

THÈSE de DOCTORAT  
de l'Université Paris-Saclay

préparée au Service de Physique des Particules du CEA Saclay

École Doctorale 576 : PHENIICS

Particles, Hadrons, Énergie, Noyau, Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation

Spécialité : Physique des particules

par

**Romain KUKLA**

**Le quark top comme sonde pour la recherche de  
nouvelle physique au LHC, avec le détecteur ATLAS**

Soutenue publiquement à l'Orme des Merisiers le 17 juin 2016 devant le jury composé de :

<b>Président du jury</b>	M. RÉZA ANSARI	Professeur ( <i>CNRS/LAL Orsay</i> )
<b>Rapporteur</b>	M. ROBERTO CHIERICI	Directeur de recherche ( <i>CNRS/IPNL Lyon</i> )
<b>Rapporteur</b>	MME SABINE CRÉPÉ-RENAUDIN	Chargée de recherche ( <i>CNRS/LPSC Grenoble</i> )
<b>Directrice de thèse</b>	MME ANNE-ISABELLE ETIENVRE	Ingénieur-chercheur ( <i>CEA Saclay</i> )
<b>Co-directeur de thèse</b>	M. JEAN-PIERRE MEYER	Ingénieur-chercheur ( <i>CEA Saclay</i> )
<b>Examinateur</b>	M. EMMANUEL MONNIER	Directeur de recherche ( <i>CNRS/CPPM Marseille</i> )
<b>Examinatrice</b>	MME GÉRALDINE SERVANT	Professeur ( <i>DESY Hambourg</i> )



*Wyrwij murom zęby krat  
Zerwij kajdany, połam bat  
A mury runą, runą, runą  
I pogrzebią stary świat!*

"Mury", Jacek Kaczmarski (1978)

À PÉPÉ DE CALMONT





**Résumé :** Les travaux présentés dans cette thèse ciblent la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard dans le cadre des modèles composites, lesquels font intervenir des secteurs fortement couplés à l'échelle du TeV comprenant des particules exotiques. Leur existence peut être testée auprès du collisionneur proton-proton LHC situé au CERN, grâce au détecteur ATLAS. La production d'un quark lourd, comme le  $T_{5/3}$ , prédit dans ces modèles, peut être déduite d'une section efficace anormalement élevée d'une signature spécifique. Certains états finaux, comme celui étudié dans cette thèse impliquant 2 leptons de même signe, étant très rares, possèdent une excellente sensibilité. Les recherches des processus de création du  $T_{5/3}$  au LHC en utilisant les données d'ATLAS à  $\sqrt{s} = 8$  et 13 TeV sont présentées. Un léger excès a été observé à 8 TeV. Des résultats préliminaires de l'analyse à 13 TeV sont présentés et ne montrent pas d'excès. La limite inférieure en masse sur cette particule hypothétique est de 745 GeV à 8 TeV et de 990 GeV à 13 TeV. Les modèles composites prévoient aussi l'existence de bosons lourds comme par exemple un  $Z'$  topophile qui ne se couplerait qu'aux quarks top et dont la production en association d'une paire  $t\bar{t}$  donnerait un état final similaire aux événements à 4 quarks top. Une étude phénoménologique sur le potentiel de découverte de ces processus exotiques ( $Z'$  et théorie effective) ou standard ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) à 13 et 14 TeV est effectuée et donne les luminosités minimales nécessaires pour pouvoir observer des déviations au Modèle Standard. Une étude instrumentale d'une nouvelle carte de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique est aussi décrite en prévision de la phase d'Upgrade du détecteur.

**Mots clés :** LHC, ATLAS, modèles composites, quark top,  $T_{5/3}$ , 4 tops, 2 leptons de même signe, au-delà du Modèle Standard, LTDB

---

**Abstract :** The work of this thesis focuses on the search for new physics beyond the Standard Model in the compositeness framework, which postulates strongly coupled sectors at the TeV-scale consisting of exotic particles. Their existence can be tested at the CERN proton-proton collider, the LHC, using the ATLAS detector. The production of an heavy quark, such as the  $T_{5/3}$  predicted in those models, can be inferred from an enhancement of the cross-section of a given signature. Some final states, such as the one studied in this thesis involving 2 same-sign leptons, are very rare and have an excellent sensitivity. Searches for  $T_{5/3}$  production at the LHC using 8 and 13 TeV ATLAS data are presented. A small excess is seen at 8 TeV. Preliminary results of the 13 TeV analysis are presented and do not show any excess. The inferior limit put on the  $T_{5/3}$  mass is 745 GeV at 8 TeV and 990 GeV at 13 TeV. Composite models include also heavy bosons such as top-philic  $Z'$  coupled only to the top quark whose production in association to a top quark pair gives a final state similar to those from 4 tops events. A phenomenological study on the discovery potential of those exotic ( $Z'$  and effective theory) or standard ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) processes at 13 and 14 TeV is done and gives the minimal luminosities needed to observe deviations from the Standard Model. An instrumental study for the conception of the new LTDB card, part of the electromagnetic calorimeter's level 1 trigger system is described in the context of the ATLAS upgrade program.

**Keywords :** LHC, ATLAS, compositeness, top quark,  $T_{5/3}$ , 4 tops, 2 same-sign leptons, Beyond the Standard Model, LTDB

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Le Modèle Standard et ses extensions</b>	<b>8</b>
1.1 La construction du Modèle Standard . . . . .	8
1.1.1 De l'ἄτομος aux éléments chimiques . . . . .	8
1.1.2 La structure de l'atome . . . . .	9
1.1.3 Le début des théories de jauge : $U(1)$ et l'électrodynamique quantique . . . . .	11
1.1.4 L'ère des quarks et de la chromodynamique quantique . . . . .	12
1.1.5 L'unification électrofaible et le problème de la masse . . . . .	15
1.1.6 La brisure de symétrie électrofaible et le mécanisme de Higgs . . . . .	17
1.1.7 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	19
1.2 Les limites du Modèle Standard . . . . .	20
1.2.1 La matière noire . . . . .	21
1.2.2 La force gravitationnelle . . . . .	22
1.2.3 La masse des neutrinos . . . . .	22
1.2.4 L'asymétrie matière-antimatière . . . . .	23
1.2.5 La violation CP pour l'interaction forte . . . . .	23
1.2.6 Le problème de hiérarchie . . . . .	24
1.3 Les extensions du Modèle Standard . . . . .	25
1.3.1 Les modèles supersymétriques . . . . .	25
1.3.2 La supergravité . . . . .	26
1.3.3 Les dimensions supplémentaires . . . . .	27
1.3.4 Les modèles composites . . . . .	30
Bibliographie . . . . .	31
<b>2 Le LHC et son détecteur ATLAS</b>	<b>36</b>
2.1 Des premiers accélérateurs au LHC . . . . .	36
2.2 Le Large Hadron Collider . . . . .	38
2.2.1 La chaîne d'accélération . . . . .	38
2.2.2 Les détecteurs . . . . .	40
2.2.3 Luminosité délivrée par le LHC . . . . .	41
2.3 Le détecteur ATLAS . . . . .	43
2.3.1 Le détecteur interne et le solénoïde . . . . .	45
2.3.2 Les systèmes calorimétriques . . . . .	49

