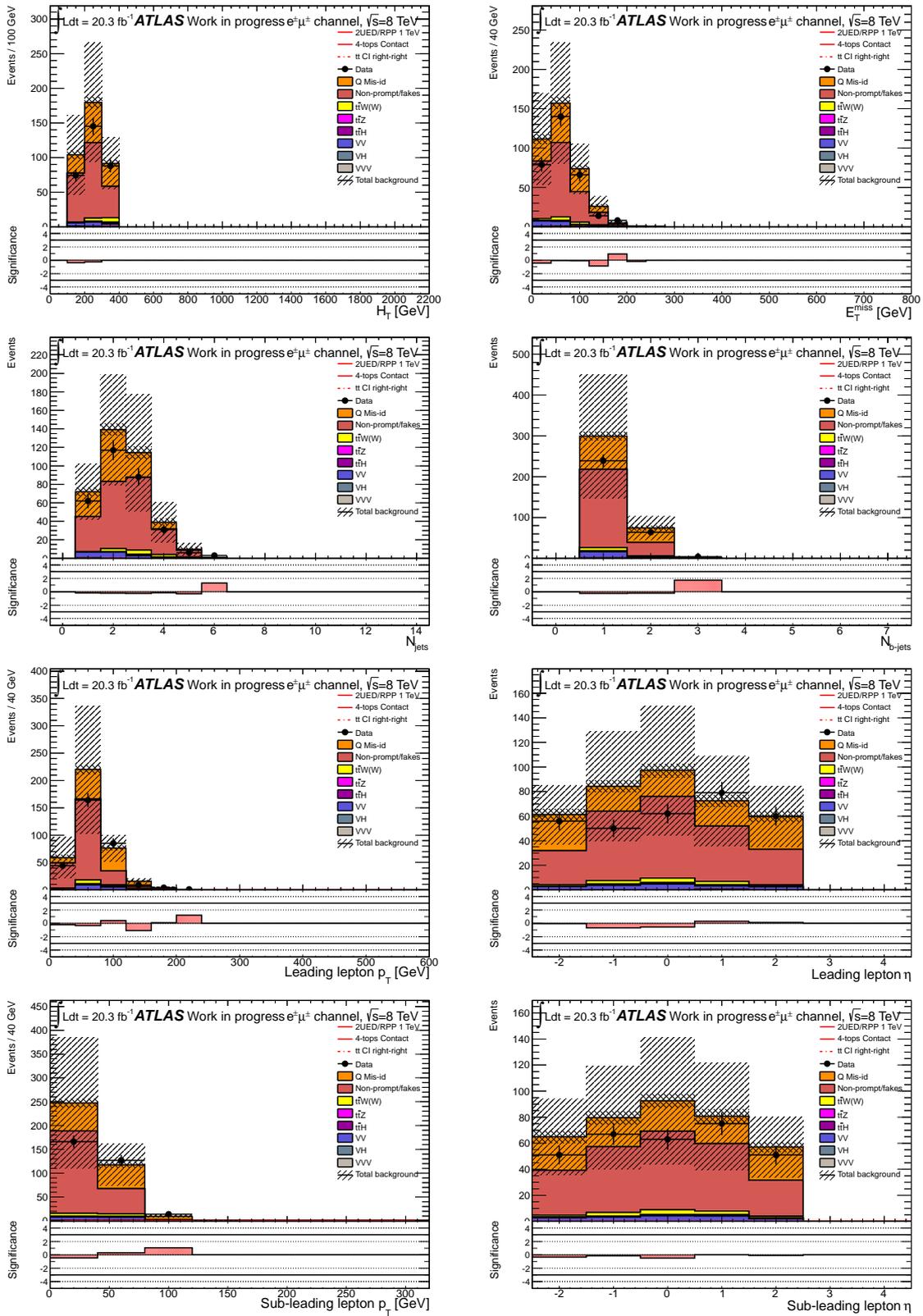


FIGURE 7.11 – Distributions de quelques variables cinématiques dans le canal $e^+\mu^+$, pour la région de contrôle H_T+1b .

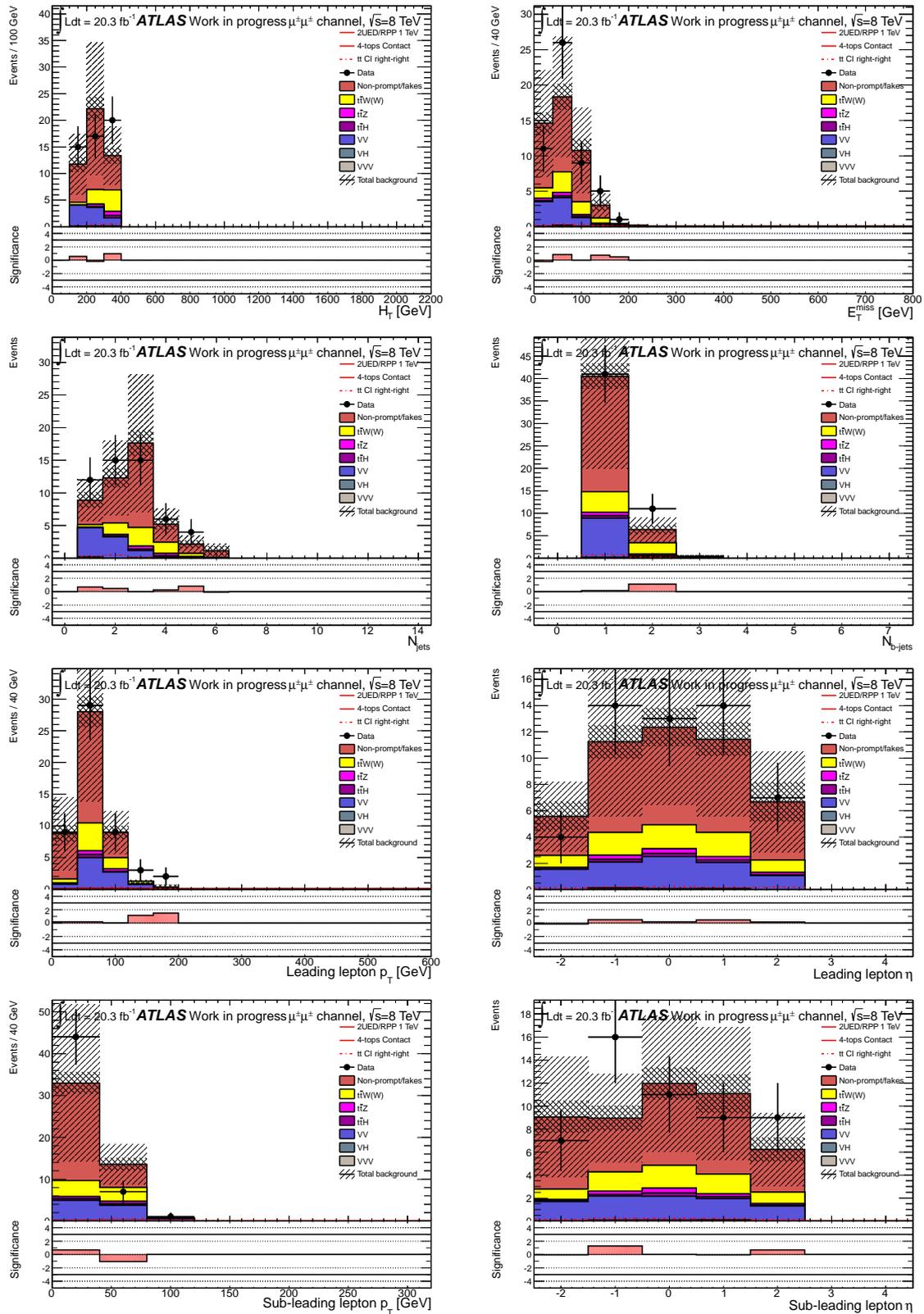


FIGURE 7.12 – Distributions de quelques variables cinématiques dans le canal $\mu^+\mu^+$, pour la région de contrôle H_T+1b .

7.6 Incertitudes systématiques

Plusieurs sources d'erreurs systématiques doivent être prises en compte. Pour chacune d'entre elles, une variation haute et basse sont calculées. Dans le cas où les deux variations vont dans le même sens, la variation la plus grande est gardée, l'autre est mise à 0. Dans le cas des processus estimés par simulation, la différence principale avec l'analyse précédente est l'ajout d'incertitudes systématiques dues au choix de la PDF et aux radiations dans l'état initial et l'état final. Dans le cas des bruits de fond instrumentaux, l'estimation des incertitudes systématiques sur la mauvaise identification des leptons prompts a été totalement revue tandis que pour la mauvaise identification de la charge des leptons, seule une incertitude sur la différence électron/positron a été ajoutée. De plus, une incertitude systématique sur la méthode qui permet d'évaluer le chevauchement entre les deux bruits de fond instrumentaux a été ajoutée. Les tables D.4, D.5 et D.6 montrent les valeurs des incertitudes systématiques pour chaque bruit de fond et pour le signal $t\bar{t}RR$.

7.6.1 Incertitudes sur les échantillons simulés par Monte-Carlo

Reconstruction des objets et système de déclenchement

L'identification des leptons peut avoir des comportements différents sur la simulation et sur les données. Cet effet est corrigé par des facteurs d'échelle. Ces facteurs d'échelle sont variés afin de calculer les erreurs systématiques. Un raisonnement similaire est appliqué aux efficacités des systèmes de déclenchement. Les erreurs systématiques prises en compte ici sont :

- l'incertitude des facteurs d'échelle de reconstruction et d'identification des leptons,
- l'incertitude des facteurs d'échelle des systèmes de déclenchement.

Tous ces facteurs d'échelle sont variés indépendamment les uns des autres et séparément pour électron et muon.

Résolution et échelle d'énergie des objets

Les erreurs systématiques prises en compte sont :

- l'échelle d'énergie des électrons/muons/jets,
- la résolution en énergie des électrons/muons/jets.

Toutes ces corrections sont appliquées sur la simulation. Pour déterminer les erreurs systématiques, les corrections sont variées d'une déviation standard par rapport à la valeur nominale indépendamment les unes des autres. Seule l'erreur systématique de la résolution en énergie des jets est symétrisée.

Energie transverse manquante

Toutes les variations systématiques décrites précédemment affectent l'estimation de l'énergie transverse manquante. Ainsi, toutes les erreurs systématiques sont propagées au calcul de l'énergie transverse manquante. De plus, une incertitude est ajoutée sur la résolution et l'échelle des termes $E_T^{\text{miss,softterm}}$ qui représente la contribution des dépôts d'énergie dans les calorimètres qui ne sont associés à aucun objet physique et la contribution des jets avec une impulsion transverse inférieure à 20 GeV (voir section 4.5.6).

Luminosité et section efficace de production

Pour la totalité des données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2012-2013, l'incertitude sur la luminosité intégrée est de $\pm 2.8\%$ [46].

La normalisation des bruits de fond utilise les résultats théoriques du calcul des sections efficaces de production et dépend donc d'incertitudes. Celles-ci sont résumées dans la table 7.8.

TABLE 7.8 – Résumé des incertitudes systématiques sur les sections efficaces de production des bruits de fond estimés sur simulation.

Bruit de fond	Variations		Commentaires
$t\bar{t}W/Z$	-30 %	+30 %	estimation venant de [150, 151]
$t\bar{t}H$	-10 %	+10 %	estimation venant de [158, 159]
$t\bar{t}W^+W^-$	-26 %	+38 %	estimation venant de MADGRAPH (variation des échelles de renormalisation)
WZ/ZZ	-30 %	+30 %	estimation utilisant une étude dédiée sur les événements à haute multiplicité [162]
WH/ZH	-10 %	+10 %	estimation venant de [159]
$W^\pm W^\pm jj$	-25 %	+25 %	estimation venant de MADGRAPH (variation des échelles de renormalisation)
VVV	-10 %	+10 %	estimation venant de [163]

Incertitudes liées au choix des PDF

Pour mesurer l'incertitude systématique liée au choix de la PDF (pour le signal et les bruits de fond simulés), chaque événement est repondéré. L'incertitude systématique sera prise comme le rapport entre le nombre d'événements nominal et le nombre d'événements repondéré, après sélection. Pour calculer cette repondération, deux étapes sont nécessaires, elles sont appelées intra-PDF et inter-PDF [164].

- intra-PDF : la PDF utilisée lors de la génération des événements est utilisée. Cette PDF a une incertitude qui est propagée à l'incertitude sur le nombre d'événements après sélection,
- inter-PDF : cela représente l'incertitude lorsque l'on passe d'une PDF à une autre. Pour chaque PDF, le nombre d'événements est calculé et comparé à la valeur nominale.

Radiations dans l'état initial et dans l'état final

Les radiations dans l'état final affectent la multiplicité des jets et peuvent donc avoir un impact sur le nombre d'événements après sélection. Pour évaluer l'incertitude liée à ces radiations supplémentaires, de nouveaux échantillons ont été produits pour la configuration de chiralité LL uniquement, avec la PDF CTEQ6L1. Les distributions cinématiques de ces échantillons sont présentées sur la figure 7.13. Pour produire ces variations, certains paramètres de PYTHIA6 ont été modifiés. Les valeurs de ces paramètres ainsi que leurs significations sont résumées dans la table 7.9. L'erreur systématique est prise comme le rapport entre le nombre d'événements obtenu avec l'échantillon nominal et le nombre d'événements obtenu avec l'échantillon LESS PS ou MORE PS.

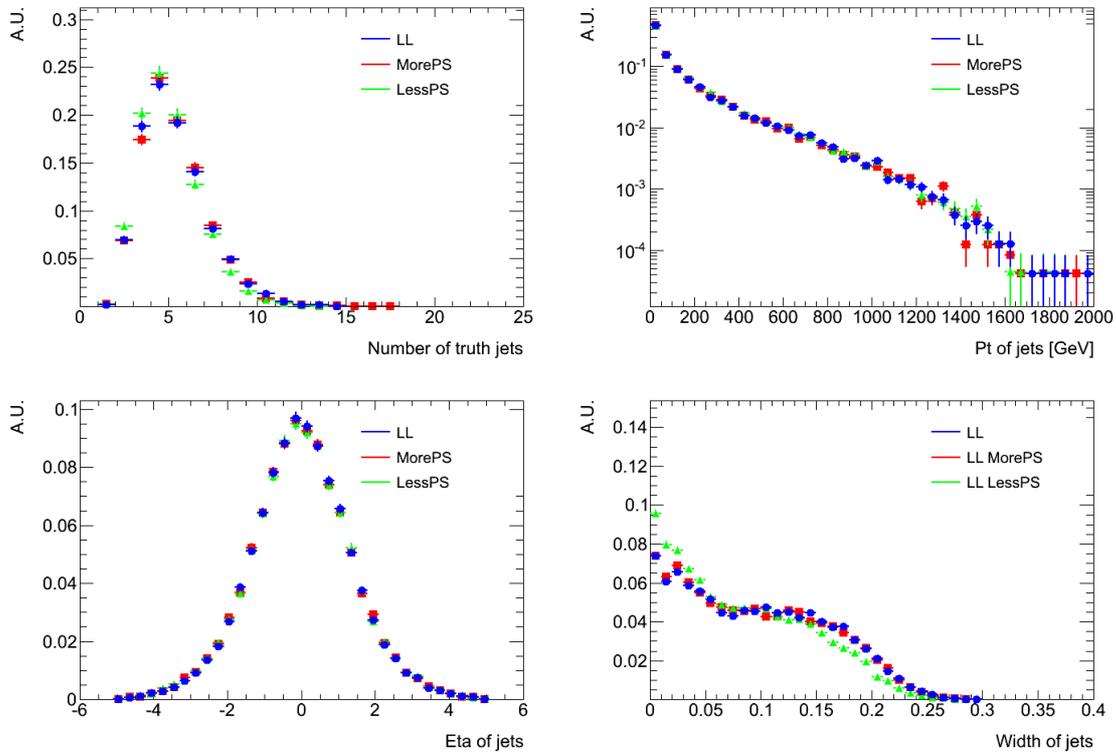


FIGURE 7.13 – Distributions montrant les variations MORE PS et LESS PS ainsi que l'échantillon nominal d'évènements de deux quarks top de même charge produits par interaction de contact LL.