2.3.3	Les aimants toroïdaux et le spectromètre à muons . . . . .	55
2.4	Le système de déclenchement . . . . .	60
2.5	Reconstruction des objets . . . . .	60
2.5.1	L'empilement . . . . .	61
2.5.2	Les électrons . . . . .	62
2.5.3	Les muons . . . . .	63
2.5.4	Les jets . . . . .	64
2.5.5	Les jets de b . . . . .	66
2.5.6	L'énergie transverse manquante . . . . .	67
	Bibliographie . . . . .	68
<b>3</b>	<b>Caractérisation de la carte LTDB</b>	<b>70</b>
3.1	Contexte . . . . .	70
3.1.1	Présentation du système de déclenchement . . . . .	70
3.1.2	Premier niveau de déclenchement du calorimètre électromagnétique . . . . .	72
3.1.3	Les cartes <i>Tower Builder</i> . . . . .	74
3.1.4	<i>Liquid argon Trigger Digitizer Board</i> . . . . .	76
3.2	Analyse de la LTDB1 . . . . .	79
3.2.1	Introduction . . . . .	79
3.2.2	Etude du bruit . . . . .	81
3.2.3	Reconstruction de l'amplitude . . . . .	83
3.2.4	Étude de la linéarité . . . . .	85
3.2.5	Etude de l'effet de la phase . . . . .	87
3.2.6	Étude du bruit diaphonique . . . . .	90
3.3	Améliorations de la LTDB2 . . . . .	90
3.3.1	Impact du gain sur le bruit et l'amplitude reconstruite . . . . .	91
3.3.2	Impact du gain sur la linéarité . . . . .	93
3.4	Conclusions . . . . .	95
	Bibliographie . . . . .	96
<b>4</b>	<b>Le quark top dans les modèles composites</b>	<b>98</b>
4.1	La singularité du quark top dans le Modèle Standard . . . . .	98
4.1.1	Propriétés . . . . .	98
4.1.2	Liens avec les bosons vecteurs . . . . .	100
4.2	Le top, un quark composite? . . . . .	102
4.2.1	Motivations des modèles de Higgs composite . . . . .	102
4.2.2	Le top dans le modèle minimal de Higgs composite . . . . .	104
4.2.3	Les partenaires exotiques du quark top . . . . .	105
4.3	Les canaux d'études des états finaux à 2 quarks top . . . . .	107
	Bibliographie . . . . .	112

<b>5</b>	<b>Phénoménologie des événements à 4 tops</b>	<b>114</b>
5.1	Introduction . . . . .	114
5.2	Modèles exotiques . . . . .	115
5.2.1	Le modèle $Z'$ topophile . . . . .	115
5.2.2	Le modèle de théorie effective . . . . .	117
5.3	Modélisation du bruit de fond . . . . .	118
5.3.1	Différents canaux étudiés et bruits de fond correspondants . . . . .	118
5.3.2	Simulations Monte-Carlo . . . . .	120
5.3.3	Bruits instrumentaux . . . . .	121
5.4	Étude des différents canaux . . . . .	124
5.4.1	Canal 1 lepton . . . . .	124
5.4.2	Canal 2 leptons de signes opposés . . . . .	126
5.4.3	Canal 2 leptons de même signe . . . . .	127
5.4.4	Canal 3 leptons . . . . .	128
5.5	Combinaison des résultats et potentiel de découverte . . . . .	129
5.6	Reconstruction des tops . . . . .	132
5.6.1	Dans le canal 2 leptons de signes opposés . . . . .	132
5.6.2	Dans le canal 1 lepton . . . . .	133
5.6.3	Étude de la polarisation du quark top dans le canal 1 lepton . . . . .	134
5.7	Extrapolation de la sensibilité pour le FCC à 100 TeV . . . . .	137
5.8	Conclusions . . . . .	139
	Bibliographie . . . . .	140
<b>6</b>	<b>Recherche de <math>T_{5/3}</math> dans les données à 8 TeV d'ATLAS</b>	<b>142</b>
6.1	Introduction . . . . .	142
6.1.1	Précédentes recherches de partenaires exotiques . . . . .	143
6.1.2	Modélisation Monte-Carlo . . . . .	145
6.2	Processus impliqués . . . . .	145
6.2.1	Signal . . . . .	145
6.2.2	Bruit irréductibles du Modèle Standard . . . . .	149
6.2.3	Bruit instrumental : production de faux leptons . . . . .	151
6.2.4	Bruit instrumental : erreur de reconstruction de la charge des leptons . . . . .	154
6.3	Sélection des événements . . . . .	157
6.3.1	Choix des triggers et des données . . . . .	157
6.3.2	Définition des objets physiques . . . . .	158
6.3.3	Présélection des événements . . . . .	160
6.4	Erreurs systématiques . . . . .	162
6.4.1	Incertitudes sur les simulations Monte-Carlo . . . . .	162
6.4.2	Incertitudes sur les bruits instrumentaux estimés dans les données . . . . .	163
6.5	Validation du bruit de fond . . . . .	164
6.5.1	Définition des régions de signal . . . . .	164
6.5.2	Définition des régions de contrôle . . . . .	166
6.6	Résultats . . . . .	169

6.6.1	Résultats dans les régions de signal . . . . .	169
6.6.2	Interprétation statistique . . . . .	171
6.7	Conclusion . . . . .	174
	Bibliographie . . . . .	175
<b>7</b>	<b>Montée en énergie à 13 TeV</b>	<b>178</b>
7.1	Le <i>Long Shutdown</i> (LS1) et la montée en énergie . . . . .	178
7.1.1	Consolidation du LHC . . . . .	178
7.1.2	Améliorations du détecteur ATLAS . . . . .	180
7.2	Gains sur la sensibilité attendue entre $\sqrt{s} = 8$ et 13 TeV . . . . .	183
7.3	Modélisation du signal et des bruits de fond . . . . .	184
7.3.1	Signal exotique . . . . .	184
7.3.2	Bruits de fonds irréductibles . . . . .	185
7.3.3	Bruits de fonds réductibles : méthode matricielle de vraisemblance . . . . .	187
7.3.4	Erreur de reconstruction de la charge de l'électron . . . . .	190
7.4	Sélection et comparaison dans les régions de contrôle . . . . .	191
7.5	Optimisation des régions de signal . . . . .	194
7.6	Résultats et interprétation statistique . . . . .	196
7.7	Conclusion . . . . .	200
	Bibliographie . . . . .	201
	<b>Conclusion</b>	<b>203</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>205</b>
	<b>Liste des tables</b>	<b>211</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>213</b>

# Introduction

La physique des particules, qui étudie les constituants élémentaires de la matière, dispose d'une théorie quantique des champs du nom de Modèle Standard qui a été testée expérimentalement de manière très exhaustive. Les particules qu'elle décrit se composent d'une part de particules de matière (quarks et leptons) et d'autre part de médiateurs de force (bosons de jauge), sans oublier un boson scalaire, le boson de Higgs qui est la manifestation d'un mécanisme à l'origine de la masse et dont la découverte en 2012 a conclu 50 années de spéculation sur son existence. Néanmoins, l'histoire de la physique des particules est loin d'être terminée puisque des questions restent ouvertes et justifient la nécessité d'étendre le Modèle Standard en ajoutant une nouvelle physique. Différentes théories au-delà du Modèle Standard existent, dont la plus connue est la super-symétrie qui double le nombre de particules élémentaires et les associe par paires : à une particule de matière correspond un boson de même masse et vice-versa. Mais l'absence de preuves expérimentales de l'existence de partenaires super-symétriques rend nécessaire de raffiner l'extension du Modèle Standard. Une alternative consiste à supposer que les particules observables sont issues d'un mélange entre les états élémentaires du Modèle Standard et des états lourds venant d'un secteur à l'échelle du TeV. Ce mécanisme de mélange est décrit dans les modèles dits *composites*.

Le quark top est à ce jour la particule élémentaire la plus lourde observée, avec une masse de 173 GeV, devant le boson de Higgs (125 GeV) et le boson Z (91 GeV). De l'autre côté de l'échelle, le quark up est très léger avec une masse égale à 2 MeV. Dans le paradigme des modèles composites, l'explication apportée à la grande masse du quark top est qu'il est très majoritairement (voire intégralement) constitué d'états composites, tout comme le boson de Higgs. Des partenaires du quark top sont supposés exister, il s'agit de particules exotiques ( $T$ ,  $B$ ,  $T_{5/3}$ ,  $T_{2/3}$ ,  $\tilde{t}$ ) d'une masse supérieure à 600 GeV. Il est possible de les produire au LHC et d'essayer de les identifier grâce à une signature spécifique ou bien à leur grande énergie transverse. Le  $T_{5/3}$ , en particulier, présente des caractéristiques singulières : de charge  $+5/3$ , il ne se désintègre qu'en  $tW^+$ , ce qui le distingue de toutes les autres particules. En effet, un seul  $T_{5/3}$  peut donner deux leptons de même signe. Cette signature très rare est exploitée par les collaborations ATLAS et CMS qui le recherchent dans les données issues du LHC, mais aucun excès significatif n'a été observé jusqu'alors. Des contraintes sur les modèles composites ont donc été posées en 2011 avec les données à 7 TeV. Cette signature à deux leptons de même signe peut néanmoins être aussi utilisée dans la recherche d'un processus très rare du Modèle Standard, la production de 4 quarks top  $t\bar{t}t\bar{t}$ . La mesure précise de ce processus est cruciale en raison de corrections venant de la nouvelle physique qui pourraient beaucoup l'affecter. En particulier, de même que pour les quarks du Modèle Standard il existe des partenaires exotiques,

les modèles composites contiennent des bosons exotiques qui se couplent uniquement aux états composites, comme le quark top. Vu la section efficace de quelques fb pour  $t\bar{t}t\bar{t}$ , une grande quantité de données est nécessaire pour espérer l'observer et détecter de possibles résonances composites.