TABLE 7.9 – Paramètres de PYTHIA utilisés pour produire de nouveaux échantillons d'évènements de deux quarks top de même charge par interaction de contact LL. Ces échantillons sont utilisés pour calculer l'erreur systématique liée aux ISR/FSR.

Paramètre	LESS PS	MORE PS	Commentaire
PARP(67)	0.60	1.40	contrôle l'espace de phase des ISR à haut p_T
PARP(64)	3.50	0.90	facteur multiplicatif du transfert d'impulsion au carré en variant α_s , utilisé dans les ISR
PARP(72)	0.11	0.37	facteur multiplicatif de Λ_{QCD} en variant α_s , utilisé dans les FSR

7.6.2 Incertitudes sur les bruits de fond estimés sur les données

Faux leptons

Les erreurs systématiques sur les résultats de la méthode de la matrice viennent du calcul des probabilités r et f . Ces incertitudes découlent de trois sources :

- le choix des régions de contrôle pour mesurer les probabilités : cet effet est pris en compte en calculant les probabilités r et f dans d'autres régions de contrôle que celles définies dans la section 7.3.2. Pour les électrons, la région pour mesurer f est définie par au moins un lepton loose et $E_T^{\text{miss}} < 20$ GeV. Pour les muons, la région est un muon loose avec $m_T(W) < 20$ GeV et $E_T^{\text{miss}} + m_T(W) < 60$ GeV. Pour mesurer r , la région de contrôle pour les électrons est $E_T^{\text{miss}} > 175$ GeV alors que pour les muons, elle est définie comme $m_T(W) > 110$ GeV,
- la simulation Monte-Carlo des bruits de fond soustraits dans les régions de contrôle pour mesurer r : pour prendre en compte cet effet, la normalisation des bruits de fond est modifiée,
- la statistique disponible dans les régions de contrôle : pour prendre en compte cet effet, chaque région de contrôle est divisée au hasard en 4 échantillons de statistique égale. Les probabilités r et f sont mesurées dans chacun des 4 échantillons, puis les nombres d'évènements de faux leptons sont calculés. La RMS de ces nombres d'évènements est prise comme une erreur systématique.

Les valeurs obtenues pour chaque canal sont :

- e^+e^+ : +48/-48 %,
- $e^+\mu^+$: +67/-68 %,
- $\mu^+\mu^+$: +47/-47 %.

Pour uniformiser les incertitudes et rester conservatif, une incertitude systématique globale de ± 70 % est appliquée pour tous les canaux.

Mauvaise identification de la charge

L'erreur systématique sur le bruit de fond de mauvaise identification de charge est calculée en estimant le nombre d'évènements avec deux leptons de même signe en utilisant les taux $\epsilon - \sigma_\epsilon$ ou $\epsilon + \sigma_\epsilon$ au lieu du taux nominal ϵ . L'incertitude du taux σ_ϵ est la somme quadratique des 6 effets suivants :

- l'incertitude statistique venant de la méthode de vraisemblance $\sigma_\epsilon^{\text{likelihood}}(|\eta|, p_T) \times \alpha_{t\bar{t}}(|\eta|, p_T)$,
- l'incertitude statistique sur le facteur correctif $\epsilon^{\text{likelihood}}(|\eta|, p_T) \times \sigma_{\alpha_{t\bar{t}}}(|\eta|, p_T)$. Cette incertitude concerne uniquement les régions où l'impulsion transverse de l'électron est supérieure à 100 GeV,
- la différence entre les taux mesurés par la méthode de vraisemblance en 2D et les taux estimés *via* la vérité Monte-Carlo sur des évènements $Z \rightarrow e^+e^-$,
- la moitié de la différence entre les taux estimés sur vérité Monte-Carlo pour les positrons et les électrons. Cette incertitude est prise en compte uniquement dans les régions en $(|\eta|, p_T)$ où le rapport de ces taux n'est pas compatible dans les incertitudes,
- la variation des taux due à la variation de la définition de la région du pic de Z lors de l'extraction des bruits de fond par la méthode de *bande latérale*. Dans ce cas, les différentes régions sont variées d'une déviation standard,
- la différence sur le facteur correctif en utilisant un échantillon d'évènements $t\bar{t}$ simulé avec des générateurs différents (MC@NLO+Herwig au lieu de POWHEG+Pythia). Cette incertitude est prise en compte uniquement dans les régions en $(|\eta|, p_T)$ où le rapport de ces taux n'est pas compatible dans les incertitudes. De plus, cela affecte uniquement les électrons avec $p_T > 100$ GeV.

Enfin, une dernière erreur systématique est ajoutée pour la méthode permettant d'estimer le chevauchement faux leptons/mauvaise identification de la charge. Pour cela, les taux de mauvaise identification de la charge sont calculés en faisant varier l'estimation du bruit de fond faux leptons en tenant compte des trois sources citées précédemment.

7.7 Résultats

7.7.1 Introduction

Si aucun excès n'est observé, alors une limite supérieure à 95 % C.L. est calculée sur la section efficace de production du signal considéré. Pour cela, on utilise la méthode du CL_s décrite précédemment (voir section 6.7.1). Cette méthode est implémentée dans MCLIMIT [157].

Deux types de signaux sont traités ici : la production de deux quarks top de même charge par interaction de contact et la production de deux quarks de même charge par échange d'un boson de Higgs en voie t.

La région de signal est définie par :

- préselection,
- au moins 2 jets dont l'un doit être étiqueté b,
- au maximum 4 jets,
- $H_T > 450$ GeV,
- $E_T^{\text{miss}} > 40$ GeV,
- $\Delta\phi > 2.5$.

7.7.2 Limites attendues et observées pour le modèle d'interaction de contact

Pour chaque état de chiralité, une limite attendue est calculée sur la section efficace de production ainsi que sur la constante de couplage. Les limites attendues sont résumées dans la table 7.10.

Après sélection, les nombres d'évènements sont calculés pour les bruits de fond, le signal et les données. Ils sont listés dans la table 7.11 pour chaque canal.

Aucun excès n'est observé, une limite sur la section efficace de production ainsi que les constantes de couplage est calculée. Les limites observées sont résumées dans la table 7.12.

Les limites attendues et observées peuvent être interprétées dans le plan constante de couplage/échelle d'énergie de nouvelle physique. La figure 7.14 montre les limites attendues, observées pour chaque état de chiralité ainsi que la zone du plan exclue.

7.7.3 Limites attendues et observées pour le modèle FCNC

Le même raisonnement est utilisé pour le modèle FCNC. 10 échantillons différents sont étudiés ici :

- 4 échantillons $uu \rightarrow tt$ avec une masse de boson de Higgs de 125, 250, 500 et 750 GeV,
- 3 échantillons $uc \rightarrow tt$ avec une masse de boson de Higgs de 250, 500 et 750 GeV,
- 3 échantillons $cc \rightarrow tt$ avec une masse de boson de Higgs de 250, 500 et 750 GeV.

Pour chaque échantillon, la limite attendue sur la section efficace de production est calculée ainsi que sur la constante de couplage pour les processus $uu \rightarrow tt$ et $cc \rightarrow tt$. Les limites attendues sont résumées dans la table 7.13.

TABLE 7.10 – Limites attendues sur la production de deux quarks top de même charge par interaction de contact.

Modèle	95% C.L. limite		
	Attendue $\pm 1\sigma$		Médiane attendue
	$\sigma(pp \rightarrow tt)$ [fb]	Constante de couplage	
Interaction de contact		$ C /\Lambda^2$ [TeV $^{-2}$]	
Left-left	44-91	62	0.053
Left-right	37-76	52	0.138
Right-right	28-57	39	0.042

TABLE 7.11 – Nombre d'évènements après sélection pour les bruits de fond et les données. Chaque nombre d'évènements est présenté avec ses incertitudes statistique et systématique associées.

	Canal		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
WZ/ZZ	$0.20 \pm 0.14 \pm 0.07$	$0.27 \pm 0.09 \pm 0.10$	$0.05 \pm 0.12 \pm 0.02$
$W^\pm W^\mp$	$0.07 \pm 0.02 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.02 \pm 0.03$	$0.14 \pm 0.03 \pm 0.04$
$t\bar{t}W/Z$	$0.58 \pm 0.06 \pm 0.18$	$1.20 \pm 0.09 \pm 0.36$	$0.64 \pm 0.07 \pm 0.20$
$t\bar{t}WW$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$0.02 \pm 0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$
VVV	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.00 \pm 0.00$
$t\bar{t}H$	$0.05 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.01$
VH	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.00$	$0.00 \pm 0.08 \pm 0.00$	$0.10 \pm 0.11 \pm 0.03$
MisID	$2.67 \pm 0.25 \pm 1.61$	$2.80 \pm 0.26 \pm 1.62$	–
Fakes	$0.87 \pm 0.79 \pm 0.61$	$2.92 \pm 1.27 \pm 2.04$	$0.34 \pm 0.29 \pm 0.24$
Total	$4.45 \pm 0.84 \pm 1.29$	$7.43 \pm 1.31 \pm 1.19$	$1.31 \pm 0.34 \pm 0.28$
Observés	6	5	2
p -value	0.40	0.86	0.45

TABLE 7.12 – Limites observées calculées à 95% C.L. pour le modèle d'interaction de contact.

Modèle	$\sigma(pp \rightarrow tt)$ [fb]	Constante de couplage
Interaction de contact		$ C /\Lambda^2$ [TeV $^{-2}$]
Left-left	66	0.054
Left-right	55	0.141
Right-right	42	0.044

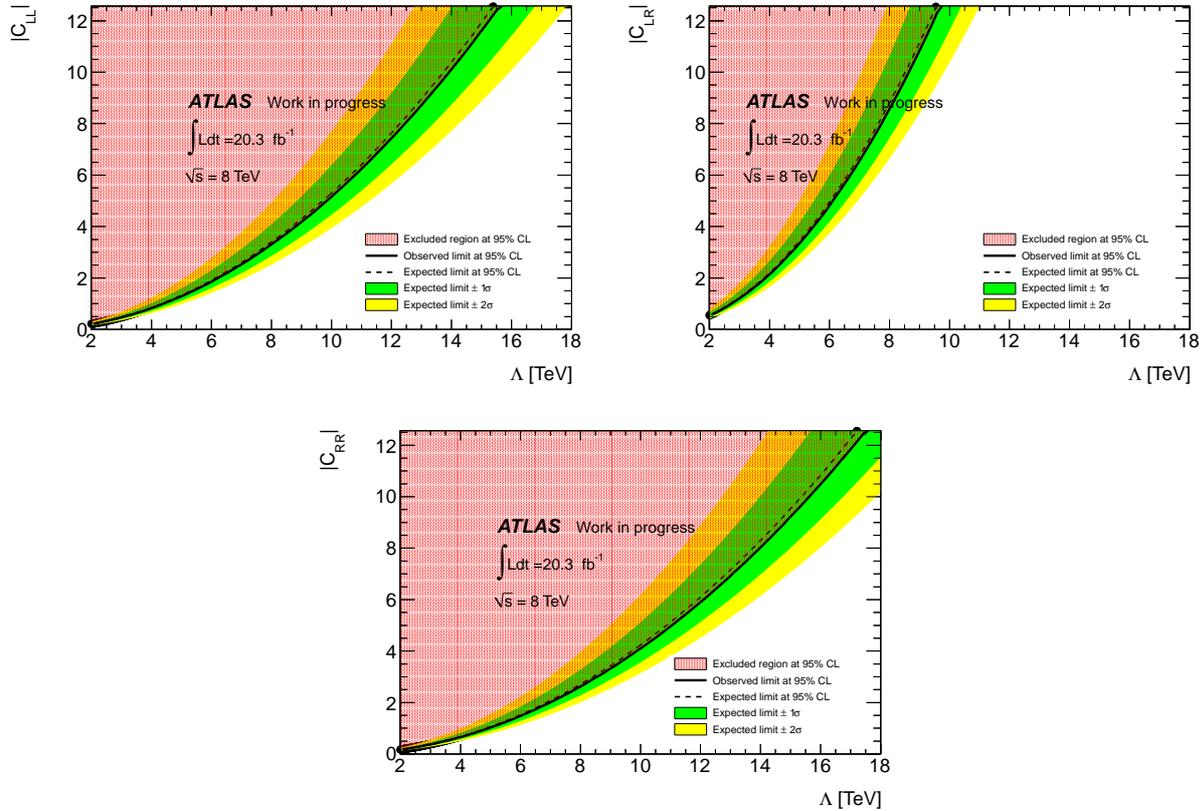


FIGURE 7.14 – figures montrant les limites attendues, observées et les bandes pour $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$ pour les trois configurations de chiralité. La zone rouge représente la zone exclue.

TABLE 7.13 – Limites attendues sur la section efficace de production et sur les constantes de couplage dans le cadre du modèle FCNC.

Modèle	95% C.L. limite		
	Attendue 1σ	Médiane attendue	
	$\sigma(pp \rightarrow tt)$ [fb]	Constante de couplage	
FCNC			κ_{utH} or κ_{ctH}
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV)	26-53	37	0.16
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 250$ GeV)	15-31	21	0.17
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 500$ GeV)	8.2-17	12	0.20
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 750$ GeV)	6.4-13	9.1	0.24
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 250$ GeV)	50-115	71	0.82
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 500$ GeV)	26-54	37	1.03
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 750$ GeV)	20-41	28	1.30

Après sélection, les nombres d'événements de bruits de fond et de données est identique aux nombres d'événements présentés pour le modèle d'interaction de contact puisque la définition de la région de signal est identique. Ainsi, des limites sont calculées sur les sections efficaces de production ainsi que sur les constantes de couplage κ_{utH} et κ_{ctH} . Ces limites sont présentées dans la table 7.14.

Dans le cas du processus $uu \rightarrow tt$ avec $m_H = 125$ GeV, la limite sur la section efficace de production de 34 fb peut être interprétée comme une limite sur la constante de couplage $\kappa_{utH} < 0.16$. En prenant cette valeur comme point de départ dans MadGraph, on obtient une largeur partielle de $\Gamma(t \rightarrow uH) = 0.02$ GeV. En utilisant la largeur totale du quark top de 2.0 ± 0.5 GeV [5], la limite supérieure sur le rapport de branchement est alors $\text{BR}(t \rightarrow uH) < 0.010$.