Cette thèse s'intéresse aux moyens de tester les modèles composites grâce au quark top, particule la plus composite du Modèle Standard se couplant aux quarks et bosons exotiques. Les deux alternatives sont étudiées ici soit à l'aide des recherches expérimentales grâce aux données du détecteur ATLAS, soit par une étude phénoménologique de sensibilité à partir des simulations Monte-Carlo.

Le chapitre 1 présente la construction du Modèle Standard, son formalisme mathématique et l'état actuel des connaissances en physique des particules. Les limitations du Modèle Standard sont décrites avant une description de quelques extensions théoriques actuellement testées.

Le chapitre 2 décrit le fonctionnement du complexe d'accélération du CERN, le LHC, ainsi que les différentes parties du détecteur ATLAS utilisé dans cette thèse. La reconstruction des objets physique est aussi abordée.

Le chapitre 3 se focalise sur la chaîne de déclenchement et notamment le niveau 1 du calorimètre électromagnétique pour lequel une nouvelle carte électronique doit être conçue. La caractérisation de cette carte LTDB est résumée.

Le chapitre 4 introduit les différentes caractéristiques du quark top et développe les concepts des modèles composites, en particulier la place du quark top dans une réalisation de ces théories, la composition partielle.

Le chapitre 5 expose une analyse phénoménologique de la production de bosons exotiques sous la forme d'une résonance générique topophile  $Z'$  donnant un état final à 4 quarks top. Le potentiel de découverte à 13 et 14 TeV dans différents canaux est étudié. Des résultats analogues sont déduits pour la production  $t\bar{t}t\bar{t}$  du Modèle Standard.

Le chapitre 6 détaille une analyse des données à 8 TeV du détecteur ATLAS dans la recherche de quarks exotiques, en particulier le  $T_{5/3}$ , dans les canaux 2 leptons de même signe et 3 leptons.

Le chapitre 7 résume les changements expérimentaux opérés sur le LHC et ATLAS pendant la longue interruption 2013-2015 ainsi que les résultats préliminaires de la recherche de  $T_{5/3}$  avec les premières données à 13 TeV.





# Chapitre 1

## Le Modèle Standard et ses extensions

Le cadre d'étude de la physique des particules, encore minutieusement étudié et amélioré, a émergé au cours du 20<sup>ème</sup> siècle en réponse aux phénomènes subatomiques observés dans les expériences nucléaires, avant de devenir un domaine de recherche distinct. Son expression mathématique, sous la forme du Modèle Standard, constitue une représentation de la physique issue de la théorie quantique des champs, c'est-à-dire qu'elle propose un paradigme de la constitution élémentaire de l'univers et de la manière dont il interagit dans le cadre de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. Grâce aux succès des développements théoriques (quarks, brisure électrofaible, boson de Higgs) ainsi que des découvertes auprès des accélérateurs (SPS, LEP, Tevatron, LHC), le Modèle Standard synthétise l'état actuel des connaissances subatomiques. À travers une rétrospective historique de l'élaboration de l'idée d'atome jusqu'à la formalisation du modèle des particules élémentaires, sont présentées les théories de jauge des interactions fondamentales ainsi que le mécanisme de Higgs. Les limites du Modèle Standard sont ensuite abordées ainsi que les extensions théoriques alternatives de physique au-delà du Modèle Standard proposées pour les résoudre.

### 1.1 La construction du Modèle Standard

#### 1.1.1 De l'ἄτομος aux éléments chimiques

Le concept même de constituant élémentaire de la matière ne s'est pas imposé naturellement aux physiciens. Il est d'usage de faire remonter les premiers balbutiements de l'idée au philosophe grec Démocrite (5<sup>ème</sup> siècle av J.C.) qui réduisait l'univers à deux principes : du vide et de minuscules corpuscules pleins, indestructibles, inaltérables et non sécables (*a-tomos*, ἄτομος), lesquels s'associent et se dissocient dans le néant pour former les structures de la nature. Dans le même temps, se développent en Inde des concepts atomistes similaires, partant d'une querelle linguistique pour devenir un principe théologique de la nature. Plusieurs écoles védiques se sont approprié la notion d'atome (*paramanu*, परमाणु) comme composant fondamental de la matière : si pour les vaisheshikans les atomes présentent des saveurs liées aux 4 éléments, les jaïns ne considèrent qu'un type d'atomes éternels dont le mouvement rectiligne est courbé en présence d'autres atomes et dont l'assemblage crée la variabilité de la matière. Avec le recul, ces idées prennent un certain sens au vu

de la physique moderne même si la connaissance actuelle des particules élémentaires (qui peuvent être créées, annihilées ou changer de saveur) contredit certaines de ces intuitions métaphysiques. Il faudra attendre une longue période d'expérimentation hasardeuse (alchimie) puis scientifique (chimie moderne) avant d'en observer les indices empiriques.

C'est au 17<sup>ème</sup> siècle que Boyle et Mariotte remettent l'idée au goût du jour malgré la prégnance des théories aristotéliennes des éléments (eau, air, feu, terre). Ils étudient la compressibilité de l'air et comprennent qu'il se comporte comme un fluide de particules, ce que Newton démontre mathématiquement en 1687 (la théorie cinétique des gaz ne sera formalisée par Maxwell et Boltzmann qu'au 19<sup>ème</sup> siècle). La deuxième moitié du 18<sup>ème</sup> siècle voit plusieurs chimistes découvrir différentes espèces de gaz : l'hydrogène (Cavendish), l'oxygène et l'azote (Scheele et Lavoisier) ; ainsi que les premières réactions associées : combustion et électrolyse. Lavoisier démontre le rôle clé de l'oxygène dans la combustion, éliminant définitivement l'emprise des 4 éléments d'Aristote sur la chimie, dont la phlogistique était la forme contemporaine. Suite à ses travaux sur la conservation de la masse et les changements d'états, Lavoisier crée une nomenclature des éléments de la matière. En 1808, Dalton s'en inspire pour poser les bases de la théorie atomique en publiant les masses atomiques de différents éléments, corrigées par la suite par Avogadro qui introduit le concept de molécules. La chimie moderne se structure alors grâce à la classification de Mendeleïev (1871) qui finit d'imposer l'idée de constituants fondamentaux : les éléments chimiques.

### 1.1.2 La structure de l'atome

Pour autant, ces atomes réputés élémentaires apparaissent bien vite composites, formés de sous-parties chargées électriquement. En effet, en parallèle de la chimie, les avancées en électromagnétisme et en optique font bien vite converger les problématiques de ces domaines distincts avec notamment l'invention du spectroscope par Bunsen et Kirchhoff en 1860 ou encore des tubes à décharges par Crookes en 1875. Les travaux de Balmer, en 1885, sur les longueurs d'onde émises par l'atome d'hydrogène ainsi que ceux de Hertz sur l'effet photoélectrique en 1887 sont des exemples de ces nouvelles manières d'étudier les propriétés des atomes. Ainsi, Zeeman découvre l'effet éponyme en 1896, en étudiant l'effet d'un fort champ magnétique sur les raies d'émission du sodium. C'est en s'inspirant de ces multiples phénomènes et instruments que Thomson découvre l'électron en 1897 en travaillant sur la déviation électromagnétique des rayons cathodiques produits dans un tube à vide [1]. Plus précisément, il mesure le rapport entre la charge élémentaire et la masse du "corpuscule" électron et en déduit qu'il doit provenir de l'intérieur des atomes de l'électrode, ce qui sonne le commencement de la physique subatomique.