Pour les autres masses de boson de Higgs considérées, une limite en deux dimensions dans le plan $(\kappa_{utH}, \kappa_{ctH})$ est calculée en prenant en compte les processus $uc \rightarrow tt$, c'est-à-dire les cas où $\kappa_{utH} \neq 0$ et $\kappa_{ctH} \neq 0$ simultanément. Cette limite est représentée sur la figure 7.15.

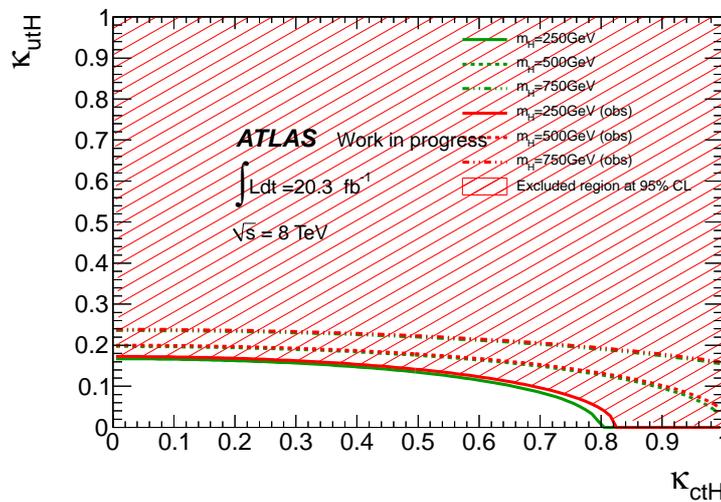


FIGURE 7.15 – Limites attendues et observées dans le plan $(\kappa_{utH}, \kappa_{ctH})$ pour des masses de bosons de Higgs de 250, 500 et 750 GeV. La zone représente la zone exclue pour un boson de Higgs de 250 GeV.

7.8 Conclusions et perspectives

Une étude a été menée afin de déterminer le potentiel de découverte d'un état final à deux quarks top de même charge. Pour cela, deux modèles ont été pris en compte : un modèle de production par interaction de contact et un modèle de production par échange de boson de Higgs en voie t. Après observation des données, aucun excès n'a été vu et des limites sur les sections efficaces de production ainsi que sur les constantes de couplage ont été calculées.

Plusieurs améliorations ont été apportées par rapport à la recherche de ce même état final avec le lot de données partiel enregistré par le détecteur ATLAS. Les améliorations concernent le changement de la définition de l'isolation des leptons, l'optimisation de la sélection par rapport à la limite attendue obtenue. A titre de comparaison, la limite obtenue en renormalisant la limite calculée avec 14.3 fb^{-1} pour la luminosité instantanée de 20.3 fb^{-1} est de 0.148 pb pour le processus RR. Avec toutes les améliorations apportées, la limite observée pour le processus RR est de 42 fb, soit un gain d'un facteur 3. Ces limites améliorent les limites sur les processus dans lesquels sont produits deux quarks top de même charge et permettent de contraindre plus durement les modèles de Nouvelle Physique.

TABLE 7.14 – Limites observées calculées à 95% C.L. pour le modèle FCNC.

Modèle	$\sigma(pp \rightarrow tt)$ [fb]	Constante de couplage
FCNC		κ_{utH} or κ_{ctH}
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 125$ GeV)	34	0.16
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 250$ GeV)	20	0.17
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 500$ GeV)	11	0.20
$uu \rightarrow tt$ ($m_H = 750$ GeV)	8	0.23
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 250$ GeV)	67	0.81
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 500$ GeV)	34	1.01
$cc \rightarrow tt$ ($m_H = 750$ GeV)	26	1.28

Conclusion

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit le comportement des briques élémentaires et leurs interactions. Des théories de Nouvelle Physique se proposent d'expliquer certaines observables non décrites par le Modèle Standard, comme la gravitation ou la matière noire. Plusieurs de ces modèles prédisent l'existence de processus conduisant à la production de deux quarks top de même charge, processus largement supprimé dans le cadre du Modèle Standard. Ce nouveau phénomène a été recherché dans des collisions proton-proton produites par le LHC au sein du détecteur ATLAS. Au cours de cette thèse, deux thèmes principaux ont été abordés : l'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS avec un système laser et la recherche d'évènements avec deux quarks top de même charge.

La première partie de cette thèse a été consacrée à l'étalonnage du calorimètre hadronique d'ATLAS. Il existe 3 systèmes d'étalonnage, dont un système laser qui permet d'envoyer des impulsions de lumière aux photomultiplicateurs du calorimètre. Un contrôle régulier des canaux a d'abord été effectué. Ensuite, une procédure a été mise en place afin de calculer et d'appliquer aux données des constantes d'étalonnage laser afin de corriger, au cours du temps, les canaux dont le gain varie. Afin d'estimer les effets systématiques de la méthode, les constantes d'étalonnage laser ont été comparées aux constantes d'étalonnage césium, un autre système d'étalonnage du calorimètre hadronique. Ces effets sont de 0.3 % pour les canaux de la partie centrale et 0.5 % pour les canaux des tonneaux étendus. Enfin, ces constantes d'étalonnage laser ont été appliquées aux données de 2011 et de 2012 où près de 10 % des canaux du calorimètre hadronique ont été corrigés.

Le deuxième thème abordé durant cette thèse est la recherche de processus avec deux quarks top de même charge. Cette étude a été réalisée en 3 étapes : l'étude et la génération des évènements avec deux quarks top de même charge, une recherche préliminaire avec un lot partiel de données puis une recherche plus optimisée avec le lot complet de données enregistré en 2012 par le détecteur ATLAS. L'étude des évènements a montré que le modèle avec FCNC couvrait les basses masses de particule échangée tandis que le modèle par interaction de contact couvrait les hautes masses (à partir de 5 TeV). Les deux analyses n'ont montré aucun excès d'évènements par rapport à la prédiction du Modèle Standard. Ainsi, des limites sur les sections efficaces des processus ainsi que sur les paramètres des modèles ont été calculées. Une publication intégrant ces résultats est en cours.

A l'heure de la rédaction de ce manuscrit, le LHC est arrêté afin de préparer la machine et les détecteurs à la deuxième phase de prise de données qui débutera en 2015. Le LHC devrait produire des collisions à une énergie de 13 ou 14 TeV dans le centre de masse. Cette énergie, jamais atteinte dans un collisionneur, va permettre de sonder la Nature à une échelle d'énergie encore inexplorée.

A Distributions additionnelles du signal avec deux quarks de même charge produit par interaction de contact

A.1 Evolution en fonction de l'échelle d'énergie Λ

Le modèle d'interaction de contact est défini par le lagrangien suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{4F} = & \frac{1}{2} \frac{C_{LL}}{\Lambda^2} (\bar{u}_L \gamma^\mu t_L) (\bar{u}_L \gamma_\mu t_L) + \frac{1}{2} \frac{C_{RR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{u}_R \gamma_\mu t_R) \\ & - \frac{1}{2} \frac{C_{LR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_L \gamma^\mu t_L) (\bar{u}_R \gamma_\mu t_R) - \frac{1}{2} \frac{C'_{LR}}{\Lambda^2} (\bar{u}_{La} \gamma^\mu t_{Lb}) (\bar{u}_{Rb} \gamma_\mu t_{Ra}) + h.c. \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

où Λ est l'échelle d'énergie de nouvelle physique. Au vu du lagrangien, cette quantité peut se factoriser et n'est donc qu'un facteur multiplicatif qui aura un impact sur la valeur de la section efficace de production mais pas sur la cinématique. Pour s'en assurer, ce facteur a été modifié et le résultat comparé à l'échantillon nominal. Les distributions de la figure A.1 montre qu'en effet, la cinématique ne dépend pas du facteur Λ .

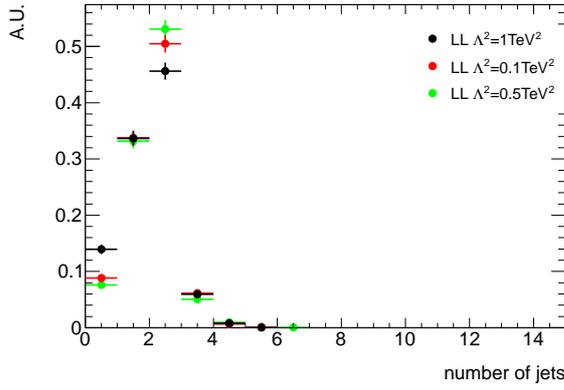
A.2 Dépendance des distributions en fonction de la PDF

La cinématique ainsi que la valeur de la section efficace peuvent dépendre du choix de la PDF. Le signal utilisé dans les analyses a été généré avec la PDF MSTW2008lo. Les distributions obtenues avec cette PDF ont été comparées aux distributions obtenues avec la PDF CTEQ6L1. Les figures A.2, A.3 et A.4 montrent que la cinématique ne dépend pas du choix de la PDF pour la génération des événements.

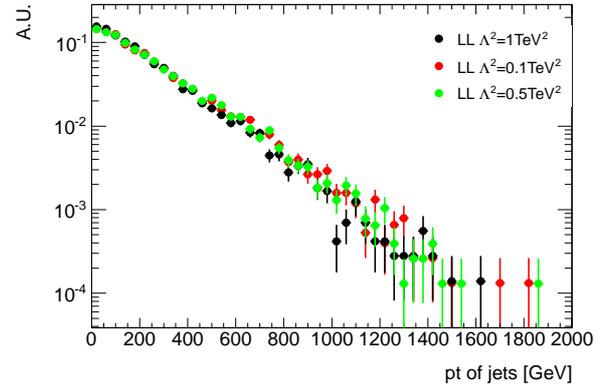
A.3 Comparaison avec des événements $t\bar{t}$

Lors de la validation de la génération du processus avec deux quarks top de même charge produits par interaction de contact (LL uniquement), ces événements ont été comparés à des événements $t\bar{t}$. Ces comparaisons sont montrées dans la figure A.5.

Cette figure montre qu'il y a une grande différence dans les distributions de la largeur des jets. Une autre différence apparaît dans l'impulsion transverse des jets. En effet, les jets produits par $t\bar{t}$ peuvent être bien plus énergétiques que des jets produits par une paire $t\bar{t}$.



(a) Multiplicité des jets



(b) Impulsion transverse des jets

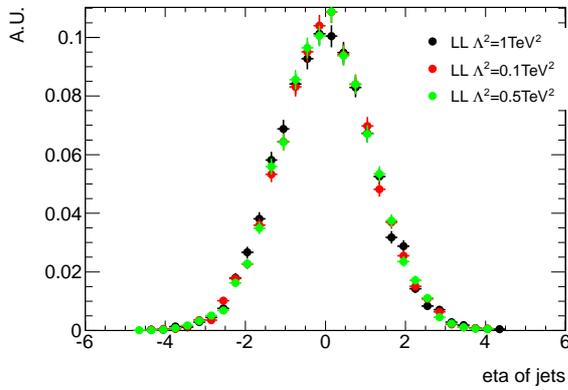
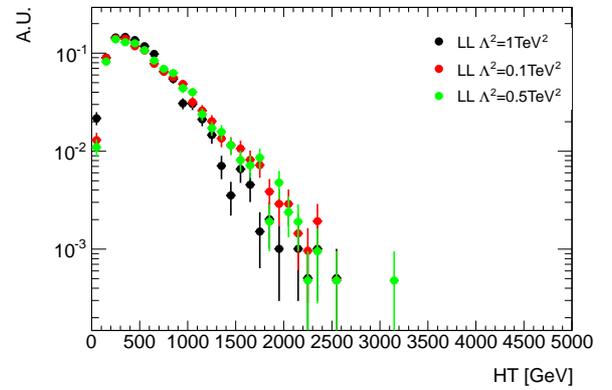
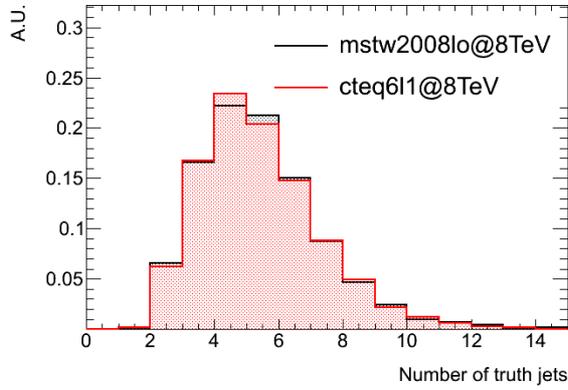
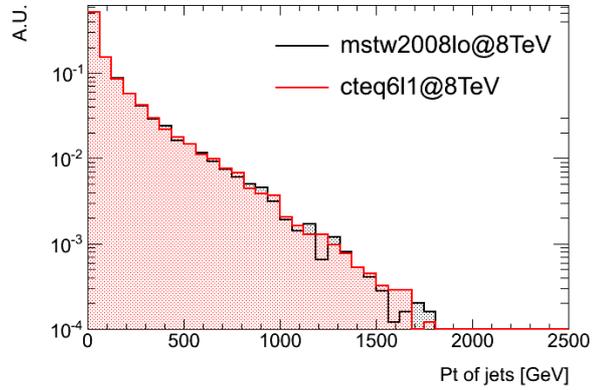
(c) η des jets(d) H_T des jets

FIGURE A.1 – Distributions montrant les propriétés des jets, pour des valeurs de Λ^2 égales à 1 TeV^2 , 0,5 TeV^2 et 0,1 TeV^2 . La valeur de C_{LL} est de 1.

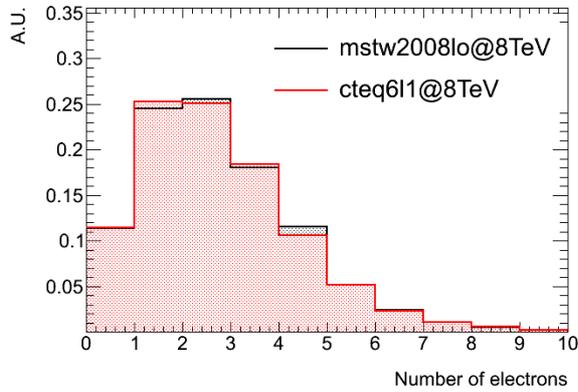
La figure A.6 montre que ces deux différences sont liées : les jets des évènements tt avec une petite largeur ($\Delta R < 0.1$) sont des jets de très haute impulsion transverse ($p_T > 100 \text{ GeV}$). Comme les jets des évènements tt peuvent être plus énergétiques que les jets des évènements $t\bar{t}$, il est normal que la largeur de ces jets soit plus petite que la largeur des jets dans les évènements $t\bar{t}$. Dans les chapitres 6 et 7, la différence de distribution en impulsion transverse va permettre de séparer le signal tt du bruit de fond $t\bar{t}$ *via* la variable H_T .