Le premier modèle atomique proposé par Thomson consiste en une "gelée" (sic) de charge positive dans laquelle les électrons sont noyés [2]. Rutherford poursuit l'étude de cette structure en bombardant une feuille d'or avec des noyaux d'hélium, découvert en 1895 par Ramsay, et montre qu'ils peuvent être fortement déviés, contrairement à ce qui est attendu [3]. Il en déduit, en 1909, la propriété lacunaire de l'atome, en contradiction avec la gelée de Thomson et propose un modèle planétaire avec au centre un noyau chargé positivement autour duquel gravitent les électrons chargés

négativement. Quelques années plus tard, étudiant les collisions entre azote et hélium, il émet l'hypothèse que le noyau d'azote est un assemblage de noyaux d'hydrogène. Reprenant une idée du chimiste Prout qui considérait l'hydrogène comme le seul atome élémentaire composant les autres éléments [4], Rutherford définit le proton et, partant, modélise entièrement l'atome d'hydrogène. Même s'il imagine l'existence d'un constituant additionnel neutre au sein du noyau [5], il faudra attendre 1931 pour que les Joliot-Curie observent la pièce manquante du noyau sans s'en rendre compte [6]. Chadwick reproduit alors ces résultats l'année suivante en étudiant les rayonnements produits par le bombardement de polonium sur une cible de béryllium stoppés par de la paraffine et convertis en protons ; il en déduit l'existence du neutron [7].

Pendant ce temps, les travaux sur la radioactivité initiés par Becquerel en 1896 ont abouti à la découverte du concept de désintégration et de différents types de rayonnements  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ . En 1900, Rutherford rapproche la particule  $\alpha$  du noyau d'hélium tandis que Becquerel montre que le rayonnement  $\beta$  correspond à l'émission d'électrons [8]. Villard, quant à lui, découvre les rayonnements  $\gamma$ . Les rayons X sont aussi découverts par Röntgen en 1896. Les travaux sur les radiations de l'hydrogène et du corps noir ouvrent la voie à l'une des deux grandes théories physiques modernes : la théorie des quanta. Celle-ci est utilisée par Einstein en 1905 pour expliquer l'effet photovoltaïque et par Planck pour résoudre la "catastrophe ultraviolette" [9]. Bohr l'intègre au modèle planétaire pour tenir compte des niveaux d'énergie des électrons et des rayonnements émis. Même si Einstein introduit une particule fondamentale pour quantifier la lumière, le photon ne sera admis en tant que tel qu'après les études de diffraction de Compton en 1927 [10].

L'ambiguïté entre le corpuscule et l'onde électromagnétique est au cœur de toute la construction de la mécanique quantique. À partir de 1925, les bases mathématiques de la physique quantique sont posées et ses équations fondatrices sont publiées par Heisenberg, Jordan, Born, Fermi, Dirac, Klein, Gordon pour ne citer qu'eux [11–14]. Le modèle planétaire amélioré par Bohr et Sommerfeld n'est plus en accord avec les nouveaux concepts de quantification : Schrödinger propose alors une version quantique de l'atome d'hydrogène incluant les orbitales atomiques découlant de son équation éponyme. Pauli s'intéresse à la désintégration  $\beta$  en 1931 et observe un spectre continu de l'énergie cinétique de l'électron produit alors qu'il s'attend à une énergie quantifiée [15]. Il propose alors l'existence des neutrinos, particules neutres, qui corrigent cette incohérence mais ne seront observés qu'en 1956 par Reines et Cowan [16].

La dernière pièce manquante de cette première partie du 20<sup>ème</sup> siècle provient de la seconde grande théorie du moment : la relativité restreinte, publiée en 1905 par Einstein [17]. Après l'avoir intégrée aux équations de la mécanique quantique, Dirac formalise une équation en 1928 dont les solutions font apparaître des énergies négatives, ce qu'il interprète comme étant des trous, opposés aux électrons [11]. Il s'agit d'antimatière, c'est-à-dire de particules aux nombres quantiques opposés à ceux de la matière, dont l'une d'entre elles, le positron, est découverte quatre ans plus tard par Anderson dans les rayonnements cosmiques [18].

### 1.1.3 Le début des théories de jauge : $U(1)$ et l'électrodynamique quantique

Au tournant de la guerre, les constituants élémentaires à disposition sont donc le photon, l'électron, le positon, le proton et le neutron. Mais la montée en puissance des théories quantiques des champs relativistes signe le début du formalisme qui donnera naissance au Modèle Standard. Si la mécanique quantique peut décrire une particule par sa fonction d'onde, l'extension de ses équations à un grand nombre de particules a motivé l'invention du concept de champ quantique qui transcende la dualité onde-corpuscule. Reprenant les définitions des champs classiques (gravitationnel, électromagnétique), les théories quantiques des champs intègrent nécessairement les apports de la relativité restreinte via notamment les contraintes d'invariance de jauge, c'est à dire l'existence de symétries (charge, temps, espace) traduites par des groupes de symétrie locale (groupe des rotations 2D ou 3D) qui sont fondamentalement reliés à des lois de conservation. C'est le théorème de Noether [19], généralisant les équations d'Euler-Lagrange, dont un exemple classique est que l'isotropie d'un système (peu importe son orientation spatiale) implique une conservation du moment angulaire ; l'invariance par rapport à une translation temporelle implique la conservation de l'énergie. Pour chaque invariant de jauge, il existe un ensemble de générateurs du groupe correspondant qui sont interprétés comme les champs quantiques des *bosons vecteurs* ou bosons de jauge. S'intéresser aux théories de jauge revient à étudier des lois de conservation, elles-mêmes reliées aux lois du mouvement. C'est le point de départ du formalisme en lagrangien dont la première application historique est l'électrodynamique quantique (QED), formulation covariante de l'électromagnétisme maxwellien en termes de champs quantiques impliquant les fermions chargés [21–24].

L'électron, tout comme le muon, découvert en 1937 par Anderson [20] mais longtemps considéré comme un autre type de particule, suit l'équation relativiste de Dirac dont l'écriture lagrangienne n'est pas invariante localement sous la transformation de jauge  $U(1) : \psi(x) \rightarrow e^{-i\alpha(x)}\psi(x)$ , où  $\alpha(x)$  est une phase quelconque et  $\psi(x)$  un champ relativiste de spin 1/2. L'ajout d'un champ vectoriel  $A_\mu$  tel que  $A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$  permet de retrouver un lagrangien invariant de jauge local, voir Eq. 1.1, ce qui se traduit par la conservation de la charge. Tout terme de masse dans le lagrangien ou bien d'interaction à 3 photons violerait l'invariance de jauge.

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (\text{équation de Dirac}) \rightarrow \mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad \text{avec } D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \quad (1.1)$$

Le nouveau champ vectoriel s'interprète comme un champ de photons dont le comportement intrinsèque doit être introduit par un terme d'énergie cinétique via le tenseur électromagnétique  $F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a$ . Ce terme additionnel contient les équations de Maxwell pour le champ électromagnétique, par simple application des équations d'Euler-Lagrange. On peut définir une variable assimilable à un courant électrique  $j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$  et  $\partial_\mu j^\mu = 0$  dérive directement de l'équation de Dirac. Ainsi, le lagrangien de l'électrodynamique quantique  $\mathcal{L}_{QED}$  combine ces différentes contributions sous la forme de l'Eq. 1.2, où  $m$  est la masse de la particule chargée.

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi - j^\mu A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

Une telle théorie quantique des champs permet de calculer la probabilité d'occurrence d'une interaction, c'est à dire sa section efficace. Pour ce faire, Feynman développe une méthode de calcul perturbative, en puissance du couplage  $\alpha$  ( $\approx \frac{1}{137}$ ) de l'électromagnétisme, schématisée par des diagrammes [25] pour chaque ordre dans le développement perturbatif. Les correspondances avec les éléments à intégrer dans le calcul de l'amplitude du diagramme sont montrées Figure 1.1 : en plus du simple propagateur d'une particule (en haut) et d'un photon (au milieu), l'interaction entre deux particules et un photon est modélisée par un vertex (en bas). La complétude de la QED provient de sa renormalisation qui supprime les diagrammes divergents aux ordres supérieurs (en principe négligeables par perturbation) en faisant varier la constante de couplage en fonction de l'énergie.

FIGURE 1.1 – Exemples de règles de Feynman pour les différents éléments de la QED.

#### 1.1.4 L'ère des quarks et de la chromodynamique quantique

Avec un atome constitué d'électrons et d'un noyau formé de protons et de neutrons se pose la question de la force nucléaire qui maintient la cohésion entre les nucléons. Dès 1935, Yukawa propose une théorie explicative dans laquelle l'interaction entre les nucléons s'effectue par l'échange de mésons, faussement considérés comme des bosons massifs [26]. Le potentiel associé à cette force est paramétré par une constante d'amplitude  $g$  et la masse  $m$  du méson de Yukawa, voir Eq. 1.3.

$$V_{\text{Yukawa}}(r) = -g^2 \frac{e^{-mr}}{r} \quad (1.3)$$

Powell, Lattes et Occhialini observent en 1947 la particule prédite par Yukawa [27], le pion ou méson  $\pi$ , alors que la même année sont découverts les mésons K et le baryon  $\Lambda^0$  [28, 29]. Dans les années suivantes, le "zoo" (sic) des particules ne cesse de s'agrandir au fur et à mesure que des



La présence du commutateur dans le champ tensoriel  $G_{\mu\nu}^a$  permet l'existence de termes à 3 ou 4 gluons dans le lagrangien  $\mathcal{L}_{QCD}$  de l'Eq. 1.4. Ceci s'interprète en diagrammes de Feynman comme des interactions d'auto-couplage des gluons, comme illustré Figure 1.3. Lors de la renormalisation de la théorie de jauge  $SU(3)$ , la variation de la constante de couplage est opposée à ce qui se produit en QED :  $\alpha_s = \frac{g}{4\pi}$  diminue avec l'énergie, ce qui signifie qu'en-dessous d'une certaine échelle d'énergie ( $\sim 300$  MeV) la QCD n'est pas une théorie perturbative. Les gluons sont donc fortement couplés à faible énergie, c'est à dire à grande distance, et asymptotiquement libres à haute énergie. Ce phénomène de passage à un régime non-perturbatif est illustré par le confinement des quarks qui n'existent que sous forme liée de manière à former un état neutre en couleur (ex : mésons  $q_{c_1} \bar{q}_{c_1}'$ , hadrons  $q_{c_1} q_{c_2}' q_{c_3}''$ , tetraquarks  $q_{c_1} \bar{q}_{c_1}' q_{c_2}'' \bar{q}_{c_2}'''$ , pentaquarks  $q_{c_1} q_{c_2}' q_{c_3}'' q_{c_X}''' \bar{q}_{c_X}''''$  etc).

gluon propagator:  $D_{\mu\nu}^{ab}(p) = \frac{-i\delta^{ab}}{p^2 + i0} \left[ \eta_{\mu\nu} - \frac{(1-\xi)p_\mu p_\nu}{p^2 + i0} \right]$

3-gluon vertex:  $\Gamma_{\mu\nu\lambda}^{abc}(p, q, r) = -gf^{abc}[(p-q)_\lambda \eta_{\mu\nu} + (q-r)_\mu \eta_{\nu\lambda} + (r-p)_\nu \eta_{\mu\lambda}]$

4-gluon vertex:  $\Gamma_{\mu\nu\lambda\sigma}^{abcd} = -ig^2 f^{abe} f^{cde} (\eta_{\mu\lambda} \eta_{\nu\sigma} - \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\lambda}) - ig^2 f^{ace} f^{bde} (\eta_{\mu\nu} \eta_{\sigma\lambda} - \eta_{\mu\sigma} \eta_{\nu\lambda}) - ig^2 f^{ade} f^{bce} (\eta_{\mu\nu} \eta_{\sigma\lambda} - \eta_{\mu\lambda} \eta_{\nu\sigma})$

ghost propagator:  $C^{ab}(p) = \frac{i\delta^{ab}}{p^2 + i0}$

$\bar{c}cg$  - vertex:  $\Gamma^{abc}(p) = gf^{abc} p_\mu$

FIGURE 1.3 – Exemples de règles de Feynman pour les différents éléments de la QCD.

Après quelques hésitations, ce modèle est couronné de succès lors de l'observation du  $J/\psi$  [34] en 1974 et de la compréhension de l'existence d'un quatrième type de quark (le charme  $c$ ), théorisé par Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [35], dans le cadre des changements de saveurs dans les courants neutres. Des expériences sur la violation de symétrie CP dans l'oscillation des kaons neutres entre les états  $s\bar{d}$  et  $\bar{s}d$  en 1964 donnent l'idée à Kobayashi et Maskawa d'extrapoler le mécanisme GIM [36], qui prédisait l'existence du quark charme, à une troisième génération permettant l'existence d'un paramètre de violation CP. En 1977, le méson  $\Upsilon$  est observé [37], quarkonium composé d'un cinquième type de quark postulé dans la théorie CKM, le quark bottom  $b$  (ou "beauté"). La

pièce manquante, le quark top  $t$  (ou "vérité"), prit davantage de temps pour être découvert en raison de sa très grande masse qui empêchait sa production en paires dans les collisionneurs de l'époque. C'est en 1995 qu'il est finalement observé et sa masse de 173.5 GeV, telle que mesurée alors, le définit comme la particule élémentaire la plus lourde du Modèle Standard [38, 39].

### 1.1.5 L'unification électrofaible et le problème de la masse

Depuis l'étude de la désintégration  $\beta$  et l'hypothèse (confirmée) de l'existence des neutrinos par Fermi, la force nucléaire faible est réputée être un couplage entre un neutron, un proton, un électron et un antineutrino électronique. Diverses expériences ont montré la possibilité de violer différentes symétries avec cette force, mais il faudra attendre 1967 pour qu'une théorie de jauge l'incorpore et par la même occasion la rapproche de la force électromagnétique de la QED,  $U(1)_Q$ . La théorie électrofaible est proposée par Glashow, Salam et Weinberg [40–42] sous la forme d'une théorie de Yang-Mills du groupe  $SU(2) \times U(1)$ . La symétrie  $SU(2)$  considérée est l'invariance de l'isospin faible  $I_3$  qui caractérise le comportement chirale des particules vis-à-vis de l'interaction faible, puisqu'expérimentalement seules les particules de chiralité gauche interagissent faiblement. Sous cette symétrie notée  $SU(2)_L$ , les familles de fermions sont organisées en doublets d'isospin gauche  $\begin{pmatrix} u_{i,L} \\ d_{i,L} \end{pmatrix}$  et en singlets d'isospin droit  $u_{i,R}$  transparents pour la force faible, voir Table 1.1.

TABLE 1.1 – Valeur de l'isospin faible  $I_3$  pour les différentes particules en fonction de leur chiralité.

Génération 1	Génération 2	Génération 3	Isospin faible
<b>Chiralité gauche</b>			
$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$
<b>Chiralité droite</b>			
$e_R, u_R, d_R$	$\mu_R, c_R, s_R$	$\tau_R, t_R, b_R$	0

De manière similaire à la QCD, représentée par le groupe  $SU(3)$ , la partie  $SU(2)_L$  de la théorie de Yang-Mills pour la force faible est engendrée par 3 générateurs, matérialisables sous la forme de 3 champs de bosons vectoriels  $W^{1,2,3}$ . L'unification de  $SU(2)_L$  et de  $U(1)_Q$  n'est possible que par la redéfinition de la symétrie  $U(1)$  car la séparation chirale des particules forcerait l'apparition de deux phases dans l'invariance de jauge de la QED faisant apparaître deux types de photons distincts. C'est pourquoi, au lieu de la charge électrique, le groupe de symétrie est défini autour de l'hypercharge  $Y = 2(Q - I_3)$ , qui lui est invariant sous  $SU(2)_L$  et est généré par un champ de bosons vectoriel  $B^0$ . Le lagrangien unifié  $\mathcal{L}_{EW}$  comporte un terme de Dirac sans masse car  $m_f \bar{f} f$  pour un fermion  $f$  ne serait pas invariant sous la symétrie chirale. Comme en QED, chaque type de boson vecteur possède un terme cinétique,  $W_{\mu\nu}^a$  et  $B_{\mu\nu}$ . Sont aussi présents deux termes d'interaction, de couplages  $g$  et  $g'$  pour  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ , faisant intervenir l'hypercharge  $Y$  génératrice de  $U(1)_Y$  et les générateurs  $I_a$  (ou matrices de Pauli) de  $SU(2)_L$ , comme montré Eq. 1.5.