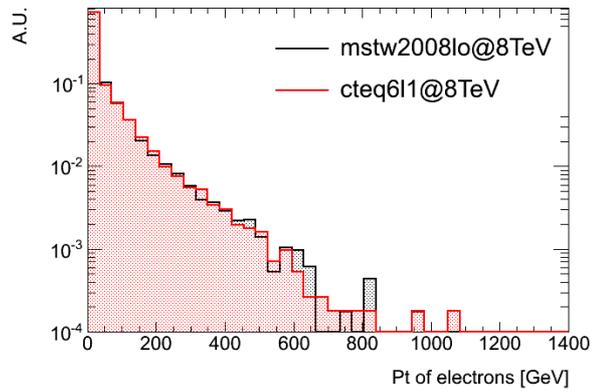
(a) Multiplicité des jets



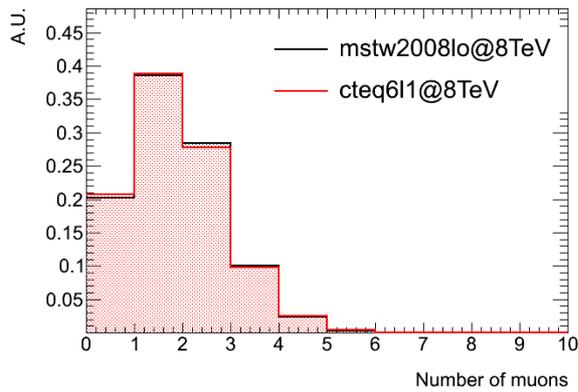
(b) Impulsion transverse des jets



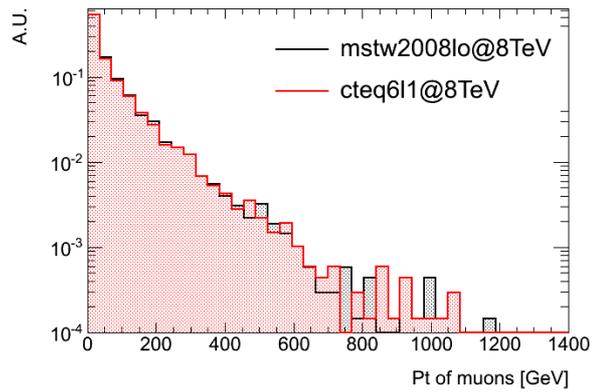
(c) Multiplicité des électrons



(d) Impulsion transverse des électrons

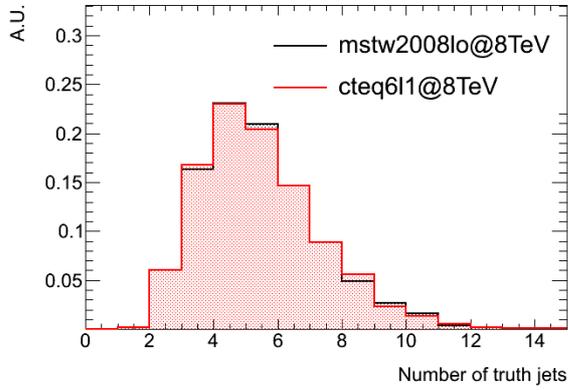


(e) Multiplicité des muons

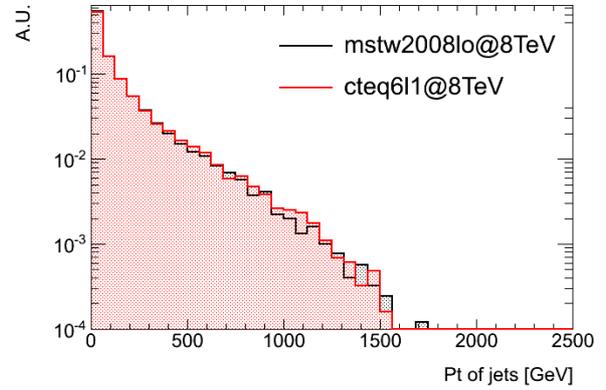


(f) Impulsion transverse des muons

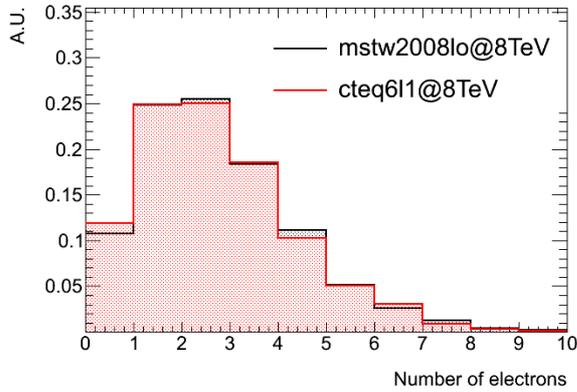
FIGURE A.2 – Comparaisons entre les distributions cinématiques pour le signal LL généré avec MSTW2008lo (noir) ou CTEQ11 (rouge).



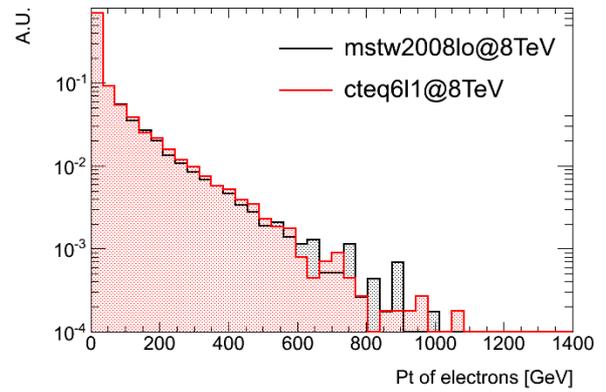
(a) Multiplicité des jets



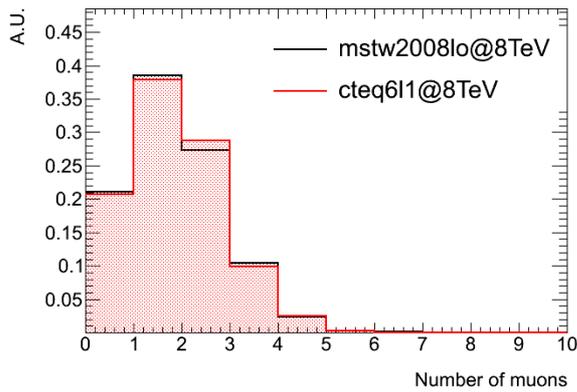
(b) Impulsion transverse des jets



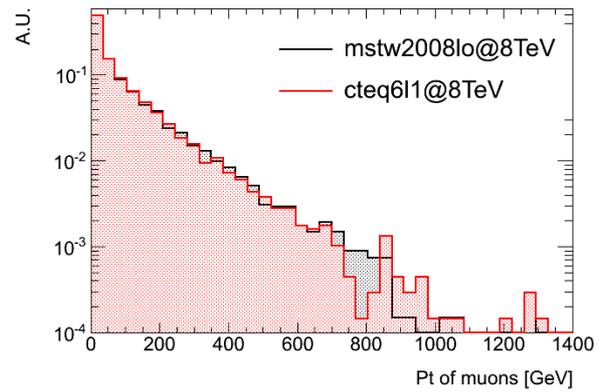
(c) Multiplicité des électrons



(d) Impulsion transverse des électrons

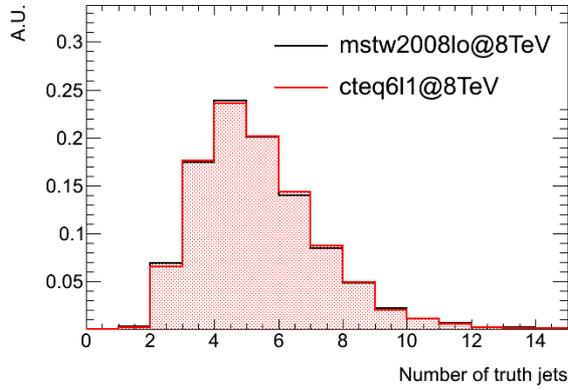


(e) Multiplicité des muons

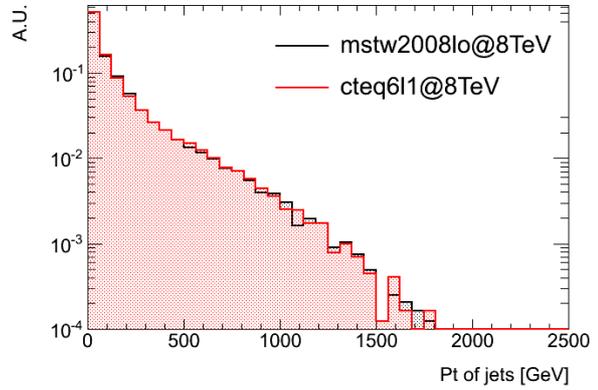


(f) Impulsion transverse des muons

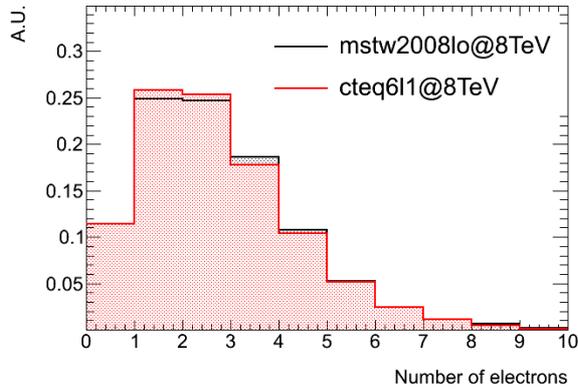
FIGURE A.3 – Comparaisons entre les distributions cinématiques pour le signal LR généré avec MSTW2008lo (noir) ou CTEQ11 (rouge).



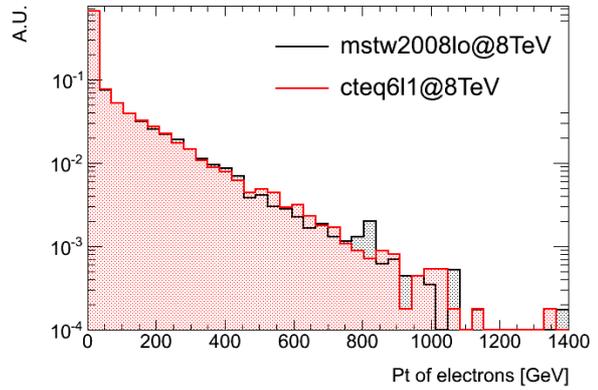
(a) Multiplicité des jets



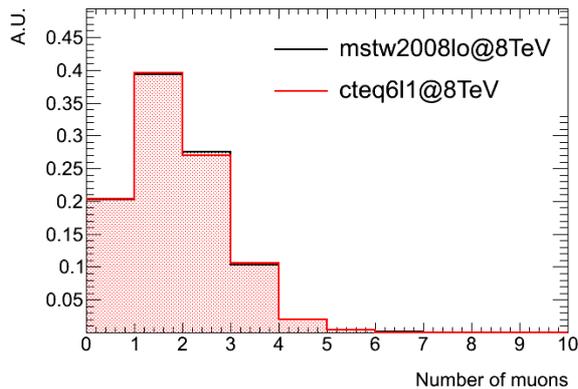
(b) Impulsion transverse des jets



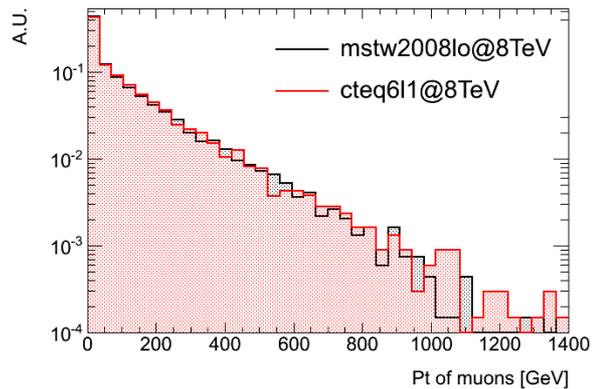
(c) Multiplicité des électrons



(d) Impulsion transverse des électrons

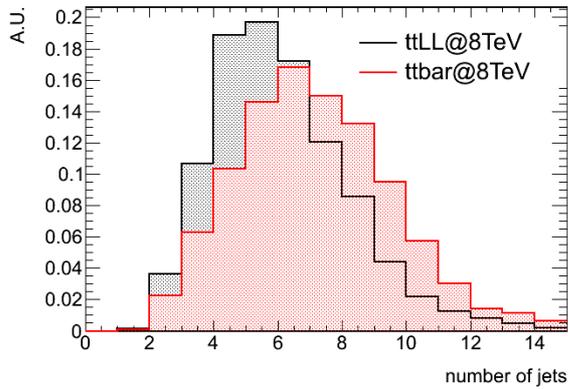


(e) Multiplicité des muons

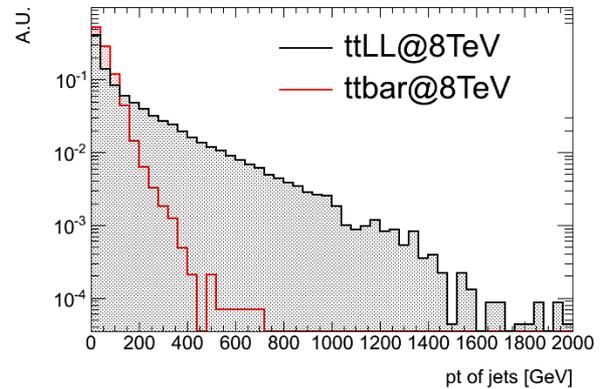


(f) Impulsion transverse des muons

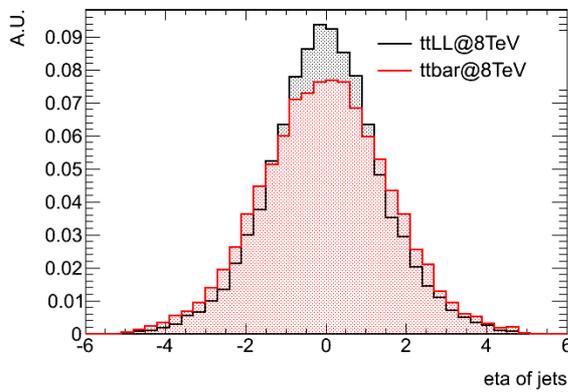
FIGURE A.4 – Comparaisons entre les distributions cinématiques pour le signal RR généré avec MSTW2008lo (noir) ou CTEQ11 (rouge).



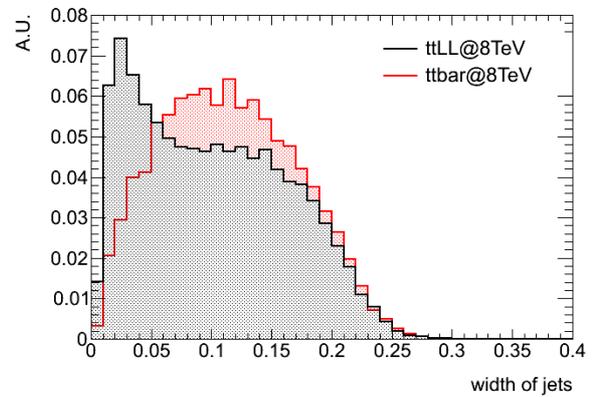
(a) Multiplicité des jets



(b) Impulsion transverse des jets



(c) η des jets



(d) Largeur des jets

FIGURE A.5 – Comparaisons entre les évènements tt LL par interaction de contact et les évènements $t\bar{t}$.

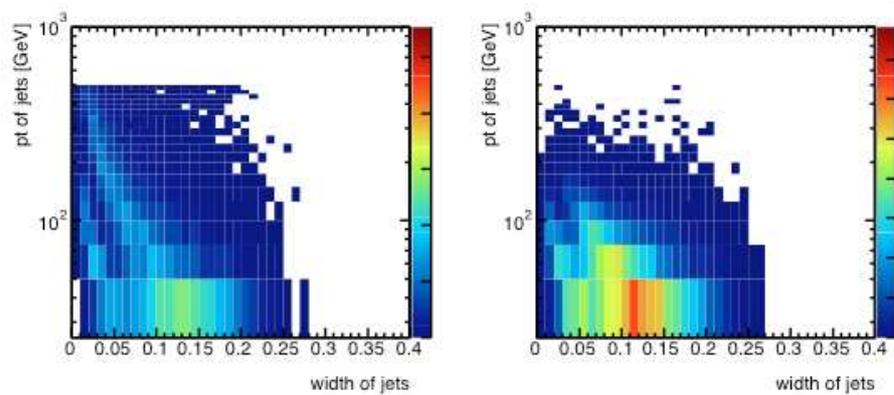


FIGURE A.6 – Distributions de l'impulsion transverse des jets en fonction de leur largeur, pour les évènements tt (gauche) et les évènements $t\bar{t}$ (droite).

B Etudes complémentaires sur la génération des événements du modèle d'interaction de contact avec Protos

B.1 Désintégration d'un quark top de chiralité droite dans le Modèle Standard

Dans le cadre de l'étude du modèle d'interaction de contact, trois cas sont traités en fonction des chiralités des quarks top : LL (gauche-gauche), LR (gauche-droit) et RR (droit-droit). Cependant, d'après la théorie V-A [165], seuls les fermions de chiralité gauche peuvent interagir avec les bosons W et Z. Comme le quark top se désintègre à près de 100 % en un boson W et un quark b [5], il doit nécessairement être de chiralité gauche.

Dans le lagrangien du Modèle Standard, en particulier dans la partie brisure de symétrie électrofaible, l'ajout d'un champ scalaire fait apparaître le terme suivant :

$$-\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(c_1\bar{d}d + c_2\bar{u}u + c_3\bar{e}e) \quad (\text{B.1})$$

où v est la v.e.v. du champ de Higgs, H est le champ de Higgs, les facteurs c sont les constantes de couplage de Yukawa et d , u et e sont les champs fermioniques pour les 3 quarks de charge $-1/3$, $2/3$ et les leptons respectivement.

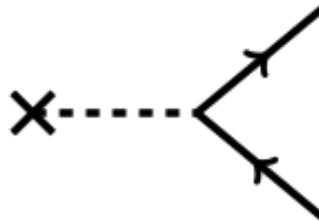


FIGURE B.1 – Diagramme de Feynman représentant l'interaction d'un champ fermionique avec la v.e.v. du champ de Higgs.

Ainsi un champ fermionique massif peut se coupler soit au boson de Higgs, soit à la v.e.v. du Higgs (décrite dans la section 1.3.3). Ces deux couplages permettent de modifier la chiralité du champ fermionique. Ce processus est communément représenté par des pointillés et une croix (figure B.1).

Dans le cadre du modèle d'interaction de contact, cela signifie que les quarks top sont produits de

chiralité droite (dans le cas LR ou RR) et interagissent avec la v.e.v. du champ de Higgs pour changer de chiralité avant de se désintégrer.

B.2 Différences des valeurs de section efficace

Lors de la génération des évènements, les sections efficaces des processus ainsi que leurs incertitudes ont été calculées par PROTOS. Ces sections efficaces prennent en compte le fait que l'état final est dileptonique. Pour une énergie dans le centre de masse de 8 TeV, les valeurs obtenues sont :

- LL : 2.223 ± 0.002 pb,
- LR : 0.2750 ± 0.0002 pb,
- RR : 2.173 ± 0.002 pb,

Les valeurs des sections efficaces ne sont pas compatibles entre LL et RR. Pourtant, *a priori*, on pourrait s'attendre à ce que ces valeurs soient égales. Ce désaccord vient en fait d'une différence dans les propagateurs.

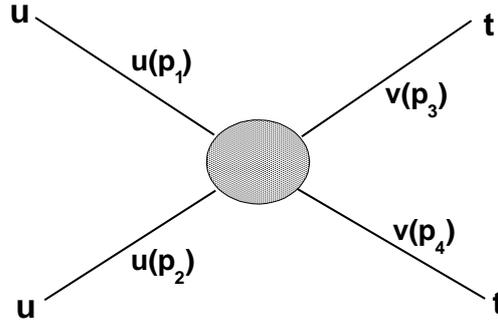


FIGURE B.2 – Diagramme de Feynman représentant l'interaction de contact décrite précédemment avec les quadri-vecteurs de chaque branche du vertex.

L'élément de matrice de l'interaction schématisée sur la figure B.2 peut s'écrire :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \bar{u}(p_2)\gamma_\mu u(p_1)\bar{u}(p_1)\gamma_\nu u(p_2)\bar{v}(p_3)\gamma_\mu v(p_4)\bar{v}(p_4)\gamma_\nu v(p_3) \quad (\text{B.2})$$

Grâce à l'équation de Dirac, l'identification suivante peut être faite :

$$u\bar{u} = \not{p} + m \quad \text{avec } \not{p} = p_\mu\gamma^\mu \quad (\text{B.3})$$

L'expression de l'élément de matrice devient alors :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto (\not{p}_2 + m_u)\gamma_\mu(\not{p}_1 + m_u)\gamma_\nu(\not{p}_3 + m_t)\gamma_\mu(\not{p}_4 + m_t)\gamma_\nu \quad (\text{B.4})$$

Pour la suite de la démonstration, seule la partie avec les quarks top est considérée. De plus, on veut montrer quelle partie du propagateur intervient en fonction de la chiralité du quark top. L'élément de matrice s'écrit alors :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \bar{v}(p_4)\gamma_\mu(\not{p}_3 + m_t)\gamma_\nu v(p_4) \quad (\text{B.5})$$

$$\propto \bar{v}(p_4)(P_L + P_R)\gamma_\mu(\not{p}_3 + m_t)\gamma_\nu(P_L + P_R)v(p_4) \quad (\text{B.6})$$

avec P_L et P_R les opérateurs de chiralité définis comme :

$$P_{L(R)} = \frac{1 - (+)\gamma^5}{2} \quad (\text{B.7})$$

Pour que le quark top se désintègre dans le cadre du Modèle Standard, il doit nécessairement être de chiralité gauche :

$$|\mathcal{M}|^2 \propto \bar{v}(p_4)P_R\gamma_\mu(\not{p}_3 + m_t)\gamma_\nu(P_L + P_R)v(p_4) \quad (\text{B.8})$$

$$\propto \bar{v}(p_4)\gamma_\mu(\not{p}_3P_R + m_tP_L)\gamma_\nu(P_L + P_R)v(p_4) \quad (\text{B.9})$$

Lors du développement, le premier terme devient :

$$\bar{v}(p_4)\gamma_\mu(\not{p}_3P_R + m_tP_L)P_L\gamma_\nu v(p_4) \quad (\text{B.10})$$

$$= \bar{v}(p_4)\gamma_\mu m_t\gamma_\nu v(p_4)_R \quad (\text{B.11})$$

tandis que le deuxième terme s'écrit :

$$\bar{v}(p_4)\gamma_\mu(\not{p}_3P_R + m_tP_L)P_R\gamma_\nu v(p_4) \quad (\text{B.12})$$

$$= \bar{v}(p_4)\gamma_\mu\not{p}_3\gamma_\nu v(p_4)_L \quad (\text{B.13})$$

Ainsi, dans le cas où le quark top est produit avec une chiralité gauche, le propagateur est proportionnel à \not{p} . En revanche, quand le quark top est produit avec une chiralité droite, le propagateur est proportionnel à la masse m . Ces deux termes n'étant pas parfaitement égaux, cela explique la différence dans les valeurs des sections efficaces LL et RR.

C Composition des bruits de fond instrumentaux dans la région de contrôle

La région de contrôle choisie pour cette étude est définie par :

- préselection,
- $100 < H_T < 400$ GeV.

Les distributions sont présentées dans les figures C.1 et C.2. Les nombres d'évènements sont montrés dans la table C.1.

TABLE C.1 – Nombres d'évènements de la région de contrôle avec uniquement des bruits de fond simulés.

Canal	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
$Z + jets$	$1821.61 \pm 59.99 \pm 274.27$	$77.82 \pm 21.57 \pm 8.48$	$13.14 \pm 23.15 \pm 2.32$
$W + jets$	$96.96 \pm 14.07 \pm 11.79$	$153.51 \pm 16.76 \pm 20.30$	$4.45 \pm 10.47 \pm 0.70$
$W/Z + \gamma$	$255.86 \pm 7.61 \pm 56.33$	$158.98 \pm 7.81 \pm 36.32$	$0.33 \pm 0.78 \pm 0.10$
$t, t\bar{t}$ mis-id	$175.99 \pm 7.83 \pm 15.46$	$228.71 \pm 8.82 \pm 20.57$	0.00 ± 0.63
$t, t\bar{t}$ fakes	$61.48 \pm 4.29 \pm 5.28$	$101.46 \pm 5.54 \pm 8.56$	$18.72 \pm 2.49 \pm 1.57$
$t\bar{t} + X$ fakes/mis-id	$0.60 \pm 0.07 \pm 0.08$	$0.74 \pm 0.06 \pm 0.07$	$0.15 \pm 0.02 \pm 0.01$
VV mis-id	$19.54 \pm 1.50 \pm 3.37$	$16.80 \pm 1.19 \pm 3.81$	0.00 ± 0.74
VV fakes	$20.39 \pm 1.14 \pm 4.70$	$51.35 \pm 1.67 \pm 11.60$	$27.07 \pm 1.30 \pm 6.32$
VH fakes/mis-id	1.07 ± 0.17	2.38 ± 0.11	1.08 ± 0.09
VVV fakes/mis-id	0.08 ± 0.01	0.16 ± 0.02	0.06 ± 0.01
$t\bar{t}W(W)$	$4.93 \pm 0.20 \pm 1.09$	$15.16 \pm 0.35 \pm 3.30$	$9.46 \pm 0.29 \pm 2.12$
$t\bar{t}Z$	$1.06 \pm 0.08 \pm 0.23$	$3.21 \pm 0.14 \pm 0.68$	$1.57 \pm 0.10 \pm 0.32$
$t\bar{t}H$	$0.55 \pm 0.05 \pm 0.05$	$1.75 \pm 0.09 \pm 0.17$	$0.98 \pm 0.07 \pm 0.09$
VV	$145.49 \pm 2.48 \pm 33.62$	$344.32 \pm 3.69 \pm 80.53$	$157.82 \pm 2.48 \pm 36.57$
VH	2.89 ± 0.45	9.16 ± 0.82	6.75 ± 0.80
VVV	0.83 ± 0.05	2.36 ± 0.08	1.49 ± 0.07
Total	$2609.33 \pm 62.81 \pm 282.79$	$1167.88 \pm 30.57 \pm 94.57$	$243.06 \pm 25.73 \pm 37.29$
Données	2498	1259	260

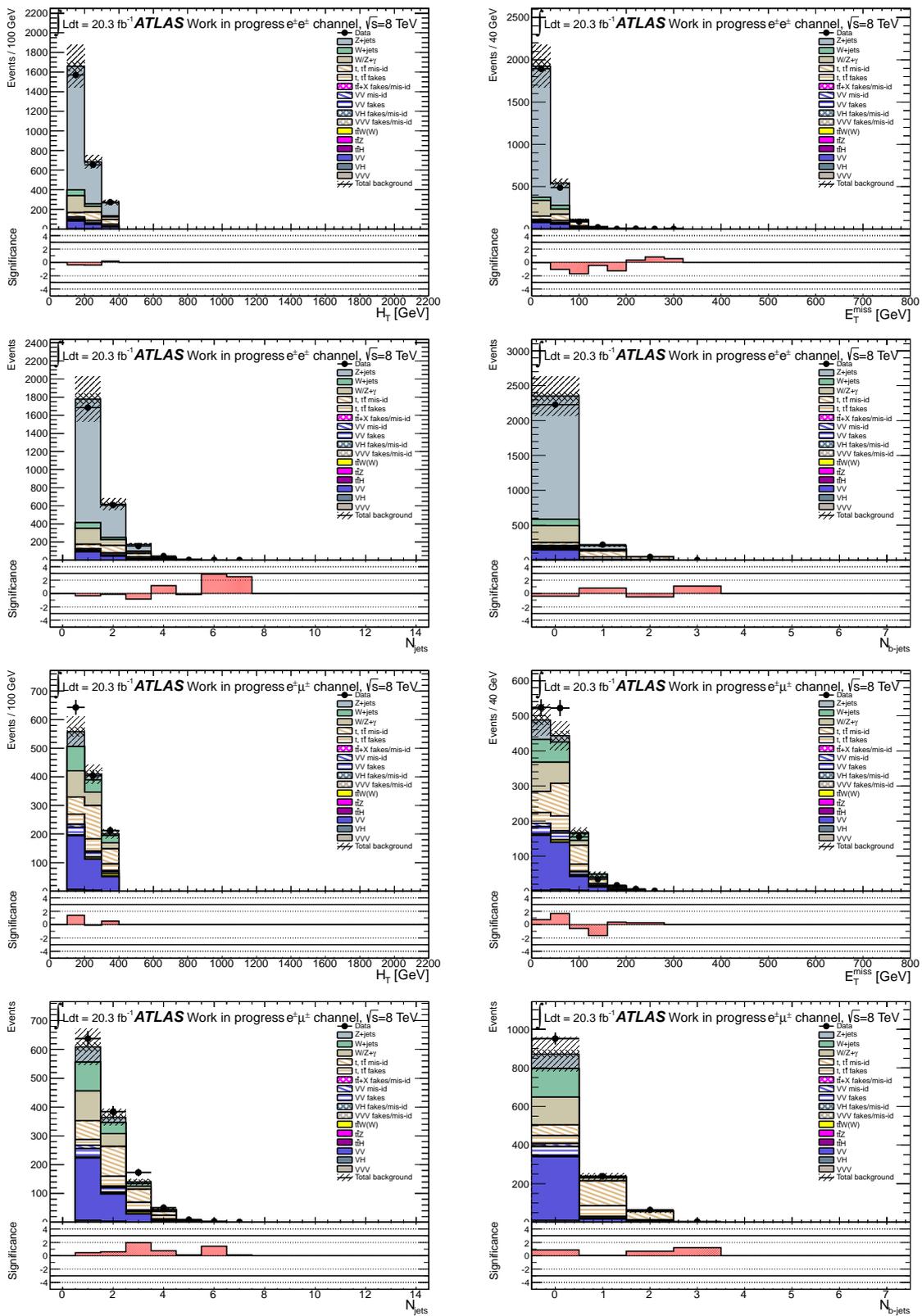


FIGURE C.1 – Distributions de plusieurs variables dans la région de contrôle dans les canaux ee et $e\mu$ avec uniquement des bruits de fond simulés.