$$\mathcal{L}_{EW} = i\bar{f}\gamma^\mu\partial_\mu f - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W_\mu^a f_L - g'\frac{Y}{2}\bar{f}\gamma^\mu B_\mu f \quad (1.5)$$

Le développement des termes d'interaction du lagrangien font apparaître deux champs vectoriels combinaisons linéaires des champs de jauge  $W^3$  et  $B$ . On peut ainsi définir un nouvel ensemble de bosons de jauge,  $\theta_W$  étant l'angle de rotation entre les deux bases, suivant l'Eq. 1.6.

$$\begin{aligned} Z_\mu &= \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \end{aligned} \quad (1.6)$$

où  $\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2+g'^2}}$  et  $\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g'^2}}$

Ces bosons vecteurs engendrent des courants neutres ( $Z_\mu$ ), des courants chargés avec changement de saveur possible ( $W_\mu^\pm$ ) ou bien de simples interactions chargées via un photon ( $A_\mu$ ), ainsi que des vertex d'autocouplage à trois ou quatre bosons ( $ZWW$ ,  $WWWW$ ) liés au caractère non-abélien de l'invariance de jauge, comme présenté Figure 1.4.

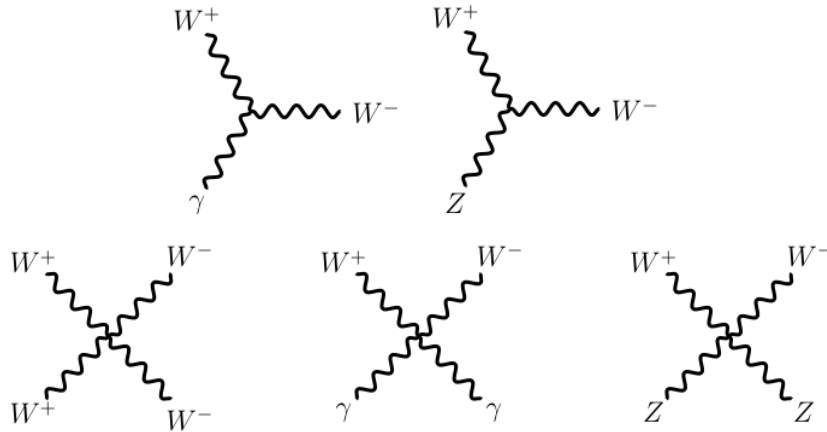


FIGURE 1.4 – Exemples de diagrammes de Feynman impliquant au moins 3 bosons vecteurs.

En l'état, le lagrangien électrofaible ne génère pas d'états de masse pour les fermions et les bosons de jauge. Pourtant, les quarks et leptons ont bien été mesurés avec une masse, et les bosons électrofaibles doivent en avoir une puisque leur interaction est de portée finie. Pour résoudre cela, Goldstone, en 1961, suivi par Higgs, Brout et Englert, en 1964, se sont intéressés au phénomène de brisure de symétrie. Le mécanisme de Higgs s'inscrit dans ce cadre et propose un moyen de donner une masse aux particules tout en conservant la théorie électrofaible.

### 1.1.6 La brisure de symétrie électrofaible et le mécanisme de Higgs

Si le photon a une masse nulle, ce n'est pas le cas du  $W$  et du  $Z$ , dont l'interaction est de portée finie. Ainsi, la symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  doit être nécessairement brisée en  $U(1)_Q$ . Le phénomène de brisure spontanée de symétrie est courant en physique, comme par exemple dans le cas d'un métal ferromagnétique à température usuelle dont les spins sont tous orientés aléatoirement à cause de l'agitation thermique : le comportement macroscopique du métal est donc invariant par rotation. Mais en-dessous d'une température critique dite de Curie,  $T_C$ , les spins s'alignent tous dans la direction d'une aimantation extérieure, donnant donc une direction privilégiée au métal en question. Cependant, il est possible de modifier cette direction en déplaçant l'aimantation extérieure tout autour de l'objet, les spins suivront car ils restent néanmoins dans l'état de plus faible énergie. Ceci est un résidu de la symétrie originelle brisée. De même, une bille posée au sommet d'une bosse parfaitement symétrique, par exemple de la forme d'un chapeau mexicain illustré Figure 1.5, pourrait rouler selon n'importe quelle pente, la moindre perturbation poussant la bille à "choisir" sa direction de chute. Même si la symétrie semble avoir disparu, une fois la bille dans la rigole, elle peut se déplacer le long de celle-ci, en cercle. Ainsi, la symétrie de ce mouvement circulaire dans le minimum de potentiel est une rémanence de la symétrie brisée.

Nambu et Goldstone ont théorisé cela en montrant que toute brisure spontanée de symétrie continue globale crée une excitation dans l'état à basse énergie, assimilable à un boson de masse nulle [43, 44] : dans le cas précédent du métal ferromagnétique, il s'agit du *magnon* qui est l'onde de renversement des spins lors du changement d'aimantation. Cependant, lorsque la brisure de symétrie s'opère dans une théorie de jauge, ils démontrent que le boson de Goldstone, en tant que degré de liberté, est absorbé par un boson de jauge sous la forme d'une masse [45]. C'est précisément ce développement théorique qui mène Higgs, Brout et Englert à adapter ce mécanisme à l'interaction électrofaible comme suit [46, 47].

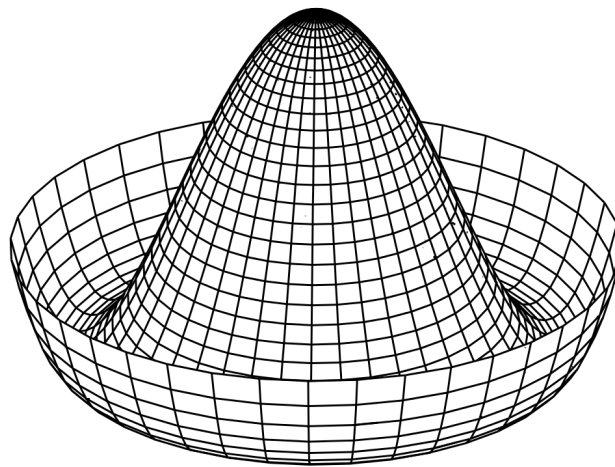


FIGURE 1.5 – Potentiel en "chapeau mexicain" possédant un maximum instable et une infinité de minima stables. Un objet posé au sommet pourrait tomber n'importe où dans la "rigole".

Le champ scalaire de Higgs est défini comme un doublet complexe de  $SU(2)_L$ , noté  $\Phi$ , possédant 4 degrés de liberté. Il est associé à un potentiel en chapeau mexicain (cf. Figure 1.5) noté  $V(\Phi)$ , ce qui donne le lagrangien  $\mathcal{L}_H$ , dans le formalisme  $D_\mu$  de la théorie électrofaible, décrit Eq. 1.7.

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad V(\Phi) = \mu^2 \Phi \Phi^\dagger + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

$$\mathcal{L}_H = |D_\mu \Phi|^2 - V(\Phi) = |(i\partial_\mu - igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2} Y B_\mu) \Phi|^2 - \mu^2 \Phi \Phi^\dagger - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.7)$$

La forme du potentiel dépend du signe de  $\mu^2$  : pour  $\mu^2 > 0$ , le potentiel est un bol, n'ayant qu'un seul minima stable au centre ; pour  $\mu^2 < 0$ , le potentiel est un chapeau mexicain dont le minimum est dégénéré et situé dans la rigole. Son expression mathématique peut être dérivée de  $V(\Phi)$  et vaut  $\Phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}} \end{pmatrix}$ , où la seconde composante est notée  $v = \sqrt{\frac{-2\mu^2}{\lambda}}$  et consiste en la valeur attendue pour le champ  $\Phi$  dans le vide. En développant les champs autour de ce minimum, en notant  $h$  la fluctuation du champ scalaire, le lagrangien de Higgs peut se réécrire en Eq. 1.8, en définissant des variables de masse :

$$\mathcal{L}_H = \frac{1}{2} \partial_\mu h \partial^\mu h - \frac{1}{2} m_H^2 h^2 + m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu$$

$$+ \frac{m_W^2}{v} W_\mu^+ W^{-\mu} h \left(2 + \frac{1}{v} h\right) + \frac{m_Z^2}{v} Z_\mu Z^\mu h \left(1 + \frac{1}{2v} h\right) - \frac{m_H^2}{2v} h^3 \left(1 + \frac{1}{4v} h\right) \quad (1.8)$$

où  $m_H = \sqrt{2\lambda v^2}$ ,  $m_W = \frac{1}{2} g v$  et  $m_Z = \frac{g v}{2 \cos \theta_W}$ .