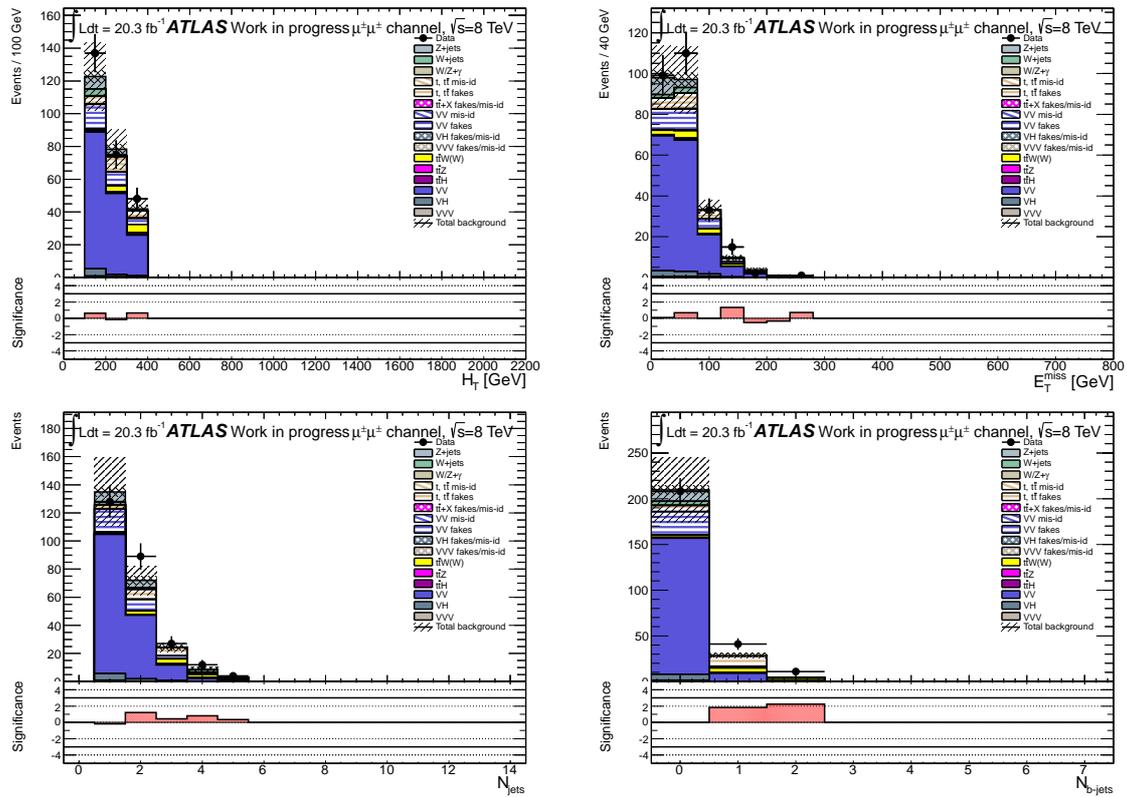


FIGURE C.2 – Distributions de plusieurs variables dans la région de contrôle dans le canal $\mu\mu$ avec uniquement des bruits de fond simulés.

D Détails des incertitudes systématiques

TABLE D.1 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $t\bar{t}RR$ dans le canal ee (pour l'analyse avec 14.3 fb^{-1}).

	$t\bar{t}RR$	WZ/ZZ	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W^\pm W^\mp$	QMis-Id	Fakes
AFII	+10.0/-10.0	-	-	-	-	-	-	-
BTagSFb	+11.3/-11.5	+10.9/-14.4	+5.4/-5.4	+6.7/-7.1	+5.3/-6.2	+6.1/-7.3	-	-
BTagSFc	+0.1/-0.1	+3.2/-3.2	+0.0/+0.0	+2.0/-2.0	+3.5/-3.4	+0.6/-1.3	-	-
BTagSF1	+0.1/-0.1	+0.4/-0.4	+10.9/-11.1	+0.4/-0.3	+0.3/-0.3	+0.2/-0.2	-	-
Fakes	-	-	-	-	-	-	-	+30.0/+30.0
JVFSF	+2.4/-2.2	+17.7/-14.1	+2.5/-2.3	+1.3/-1.7	+2.4/-2.4	+2.4/-2.7	-	-
Luminosité	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	-	-
MC-EER	+0.0/-0.7	+1.9/+0.0	+0.4/+0.0	+0.0/-0.2	+2.7/+0.0	+0.0/-1.2	-	-
MC-EES	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
MC-JEFF	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	-	-
MC-JER	+0.7/-0.7	+0.5/-0.5	+0.2/-0.2	+5.8/-5.8	+3.5/-3.5	+2.0/-2.0	-	-
MC-JES	+5.3/-6.1	+1.1/-34.4	+0.0/-0.1	+14.0/-4.8	+15.0/-5.0	+6.7/-10.4	-	-
MisID	-	-	-	-	-	-	+39.4/-38.5	-
SSWid	+4.8/-4.7	+4.9/-4.7	+4.8/-4.7	+4.8/-4.7	+4.8/-4.7	+4.8/-4.7	-	-
SSWrec	+1.3/-1.3	+1.3/-1.3	+1.3/-1.3	+1.3/-1.3	+1.3/-1.3	+1.3/-1.3	-	-
SSWtrg	+0.3/-0.3	+4.0/-4.1	+1.2/-1.2	+0.3/-0.3	+0.1/-0.1	+1.7/-1.7	-	-
XSWW	-	-	+25.0/-25.0	-	-	-	-	-
XSWZ ZZ	-	+34.3/-34.3	-	-	-	-	-	-
XSttW	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-	-
XSttWW	-	-	-	-	-	+38.0/-26.0	-	-
XSttZ	-	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-
Total	+17.4/-17.7	+41.0/-53.2	+28.6/-28.6	+34.9/-32.4	+35.0/-32.1	+39.7/-29.8	+39.4/-38.5	+30.0/-30.0

TABLE D.2 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $t\bar{t}RR$ dans le canal $e\mu$ (pour l'analyse avec 14.3 fb^{-1}).

	$t\bar{t}RR$	WZ/ZZ	$W^\pm W^\pm$	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}W^\pm W^\mp$	QMis-Id	Fakes
AFII	+3.0/-3.0	-	-	-	-	-	-	-
BTagSFb	+6.9/-8.2	+1.5/-1.5	+1.6/-1.6	+6.6/-7.6	+3.9/-5.2	+5.5/-6.4	-	-
BTagSFc	+0.0/-0.1	+5.5/-6.0	+22.7/-22.8	+0.1/-0.3	+1.1/-0.9	+1.6/-2.1	-	-
BTagSF1	+0.1/-0.1	+3.7/-3.8	+15.1/-15.2	+0.3/-0.3	+0.4/-0.5	+0.0/-0.1	-	-
Fakes	-	-	-	-	-	-	-	+30.0/+30.0
JVFSF	+3.2/-2.8	+3.5/-3.3	+2.8/-2.4	+1.9/-2.1	+2.4/-2.3	+1.5/-2.0	-	-
Luminosité	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	-	-
MC-EER	+0.0/-0.5	+0.0/+0.0	+0.0/-0.1	+0.4/+0.0	+0.4/-0.2	+0.0/-1.0	-	-
MC-JER	+0.9/-0.9	+2.3/-2.3	+7.0/-7.0	+1.8/-1.8	+1.1/-1.1	+0.6/-0.6	-	-
MC-JES	+2.4/-3.4	+0.0/-0.4	+7.0/+0.0	+7.8/-8.5	+8.1/-8.2	+7.6/-6.3	-	-
MC-MuERID	-0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.6/+0.0	-	-
MC-MuERMS	+0.0/-0.1	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.2/+0.0	+0.3/+0.0	+0.6/+0.0	-	-
MC-MuES	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.6/-0.6	-	-
MisID	-	-	-	-	-	-	+36.4/-35.9	-
SSWid	+4.4/-4.3	+4.5/-4.4	+4.4/-4.3	+4.4/-4.3	+4.4/-4.3	+4.4/-4.3	-	-
SSWrec	+1.1/-1.0	+1.1/-1.1	+1.0/-1.0	+1.0/-1.0	+1.0/-1.0	+1.0/-1.0	-	-
SSWtrg	+1.4/-1.4	+1.9/-1.9	+2.0/-2.0	+1.6/-1.6	+1.5/-1.5	+0.4/-0.5	-	-
XSWW	-	-	+25.0/-25.0	-	-	-	-	-
XSWZ ZZ	-	+34.3/-34.3	-	-	-	-	-	-
XSttW	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-	-
XSttWW	-	-	-	-	-	+38.0/-26.0	-	-
XSttZ	-	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-
Total	+10.4/-11.5	+35.7/-35.8	+38.9/-38.3	+32.4/-32.8	+32.0/-32.2	+39.6/-28.3	+36.4/-35.9	+30.0/-30.0

TABLE D.3 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $ttRR$ dans le canal $\mu\mu$ (pour l'analyse avec 14.3 fb^{-1}).

	$ttRR$	WZ/ZZ	$W^\pm W^\pm$	ttW	ttZ	$ttW^\pm W^\mp$	QMis-Id	Fakes
AFII	+1.0/-1.0	–	–	–	–	–	–	–
BTagSFb	+6.6/-8.1	+6.4/-6.7	+2.4/-2.3	+5.2/-6.5	+4.8/-6.0	+6.6/-7.4	–	–
BTagSFc	+0.1/-0.1	+4.6/-5.4	+0.3/-0.3	+1.5/-1.6	+1.4/-1.4	+0.8/-1.0	–	–
BTagSF1	+0.1/-0.1	+1.5/-1.5	+19.6/-19.8	+0.2/-0.2	+0.1/-0.1	+0.1/-0.1	–	–
Fakes	–	–	–	–	–	–	–	+30.0/+30.0
JVFSF	+3.8/-3.3	+2.6/-2.4	+4.0/-3.6	+2.2/-2.2	+2.7/-2.5	+2.4/-2.5	–	–
Luminosité	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	+3.6/-3.6	–	–
MC-JEFF	+0.0/+0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.3/-0.3	+0.0/-0.0	+1.2/-1.2	–	–
MC-JER	+0.9/-0.9	+0.1/-0.1	+18.4/-18.4	+0.0/-0.0	+1.1/-1.1	+4.5/-4.5	–	–
MC-JES	+2.0/-3.3	+7.6/-16.6	+0.0/+0.0	+6.1/-7.8	+8.6/-13.5	+0.3/-0.9	–	–
MC-MuERID	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-0.1/+0.0	+0.0/+0.0	–	–
MC-MuERMS	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+2.5/+0.0	+0.0/+0.0	–	–
MC-MuES	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.1/-0.1	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	–	–
MisID	–	–	–	–	–	–	+0.0/+0.0	–
SSWid	+4.0/-4.0	+4.0/-4.0	+4.0/-4.0	+4.0/-4.0	+4.0/-4.0	+4.0/-4.0	–	–
SSWrec	+0.8/-0.8	+0.7/-0.7	+0.6/-0.6	+0.7/-0.7	+0.6/-0.6	+0.6/-0.6	–	–
SSWtrg	+2.2/-2.2	+2.0/-2.0	+1.1/-1.1	+2.1/-2.1	+2.1/-2.1	+2.2/-2.2	–	–
XSWW	–	–	+25.0/-25.0	–	–	–	–	–
XSWZ ZZ	–	+34.3/-34.3	–	–	–	–	–	–
XSttW	–	–	–	+30.0/-30.0	–	–	–	–
XSttWW	–	–	–	–	–	+38.0/-26.0	–	–
XSttZ	–	–	–	–	+30.0/-30.0	–	–	–
Total	+9.9/-11.1	+36.6/-39.6	+37.4/-37.4	+31.7/-32.3	+32.4/-34.1	+39.4/-28.2	+0.0/-0.0	+30.0/-30.0

TABLE D.4 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $ttRR$ dans le canal ee (pour l'analyse avec 20.3 fb^{-1}).

	$ttRR$	WZ/ZZ	WW	$t\bar{t}WZ$	$t\bar{t}WW$	VVV	$t\bar{t}H$	VH	MisID	Fakes
AFII	+13.0/-13.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
BTagSFb	+2.5/-2.8	+2.4/-2.3	+0.5/-0.5	+0.6/-0.8	+0.2/-0.3	+6.7/-6.7	+1.8/-2.0	+0.0/+0.0	-	-
BTagSFc	+0.1/-0.1	+2.2/-2.2	+6.3/-6.3	+0.6/-0.6	+2.2/-2.3	+0.0/+0.0	+1.1/-1.1	+0.0/+0.0	-	-
BTagSF1	+0.1/-0.1	+9.9/-10.0	+3.3/-3.4	+0.2/-0.2	+0.3/-0.3	+0.1/-0.1	+0.2/-0.2	+0.0/+0.0	-	-
EER	+0.3/+0.0	+0.0/+0.0	-3.3/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
EES	+0.4/+0.0	-0.0/+0.0	+3.0/+0.0	-2.0/+0.0	+9.8/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
Fakes	-	-	-	-	-	-	-	-	+4.8/-4.8	+70.0/-70.0
ISR/FSR	+5.0/-2.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
JEFF	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	-	-
JER	+0.9/-0.9	+2.1/-2.1	+6.2/-6.2	+1.7/-1.7	+2.1/-2.1	+0.1/-0.1	+1.7/-1.7	+0.0/+0.0	-	-
JES	+2.0/+0.0	+2.1/+0.0	+15.0/+0.0	-1.2/+0.0	+2.1/+0.0	+0.0/+0.0	-1.3/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
JVF	-0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.9/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
Luminosité	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+0.0/+0.0	-	-
METRes	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+5.5/+0.0	-0.3/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
METSscale	-0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.4/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
ML2WeIdRec	+5.5/-5.4	+5.2/-5.1	+5.3/-5.2	+5.5/-5.3	+5.3/-5.1	+6.3/-6.2	+5.4/-5.3	+0.0/+0.0	-	-
MisID	-	-	-	-	-	-	-	-	+38.8/-35.6	-
PDFVH	-	-	-	-	-	-	-	+0.0/+0.0	-	-
PDFWZZZ	-	+0.0/-0.0	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFtri	-	-	-	-	-	+6.5/-6.5	-	-	-	-
PDFttH	-	-	-	-	-	-	+4.1/-4.1	-	-	-
PDFttRR	+0.4/-0.4	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFttWW	-	-	-	-	+10.9/-10.9	-	-	-	-	-
PDFttWZ	-	-	-	+3.6/-3.6	-	-	-	-	-	-
Xsec VH	-	-	-	-	-	-	-	+0.0/+0.0	-	-
Xsec WW	-	-	+25.0/-25.0	-	-	-	-	-	-	-
Xsec WZZZ	-	+34.3/-34.3	-	-	-	-	-	-	-	-
Xsec ttWW	-	-	-	-	+38.0/-26.0	-	-	-	-	-
Xsec ttWZ	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-	-	-	-
Total	+15.6/-14.8	+36.5/-36.4	+32.0/-27.4	+31.0/-30.9	+41.3/-29.0	+11.6/-11.5	+7.9/-7.8	+0.0/-0.0	+39.1/-35.9	+70.0/-70.0

TABLE D.5 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $t\bar{t}RR$ dans le canal $e\mu$ (pour l'analyse avec 20.3 fb^{-1}).

	$t\bar{t}RR$	WZ/ZZ	WW	$t\bar{t}WZ$	$t\bar{t}WW$	VVV	$t\bar{t}H$	VH	MisID	Fakes
AFII	+9.0/-9.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
BTagSFb	+2.5/-2.7	+2.7/-2.7	+0.9/-1.0	+2.9/-2.9	+0.4/-0.6	+0.0/+0.0	+2.7/-2.8	+0.0/+0.0	-	-
BTagSFc	+0.0/-0.0	+3.2/-3.2	+6.0/-6.0	+0.0/-0.0	+0.1/-0.1	+0.0/+0.0	+0.7/-0.7	+17.3/-18.6	-	-
BTagSF1	+0.1/-0.1	+5.3/-5.4	+6.1/-5.2	+0.0/-0.0	+0.9/-0.9	+0.0/+0.0	+0.3/-0.3	+0.2/-0.2	-	-
EER	+0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-0.6/+0.0	-0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
EES	+0.0/+0.0	-2.1/+0.0	+0.0/+0.0	+1.3/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
Fakes	-	-	-	-	-	-	-	-	+5.3/-5.3	+70.0/-70.0
ISR/FSR	+12.0/+8.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
JEFF	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.2/-0.2	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	-	-
JER	+0.7/-0.7	+2.9/-2.9	+3.8/-3.8	+3.9/-3.9	+19.2/-19.2	+0.0/+0.0	+2.9/-2.9	+105.7/-105.7	-	-
JES	+1.3/+0.0	+2.7/+0.0	+6.9/+0.0	-2.0/+0.0	-6.5/+0.0	+0.0/+0.0	-11.2/+0.0	-0.0/+0.0	-	-
JVF	-0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
Luminosité	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+0.0/+0.0	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	-	-
METRes	-0.1/+0.0	+15.1/+0.0	+0.0/+0.0	+1.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+105.7/+0.0	-	-
METScale	+0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+105.7/+0.0	-	-
ML2WeldRec	+2.7/-2.7	+2.5/-2.5	+2.6/-2.6	+2.6/-2.6	+2.6/-2.6	+0.0/+0.0	+2.6/-2.6	+2.6/-2.6	-	-
ML2WeTrg	+0.1/-0.1	+0.0/-0.0	+0.1/-0.1	+0.1/-0.1	+0.1/-0.1	+0.0/+0.0	+0.1/-0.1	+0.0/-0.0	-	-
ML2WmIdRec	+2.1/-2.1	+2.1/-2.1	+2.0/-2.0	+2.0/-2.0	+2.0/-2.0	+0.0/+0.0	+2.0/-2.0	+2.0/-2.0	-	-
ML2WmTrg	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	-	-
MisID	-	-	-	-	-	-	-	-	+34.1/-32.6	-
MuERID	-0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
MuERMS	-0.1/+0.0	+0.7/+0.0	+7.8/+0.0	-0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
MuES	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
PDFVH	-	-	-	-	-	-	-	+7.5/-7.5	-	-
PDFWZZZ	-	+0.0/-0.0	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFtri	-	-	-	-	-	+0.0/+0.0	-	-	-	-
PDFttH	-	-	-	-	-	-	+4.1/-4.1	-	-	-
PDFttRR	+0.4/-0.4	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFttWW	-	-	-	-	+10.9/-10.9	-	-	-	-	-
PDFttWZ	-	-	-	+3.6/-3.6	-	-	-	-	-	-
Xsec VH	-	-	-	-	-	-	-	+25.0/-25.0	-	-
Xsec WW	-	-	+25.0/-25.0	-	-	-	-	-	-	-
Xsec WZZZ	-	+34.3/-34.3	-	-	-	-	-	-	-	-
Xsec ttWW	-	-	-	-	+38.0/-26.0	-	-	-	-	-
Xsec ttWZ	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-	-	-	-
Total	+15.9/-13.1	+38.6/-35.3	+29.0/-26.9	+31.0/-30.9	+44.7/-34.4	+0.0/-0.0	+13.3/-7.3	+185.8/-110.5	+34.5/-33.0	+70.0/-70.0

TABLE D.6 – Résumé de toutes les incertitudes systématiques (en %) pour les bruits et pour le signal $t\bar{t}RR$ dans le canal $\mu\mu$ (pour l'analyse avec 20.3 fb^{-1}).

	$t\bar{t}RR$	WZ/ZZ	WW	$t\bar{t}WZ$	$t\bar{t}WW$	VVV	$t\bar{t}H$	VH	MisID	Fakes
AFII	+2.0/-2.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
BTagSFb	+1.9/-2.2	+1.6/-1.7	+0.5/-0.5	+2.0/-2.2	+0.6/-0.8	+0.0/+0.0	+0.4/-0.6	+0.1/-0.1	-	-
BTagSFc	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+6.9/-6.9	+0.5/-0.5	+0.8/-0.8	+0.0/+0.0	+4.3/-4.6	+9.1/-9.1	-	-
BTagSFl	+0.0/-0.0	+3.0/-3.0	+3.3/-3.4	+0.0/-0.0	+0.2/-0.2	+0.0/+0.0	+0.2/-0.2	+0.5/-0.5	-	-
Fakes	-	-	-	-	-	-	-	-	+0.0/+0.0	+70.0/-70.0
ISR/FSR	+17.0/+11.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-
JEFF	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	+0.0/+0.0	+0.0/-0.0	+0.0/-0.0	-	-
JER	+0.4/-0.4	+18.7/-18.7	+1.3/-1.3	+0.1/-0.1	+3.1/-3.1	+0.0/+0.0	+6.3/-6.3	+2.8/-2.8	-	-
JES	+0.1/+0.0	-0.0/+0.0	-0.4/+0.0	-1.0/+0.0	-15.3/+0.0	+0.0/+0.0	+9.6/+0.0	+4.1/+0.0	-	-
JVF	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.4/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
Luminosité	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	+0.0/+0.0	+2.8/-2.8	+2.8/-2.8	-	-
METRes	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-0.3/+0.0	-0.8/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
METScale	-0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+3.4/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
ML2WmIdRec	+4.2/-4.1	+4.1/-4.1	+4.1/-4.1	+4.2/-4.1	+4.2/-4.1	+0.0/+0.0	+4.1/-4.0	+4.3/-4.2	-	-
ML2WmTrg	+0.7/-0.8	+0.7/-0.8	+0.8/-0.8	+0.7/-0.8	+0.5/-0.6	+0.0/+0.0	+0.6/-0.7	+0.5/-0.5	-	-
MuERID	+0.2/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+4.1/+0.0	-	-
MuERMMS	+0.5/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+3.4/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+14.2/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
MuES	+0.1/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	+0.0/+0.0	-	-
PDFVH	-	-	-	-	-	-	-	+7.5/-7.5	-	-
PDFWZZZ	-	+0.0/-0.0	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFtri	-	-	-	-	-	+0.0/+0.0	-	-	-	-
PDFttH	-	-	-	-	-	-	+4.1/-4.1	-	-	-
PDFttRR	+0.4/-0.4	-	-	-	-	-	-	-	-	-
PDFttWW	-	-	-	-	+10.9/-10.9	-	-	-	-	-
PDFttWZ	-	-	-	+3.6/-3.6	-	-	-	-	-	-
Xsec VH	-	-	-	-	-	-	-	+25.0/-25.0	-	-
Xsec WW	-	-	+25.0/-25.0	-	-	-	-	-	-	-
Xsec WZZZ	-	+34.3/-34.3	-	-	-	-	-	-	-	-
Xsec ttWW	-	-	-	-	+38.0/-26.0	-	-	-	-	-
Xsec ttWZ	-	-	-	+30.0/-30.0	-	-	-	-	-	-
Total	+18.0/-12.5	+39.5/-39.5	+26.9/-26.7	+30.9/-30.7	+42.8/-28.8	+0.0/-0.0	+19.9/-10.1	+28.9/-28.2	+0.0/-0.0	+70.0/-70.0

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow. *Nucl. Phys.*, 22(579), 1961.
- [2] S. Weinberg. *Phys. Rev. Lett.*, 19(1264), 1967.
- [3] A. Salam. *Proceedings at the Eighth Nobel Symposium, Almqvist and Wiksell*, p.367, 1968.
- [4] M. 't Hooft, G. et Veltman. *Nucl. Phys. B*, 44(189), 1972.
- [5] J. Beringer and al. (Particle Data Group). *Phys. Rev. D*, 86(010001), 2012.
- [6] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, 1957.
- [7] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg. Broken symmetries. *Phys. Rev.*, 127 :965–970, 1962.
- [8] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [9] F. Englert and R. Brout. *Phys. Rev. Lett.*, 13(321), 1964.
- [10] P.W. Higgs. *Phys. Lett.*, 12(132), 1964.
- [11] P.W. Higgs. *Phys. Rev. Lett.*, 13(508), 1964.
- [12] G.S. Guralnik, C.R. Hagen, and T.W.B Kibble. *Phys. Rev. Lett.*, 13(585), 1964.
- [13] P.W. Higgs. *Phys. Rev.*, 145(1156), 1966.
- [14] T.W.B Kibble. *Phys. Rev.*, 155(1554), 1967.
- [15] J. Goldstone. *Nuovo Cim.*, 19(154-164), 1961.
- [16] N. Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys.Rev.Lett.*, 10 :531–533, 1963.
- [17] M. Kobayashi and T. Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog.Theor.Phys.*, 49 :652–657, 1973.
- [18] The ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(1-29), 2012.
- [19] The CMS Collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716(30-61), 2012.
- [20] The ATLAS Collaboration. Updated coupling measurements of the Higgs boson with the ATLAS detector using up to 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data. (ATLAS-CONF-2014-009), Mar 2014.
- [21] The ATLAS Collaboration. Study of the spin of the new boson with up to 25 fb⁻¹ of ATLAS data. (ATLAS-CONF-2013-040), Apr 2013.
- [22] The ATLAS Collaboration. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of pp collision data. 2014.
- [23] M. Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys.Lett.*, 8 :214–215, 1964.
- [24] G. Zweig. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1. 1964.

- [25] G Bertone and al. Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints. *Phys. Rept.*, 405(279-390), 2005.
- [26] E Komatsu and al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation. *Astrophys.J.Suppl.*, 180(330-376), 2009.
- [27] Y. et al Fukuda. Measurements of the solar neutrino flux from super-kamiokande's first 300 days. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1158–1162, 1998.
- [28] M. Drewes. The phenomenology of right handed neutrinos. *Int. J. Mod. Phys. E*, 22(1330019), 2013.
- [29] Martin, S. P. A Supersymmetry primer. arXiv :hep-ph/9709356v6.
- [30] Giudice, G. F. Beyond the Standard Model. arXiv :hep-ph/9605390v1.
- [31] G.R. Farrar and P Fayet. Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry. *Phys.Lett.*, B76 :575–579, 1978.
- [32] Branco, G. C. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. arXiv :1106.0034v3.
- [33] T. Kaluza. On the problem of unity in physics. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)*, 1921(966-972), 1921.
- [34] O. Klein. Quantum theory and five-dimensional theory of relativity. *Z. Phys.*, 37(895-906), 1926.
- [35] L. Randall and R. Sundrum. A large mass hierarchy from a small extra dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 83(3370-3373), 1999.
- [36] Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., and G. R. Dvali. The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys. Lett. B*, 697(434-453), 1998.
- [37] S. W. Herb, D. C. Hom, L. M. Lederman, J. C. Sens, H. D. Snyder, J. K. Yoh, J. A. Appel, B. C. Brown, C. N. Brown, W. R. Innes, K. Ueno, T. Yamanouchi, A. S. Ito, H. Jöstlein, D. M. Kaplan, and R. D. Kephart. Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 39 :252–255, 1977.
- [38] Baak, M. and al. Updated Status of the Global Electroweak fit and Constraints on New Physics. arXiv :1107.0975.
- [39] F. Abe and al. Observation of top quark production at $\bar{p}p$ collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74(2626-2631), 1995.
- [40] A. Abachi and al. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74(2632-2637), 1995.
- [41] Kidonakis, N. Differential and total cross sections for top pair and single top production. arXiv :1205.3453.
- [42] The CDF and D0 Collaborations. Observation of s-channel production of single top quarks at the Tevatron. FERMILAB-PUB-14-031-E. (arXiv :1402.5126).
- [43] The ATLAS Collaboration. Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section in the all-hadronic channel in ATLAS with $\sqrt{s} = 7$ TeV data. (ATLAS-CONF-2012-031), Mar 2012.
- [44] L Evans and P Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [45] CERN. LEP Design Report. CERN-LEP-84-01.
- [46] The ATLAS Collaboration. Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector at the LHC. *The European Physical Journal C*, 73(8), 2013.
- [47] Alemany, R. and al. LHC Modes. LHC-OP-ES-0005.
- [48] R. Schmidt and al. Protection of the cern large hadron collider. *New. J. Phys.*, 8(290), 2006.
- [49] K. Aamodt and al. The ALICE Experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3(S08002), 2008.

- [50] The ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3(S08003), 2008.
- [51] R. Adolphi and al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3(S08004), 2008.
- [52] A. Alves and al. The LHCb Experiment at the LHC. *JINST*, 3(S08005), 2008.
- [53] The TOTEM Collaboration. The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08007, 2008.
- [54] The ATLAS Collaboration. ATLAS Inner Detector Technical Design Report I. *CERN/LHCC/97-16*, 1998.
- [55] The ATLAS Collaboration. Alignment of the ATLAS Inner Detector and its Performance in 2012. (ATLAS-CONF-2014-047), Jul 2014.
- [56] The ATLAS Collaboration. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsATLASDetector>.
- [57] The ATLAS Collaboration. http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/PublicPlots/D_eff-table2012pp-AprilDecember2012.png.
- [58] The ATLAS Collaboration. ATLAS magnet system : Technical Design Report. ATLAS-TDR-6.
- [59] The ATLAS Collaboration. ATLAS Calorimeter Performance Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-40*, 1996.
- [60] The ATLAS Collaboration. ATLAS Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-41*, 1996.
- [61] The ATLAS Electromagnetic Barrel Liquid Argon Calorimeter Group. Construction, assembly and test of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, 558 :388, 2006.
- [62] The ATLAS Collaboration. ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC/96-42*, 1996.
- [63] The ATLAS Collaboration. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data. 2014.
- [64] The ATLAS Collaboration. ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report. *CERN/LHCC/97-22*, 1997.
- [65] The ATLAS Collaboration. ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity. ATLAS-TDR-18.
- [66] The ATLAS Collaboration. ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report. ATLAS-TDR-12.
- [67] The ATLAS Collaboration. ATLAS high-level trigger, data-acquisition and controls : Technical Design Report. ATLAS-TDR-16.
- [68] Calafiura, P. and al. The ATHENA control framework in production, new developments and lessons learned. *Computing in High-Energy Physics (CHEP'04)*, pages 456–458, 2005.
- [69] The ATLAS Collaboration. ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report Addendum. ATLAS-TDR-19-ADD-1.
- [70] Adolphsen, C and al. The International Linear Collider Technical Design Report. CERN-ATS-2013-037. Volume 1-5.
- [71] Boumediene, D. and Dubreuil, E. and Pallin, D. Calibration of the ATLAS Tile Calorimeter channels using the laser system. ATL-TILECAL-INT-2014-002.
- [72] The ATLAS Collaboration. Luminosity Determination Using the ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2010-060.
- [73] Montarou, G. and al. Characterization of the Hamamatsu 10-stages R5900 photomultipliers at Clermont for the TILE calorimeter. TILECAL-NO-108. (1997).