Dans ce lagrangien, le premier terme correspond à la cinétique du champ de Higgs, les trois termes suivants aux termes de masse des bosons  $H$ ,  $W$  et  $Z$ . Viennent ensuite deux termes de couplage des bosons  $W$  et  $Z$  au boson de Higgs tandis que le dernier exprime l'auto-couplage du champ de Higgs.

Ainsi, le champ scalaire possédait à l'origine 4 degrés de liberté dont on peut interpréter que 3 ont été supprimés dans l'état minimal du vide,  $\Phi_0$ , et "transformés" en termes de masse pour les bosons vecteurs tandis que le photon n'acquiert aucune masse. Une illustration de ce mécanisme est illustré Figure 1.6. Cela signifie que le groupe de jauge associé  $U(1)_Q$  est la symétrie de jauge résiduelle de la brisure spontanée de la symétrie du Modèle Standard. Le 4<sup>ème</sup> degré de liberté, sous la forme de  $h$ , se matérialise par un boson scalaire, le boson de Higgs, qui se couple aux autres bosons mais aussi aux fermions. En effet, on introduit ce champ scalaire via une interaction de Yukawa  $\bar{f} \phi f$  où  $f$  est le champ des fermions et  $\phi$  le doublet de Higgs. Les lagrangiens de Yukawa pour les leptons et pour les quarks s'expriment alors comme dans les équations 1.9, 1.10 et 1.11.

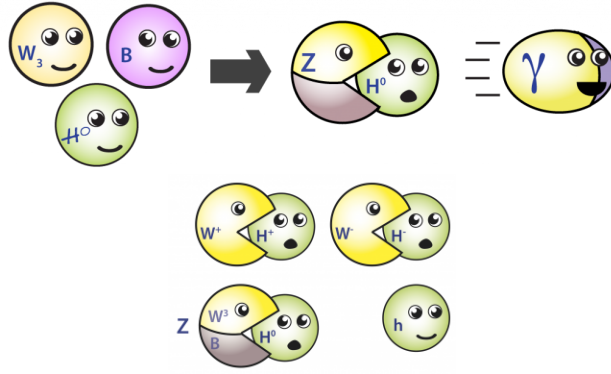


FIGURE 1.6 – Illustration du mélange des bosons de masse nulle  $W^3$  et  $B$  pour donner le  $Z$  et  $\gamma$  et de l’absorption des 3 degrés de libertés ( $H^\pm$ ,  $H^0$ ) par les bosons  $W$  et  $Z$  pour acquérir de la masse.

$$\mathcal{L}_l = -\lambda_l \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{l}l - \lambda_l \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{l}lh \quad (1.9)$$

$$\mathcal{L}_d = -\frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} 0 \\ v+h \end{pmatrix} d_R - \frac{\lambda_d}{\sqrt{2}} \bar{d}_R(0, v+h) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

$$\mathcal{L}_u = -\frac{\lambda_u}{\sqrt{2}} (\bar{u}_L, \bar{d}_L) \begin{pmatrix} v+h \\ 0 \end{pmatrix} u_R - \frac{\lambda_u}{\sqrt{2}} \bar{u}_R(v+h, 0) \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Le lagrangien leptonique génère des états de masse  $m_l = \lambda_l \frac{v}{\sqrt{2}}$  et des couplages  $g \frac{m_l}{2m_W}$  tandis que le lagrangien des quarks donne comme masses  $m_{u,d} = \lambda_{u,d} \frac{v}{\sqrt{2}}$  pour des couplages  $\frac{m_{u,d}}{v}$ . Un boson compatible avec le boson de Higgs issu de ce mécanisme a été observé en 2012 [48], confirmant le bien fondé de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible dans le cadre du Modèle Standard.

### 1.1.7 Le Modèle Standard de la physique des particules

Ainsi, la classification des particules et des interactions au sein du Modèle Standard regroupe d’un côté les fermions, particules de matière, organisées en 3 générations de masse croissante et de l’autre côté des bosons de jauge médiateurs des forces fondamentales. À chaque fermion correspond une antiparticule. Le boson de Higgs, seul dans sa catégorie, est le représentant du champ de Higgs, incarnation de la brisure de symétrie électrofaible qui fait passer le Modèle Standard d’une théorie de jauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  à  $SU(3)_C \times U(1)_Q$ . Plus précisément :

- la force électromagnétique, portée par les photons  $\gamma$  s’exerce sur les particules chargées.
- la force forte agit sur les quarks par l’échange de gluons.
- la force faible s’exerce sur les fermions de chiralité gauche (les neutrinos droits n’existent pas) à travers les bosons  $W^\pm$  et  $Z$ .
- la force de gravitation est négligée dans le modèle (relativement aux autres forces) en raison de la très faible masse des particules considérées.

La Figure 1.7 résume les différents éléments présents dans le Modèle Standard en l'état actuel des connaissances, ainsi que leur masse, leur charge et leur spin.

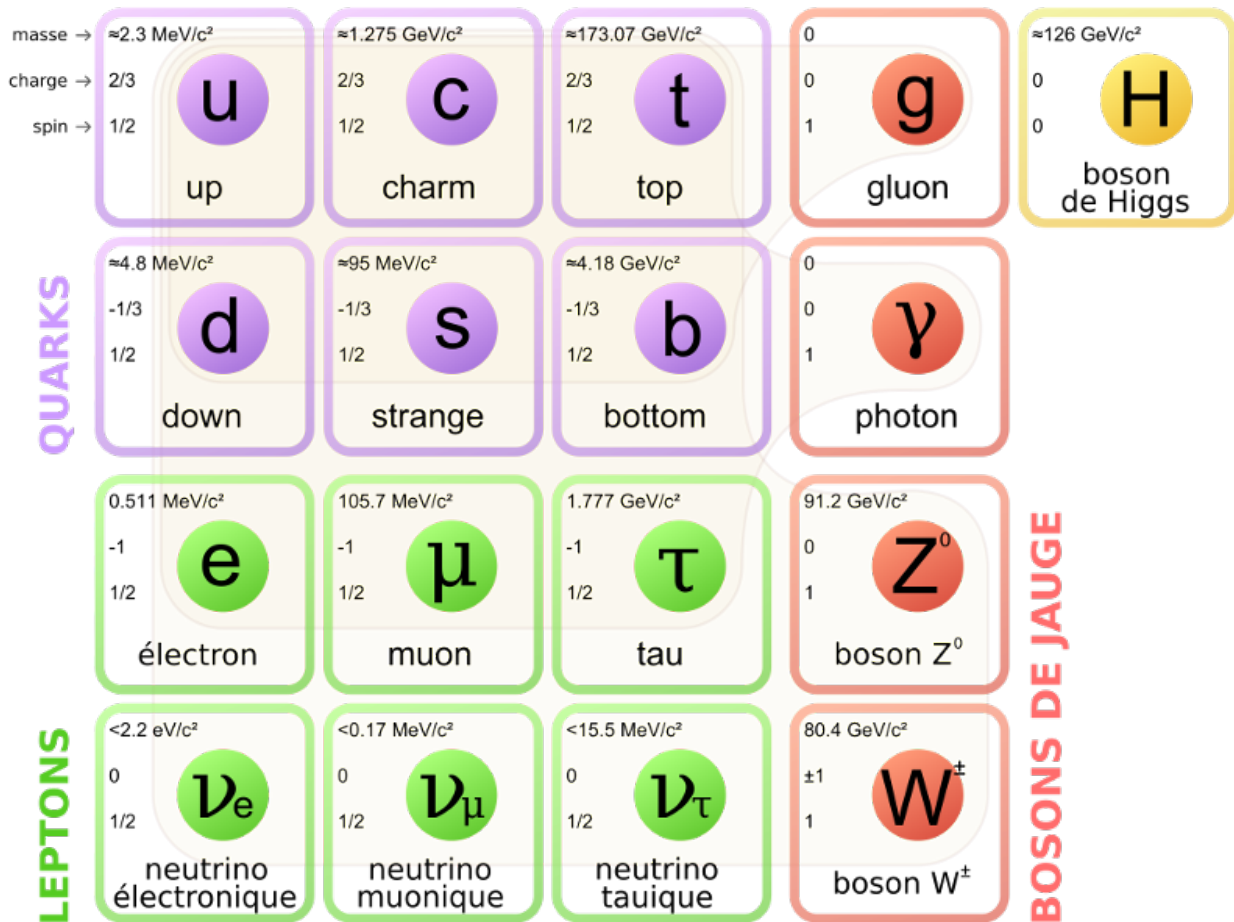


FIGURE 1.7 – Structure du Modèle Standard en fermions (quarks et leptons) et bosons (de jauge et de Higgs). Les familles de fermions sont ordonnées par masse croissante.