- [74] Paara, G. Integrator based readout in Tile Calorimeter of the ATLAS experiment. ATL-TILECAL-PROC-2011-010.
- [75] Usai, G. Signal reconstruction of the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter : implementation and performances. *Journal of Physics : Conference Series*, 293(012056), 2011.
- [76] Adragna, P. and al. Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods*, A606(362-394), 2009.
- [77] The ATLAS Collaboration. Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics. CERN-OPEN-2008-020.
- [78] Lundberg, O. Eta dependence of electronic noise and noise in a single channel, with changed LVPS. ATLAS-PLOT-TILECAL-2012-005.
- [79] Lundberg, O. Electronic Noise of the Tile Calorimeter. ATLAS-PLOT-TILECAL-2012-002.
- [80] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTileCalibration>.
- [81] The ATLAS Collaboration. Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions. CERN-PH-EP-2010-024.
- [82] Norriella, O. Response of the ATLAS Tile Calorimeter to a radioactive source and muons. ATL-TILECAL-2004-001.
- [83] Anderson, K.J. and al. Performance and Calibration of the TileCal Fast Readout Using the Charge Injection System. ATL-TILECAL-INT-2008-002.
- [84] Adragna, P. and al. Testbeam studies of production modules of the ATLAS Tile Calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods*, A606(3) :362–394, 2009.
- [85] Blanchot, G. and al. Cesium Monitoring System for ATLAS Tile Hadron Calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods*, A494(381-384), 2002.
- [86] Q-switched DPSS LASER manufactured by SPECTRA-PHYSICS. <http://www.newport.com/>.
- [87] <http://www.lumatec.de/>.
- [88] <https://atlas-tile-laser.web.cern.ch/atlas-tile-laser/Docs/BeamExpander.pdf>.
- [89] <https://atlas-tile-laser.web.cern.ch/atlas-tile-laser/Welcome.php?n=Work.Hardware>.
- [90] Paredes, D. and Calvet, D. Stability of the photodiodes and their electronics in the LASER system of the ATLAS Tile Calorimeter in 2012 and 2013. ATL-TILECAL-INT-2013-004.
- [91] Portell, X. and Korolkov, I.Ya. and Cavalli-Sforza, M. Distributions of Minimum Bias Current measurements in TileCal. ATL-TILECAL-2003-010.
- [92] Adragna, P. and al. Pythia 6.4 physics and manual. *JHEP*, 0605 :026, 2009.
- [93] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. *Comput.Phys.Commun.*, 178 :852–867, 2008.
- [94] Gleisberg, T. and al. Sherpa 1.alpha, a proof-of-concept version. *JHEP*, 9 :28, 2007.
- [95] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer, and T. Stelzer. MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP*, 1106 :128, 2011.
- [96] <http://jaguar.web.cern.ch/jaguar/protos/manual.ps>.
- [97] Jadach, S. and al. *Comput. Phys. Commun.*, 64(275), 1990.
- [98] Jezabek, M. and al. *Comput. Phys. Commun.*, 70(69), 1992.
- [99] Jadach, S. and al. *Comput. Phys. Commun.*, 76(361-380), 1993.
- [100] Barberio, E. and al. *Comput. Phys. Commun.*, 79(291), 1994.

- [101] Barberio, E. and al. *Comput. Phys. Commun.*, 66(115), 1991.
- [102] Buckley, A. and al. General-purpose event generators for LHC physics. arXiv :1101.2599v1.
- [103] Catani, S. and al. QCD matrix elements + parton showers. *JHEP*, 0111 :063, 2001.
- [104] Mangano, M.L. and al. Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions. *JHEP*, 0701 :013, 2007.
- [105] <http://mstwpdf.hepforge.org/>.
- [106] <http://www.phys.psu.edu/cteq/>.
- [107] Andersson, B. and al. A probability measure on parton and string states. *Nuclear Physics B*, 264(0) :29–59, 1986.
- [108] Webber, B.R. A QCD model for jet fragmentation including including soft gluon interference. *Nuclear Physics B*, 238(3) :492–528, 1984.
- [109] Allison, J. Facilities and methods : Geant4 - a simulation toolkit. *Nuclear Physics News*, 17(2) :20–24, 2007.
- [110] Dean, S. and Sherwood, P. Athena-atlfast, 2008. <http://www.hep.ucl.ac.uk/atlas/atlfast/>.
- [111] Edmonds, K. and al. The Fast ATLAS Track Simulation (FATRAS). ATL-SOFT-PUB-2008-001.
- [112] The ATLAS Collaboration. The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim. ATL-PHYS-PUB-2010-013.
- [113] The ATLAS Collaboration. Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in the ATLAS experiment. ATL-CONF-2010-069.
- [114] The ATLAS Collaboration. Performance of the ATLAS Inner Detector Track and Vertex Reconstruction in the High Pile-Up LHC Environment. ATL-CONF-2012-042.
- [115] W Lampl and al. Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance. Technical Report ATL-LARG-PUB-2008-002, Apr 2008.
- [116] The ATLAS Collaboration. Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data. *Sur. Phys. J.*, C72 :1909, 2012.
- [117] The ATLAS Collaboration. Electron efficiency measurements using the 2012 LHC proton-proton collision data. ATL-CONF-2014-032.
- [118] The ATLAS Collaboration. Preliminary results on the muon reconstruction efficiency, momentum resolution, and momentum scale in ATLAS 2012 pp collision data. ATL-CONF-2013-088.
- [119] The ATLAS Collaboration. Muon reconstruction efficiency in reprocessed 2010 LHC proton-proton collision data recorded with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2011-063, Apr 2011.
- [120] M Cacciari and al. The Anti-k(t) jet clustering algorithm. *JHEP*, 0804 :063, 2008.
- [121] The ATLAS Collaboration. Properties of Jets and Inputs to Jet Reconstruction and Calibration with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2010-053, Jul 2010.
- [122] G Romeo, A Schwartzman, R Piegai, T Carli, and R Teuscher. Jet Energy Resolution from In-situ Techniques with the ATLAS Detector Using Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy $\sqrt{s} = 7$ TeV. Technical Report ATL-COM-PHYS-2011-240, Mar 2011.
- [123] The ATLAS Collaboration. Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS. Technical Report ATLAS-CONF-2013-083, Aug 2013.
- [124] The ATLAS Collaboration. Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data. Technical Report ATLAS-CONF-2011-102, Jul 2011.

- [125] The ATLAS Collaboration. Calibration of b -tagging using dileptonic top pair events in a combinatorial likelihood approach with the ATLAS experiment. (ATLAS-CONF-2014-004), Feb 2014.
- [126] The ATLAS Collaboration. Calibration of the performance of b -tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data. (ATLAS-CONF-2014-046), Jul 2014.
- [127] The ATLAS Collaboration. Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS studied in Proton-Proton Collisions recorded in 2012 at 8 TeV. Technical Report ATLAS-CONF-2013-082, Aug 2013.
- [128] B. Mele, S. Petrarca, and A. Soddu. A New evaluation of the t in $gt; ch$ decay width in the standard model. *Phys.Lett.*, B435 :401–406, 1998.
- [129] G. Eilam, J. L. Hewett, and A. Soni. Rare decays of the top quark in the standard and two-higgs-doublet models. *Phys. Rev. D*, 44 :1473–1484, 1991.
- [130] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. Weak interactions with lepton-hadron symmetry. *Phys. Rev. D*, 2 :1285–1292, 1970.
- [131] J.A. Aguilar-Saavedra. Top flavor-changing neutral interactions : Theoretical expectations and experimental detection. *Acta Phys.Polon.*, B35 :2695–2710, 2004.
- [132] The D0 Collaboration. Measurement of the forward-backward asymmetry in top quark-antiquark production in $p\bar{p}$ collisions using the lepton+jets channel. 2014.
- [133] The CDF Collaboration. Measurement of the top quark forward-backward production asymmetry and its dependence on event kinematic properties. *Phys.Rev.*, D87 :092002, 2013.
- [134] The ATLAS Collaboration. Search for same-sign top-quark production and fourth-generation down-type quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 1204 :069, 2012.
- [135] J.A. Aguilar-Saavedra and M. Perez-Victoria. No like-sign tops at Tevatron : Constraints on extended models and implications for the t $t\bar{t}$ asymmetry. *Phys.Lett.*, B701 :93–100, 2011.
- [136] P. Nilles. Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics. *Phys.Rept.*, 110 :1, 1984.
- [137] H.P. Haber and G.L. Kane. The Search for Supersymmetry : Probing Physics Beyond the Standard Model. *Phys.Lett.Rept.*, 117 :75, 1985.
- [138] J. Guasch and J. Sola. FCNC top quark decays : A Door to SUSY physics in high luminosity colliders ? *Nucl.Phys.*, B562 :3–28, 1999.
- [139] J.M. Yang, B-L. Young, and X. Zhang. Flavor-changing top quark decays in r-parity-violating supersymmetric models. *Phys. Rev. D*, 58 :055001, 1998.
- [140] G. Eilam, A. Gemintern, T. Han, J.M. Yang, and X. Zhang. Top quark rare decay t in $gt; ch$ in R-parity violating SUSY. *Phys.Lett.*, B510 :227–235, 2001.
- [141] The ATLAS Collaboration. Search for top quark decays $t \rightarrow qH$ with $H \rightarrow \gamma\gamma$ using the ATLAS detector. *JHEP*, 1406 :008, 2014.
- [142] M. Buchkremer, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, and L. Panizzi. Feynrules top fcnc model. <http://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/TFCNC>.
- [143] The CMS Collaboration. Search for anomalous single top quark production in association with a photon. (CMS-PAS-TOP-14-003), 2014.
- [144] Serguei Chatrchyan et al. Search for flavor-changing neutral currents in top-quark decays t to Zq in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 112 :171802, 2014.
- [145] The ATLAS Collaboration. Search for single top-quark production via FCNC in strong interaction in $\sqrt{s} = 8$ TeV ATLAS data. Technical Report ATLAS-CONF-2013-063, Jul 2013.

- [146] The CDF Collaboration. Search for like-sign top quark pair production at cdf with 6.1 fb^{-1} . CDF/PHYS/EXO/PUBLIC/10466.
- [147] The CMS Collaboration. Search for Same-Sign Top-Quark Pair Production at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ and Limits on Flavour Changing Neutral Currents in the Top Sector. *JHEP*, 1108 :005, 2011.
- [148] The CMS Collaboration. Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$. *JHEP*, 1401 :163, 2014.
- [149] The ATLAS Collaboration. Search for anomalous production of events with same-sign dileptons and b jets in 14.3 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. (ATLAS-CONF-2013-051), May 2013.
- [150] J.M. Campbell and R.K. Ellis. $t\bar{t}W^{+-}$ production and decay at NLO. *JHEP*, 1207 :052, 2012.
- [151] M.V. Garzelli, A. Kardos, C.G. Papadopoulos, and Z. Trocsanyi. $Z0$ - boson production in association with a top anti-top pair at NLO accuracy with parton shower effects. *Phys.Rev.*, D85 :074022, 2012.
- [152] The ATLAS Collaboration. Evidence for the associated production of a vector boson (W, Z) and top quark pair in the dilepton and trilepton channels in pp collision data at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ collected by the ATLAS detector at the LHC. (ATLAS-CONF-2014-038), Jul 2014.
- [153] The ATLAS Collaboration. Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. *EPJC*, 71 :1577, 2011.
- [154] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/LuminosityForPhysics>.
- [155] T. Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl.Instrum.Meth.*, A434 :435–443, 1999.
- [156] A.L. Read. Presentation of search results : the CL s technique. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 2810 :2693, 2002.
- [157] MCLIMIT webpage.
<http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/production/mclimit.html>.
- [158] S. Dittmaier and al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions. 2012.
- [159] S Heinemeyer and al. Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties. 2013.
- [160] J.R. Gaunt, C-H. Kom, A. Kulesza, and W.J. Stirling. Same-sign W pair production as a probe of double parton scattering at the LHC. *Eur.Phys.J.*, C69 :53–65, 2010.
- [161] 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, 2013.
- [162] 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. Searey, 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. (ATL-COM-PHYS-2013-990), 2013.
- [163] T. Binoth, G. Ossola, C.G. Papadopoulos, and R. Pittau. NLO QCD corrections to tri-boson production. *JHEP*, 0806 :082, 2008.
- [164] M. Botje and al. The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. 2011.
- [165] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the Fermi Interaction. *Phys. Rev.*, 109 :193–198, Jan 1958.

«Avertissement : quiconque aurait l'imprudence de déchirer, lacérer, tordre, plier, abîmer, dégrader, souiller, tacher, jeter, laisser tomber ou détériorer ce livre de quelque manière que ce soit, de le maltraiter ou de lui manifester le moindre manque de respect, devra en subir les conséquences que je m'efforcerai de rendre aussi douloureuses que possible»

Irma Pince

Résumé

Le Modèle Standard de la physique des particules permet de décrire le comportement des particules et leurs interactions. L'une d'elles, le quark top, est la particule élémentaire la plus lourde connue à ce jour. Cette propriété lui confère un rôle privilégié dans les théories dites de Nouvelle Physique, il pourrait se coupler préférentiellement aux nouvelles particules prédites par ces modèles.

Cette thèse a été menée auprès du détecteur ATLAS installé au LHC. La première partie de ce travail a porté sur l'étalonnage du calorimètre hadronique, une partie du détecteur servant entre autres à mesurer l'énergie des hadrons produits lors des collisions. Ce calorimètre est étalonné grâce à un système laser, qui envoie des pulses de lumière dans les 9852 canaux du calorimètre. Cette étude a permis de corriger les canaux dont le gain dérive en appliquant des facteurs correctifs aux données.

La deuxième partie de cette thèse a été consacrée à la recherche d'évènements à deux quarks top de même charge. La topologie avec deux leptons de même charge permet d'avoir une signature claire et présente peu de bruits de fond prédits par le Modèle Standard. Deux versions de l'analyse sont présentées : l'une avec une partie des données enregistrées par ATLAS en 2012, la deuxième plus optimisée avec le lot complet de données de 2012. Ces optimisations ont améliorées d'un facteur 3 la sensibilité sur le signal. N'ayant pas observé d'excès dans les données, une limite sur la section efficace de production d'évènements à deux quarks top de même charge a été calculée dans le cadre de deux modèles effectifs.

Mots-clés Modèle Standard, Nouvelle Physique, quarks top de même charge, ATLAS, LHC, calorimètre hadronique à tuiles, étalonnage laser, leptons de même charge

Abstract

The Standard Model of particle physics is used to describe the behavior of the particles and their interactions. One of them, the top quark, is the heaviest elementary particle. This property gives it a favored role in the New Physics theories, it could interact preferentially with new particles predicted by these models.

This thesis was performed using the ATLAS detector at LHC. The first part of this work was on the calibration of the ATLAS hadronic calorimeter, part of the detector which is used to measure the energy of the hadrons produced during the collisions. The hadronic calorimeter is calibrated with a laser system, which sends pulses to the 9852 calorimeter's channels. With this study, drifting channels were corrected by applying correction factors on the data.

The second part of this thesis was dedicated to the search of events with two same-sign top quarks. The topology with a same-sign dilepton pair is used to have a clear signature and show only a few Standard Model background processes. Two versions of this analysis are discussed : one of them with a part of the data collected in 2012 and the other one, with a lot of optimizations and with the complete dataset of 2012. These optimizations permits to improve the sensitivity of the signal by a factor 3. Without any excess observed in the data events, it is possible to calculate a limit on the cross section of the same-sign top quarks pair and interpreted in the case of two effective models.

Mots-clés Standard Model, New Physics, same-sign top quark, ATLAS, LHC, tile hadronic calorimeter, TileCal, laser calibration system, same-sign leptons