## 1.2 Les limites du Modèle Standard

La construction actuelle du Modèle Standard semble conforme à toutes les mesures de précision effectuées notamment dans les collisionneurs, même les plus complexes : ainsi, le moment magnétique anormal de l'électron observé expérimentalement est identique à celui prédit par la théorie jusqu'à la onzième décimale, celui du muon toutefois ne correspond que jusqu'à la huitième [49] ; de même, les désintégrations de mésons B rares [50] ou encore la découverte de pentaquarks [51] sont actuellement en accord avec la théorie. Même si quelques déviations sont présentes, elles restent néanmoins suffisamment faibles pour dire qu'actuellement, il n'y a aucune réelle contradiction expérimentale avec le Modèle Standard. Pourtant, pour plusieurs raisons listées ci-dessous, le modèle apparaît insuffisant.

### 1.2.1 La matière noire

De nombreuses interrogations proviennent des observations cosmologiques. En étudiant les courbes de rotation de différentes galaxies, il apparaît que leur contenu en matière ne suffit pas à expliquer la vitesse de rotation au sein de celles-ci : en effet, en présence seulement de la matière observable, les bords extérieurs de la galaxie devraient tourner moins vite que les régions centrales. Pourtant les données montrent une relative stabilité de cette vitesse, comme illustré Figure 1.8. L'hypothèse de la présence de matière invisible, nommée *matière noire*, sous forme de halo autour des galaxies semble fournir une solution [52]. Le Modèle Standard ne prévoit pas de particule stable, neutre, n'interagissant pas avec la matière. Différents scénarios incluent plusieurs nouvelles particules de matière noire. Depuis, la matière noire est un domaine de recherche très prolifique et constituera, sans aucun doute, une avancée majeure si observation il y a dans les prochaines années. Le modèle le plus recherché actuellement est celui des WIMPS (*weakly interacting massive particles*) qui postule que la matière noire est produite lors du refroidissement de l'univers précoce et pourrait correspondre à une particule massive interagissant très peu via la force faible.

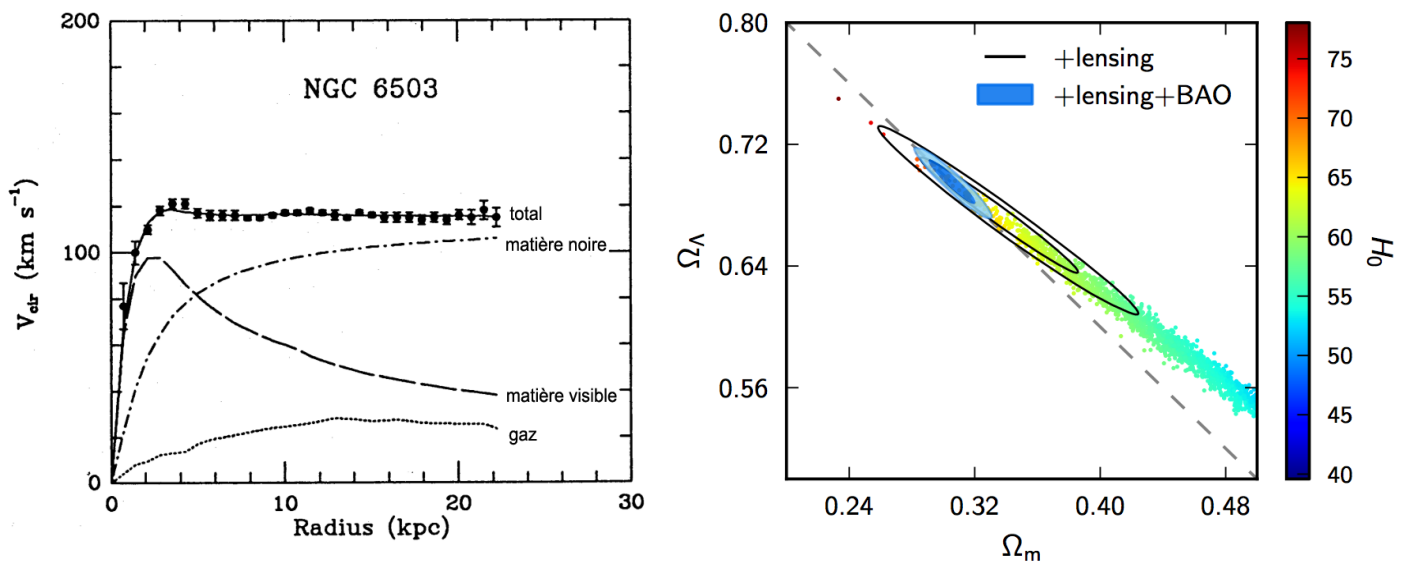


FIGURE 1.8 – Vitesse de rotation de la galaxie NGC6503 comparée à la prédiction pour le gaz, la matière visible et un halo de matière noire [52]. Contraintes telles que mesurées par Planck sur les densités d'énergie noire  $\Omega_\Lambda$  et de matière noire  $\Omega_m$  en fonction de la constante de Hubble  $H_0$  [53].

Les expériences d'observation indirecte s'intéressent à l'annihilation de matière noire donnant un flux plus important de particules : c'est le cas du détecteur AMS-02, amarré à la Station Spatiale Internationale, qui cherche un excès d'antimatière dans les rayons cosmiques [54], de l'expérience IceCube, située au pôle Sud, qui observe les neutrinos solaires [55] ou encore de CAST, un télescope spécialisé dans la recherche d'axions solaires [56]. Néanmoins, il est possible de faire des recherches directes de matière noire : si, dans les laboratoires souterrains, le processus physique utilisé est la détection de recul nucléaire lors des diffusions élastiques de WIMPS, comme avec les bolomètres d'EDLEWEISS [57], le LHC peut contribuer à ces recherches en produisant de la matière noire dans les collisions et en observant des événements monophotons ou monojets [58], ou bien les

désintégrations invisibles du Higgs [59]. La découverte de l'expansion accélérée de l'univers a permis de comprendre que l'hypothèse de matière noire, de densité  $\Omega_m$ , ne suffit pas mais qu'il est nécessaire d'ajouter une densité d'énergie noire  $\Omega_\Lambda$ , responsable de l'accélération de l'expansion, qui à ce jour n'est pas encore comprise. Les dernières contraintes connues, comme celles publiées par Planck en 2013 montrées Figure 1.8, donnent une répartition du contenu de l'univers telle que  $\Omega_\Lambda = 0.6911 \pm 0.0062$  d'énergie noire et  $\Omega_m = 0.3089 \pm 0.0062$  de matière dont  $\Omega_c = 0.2589 \pm 0.0057$  de matière noire et  $\Omega_b = 0.0486 \pm 0.0010$  de matière baryonique (connue) [53].

### 1.2.2 La force gravitationnelle

Le Modèle Standard, construit sur les principes de la mécanique quantique et de la relativité restreinte, est, à ce jour, incompatible avec la théorie moderne de la gravitation, la relativité générale. Dans celle-ci, la gravitation n'est pas juste une interaction entre deux objets mais une propriété directe du continuum de l'espace-temps : sa forme, via sa courbure, est ce qui génère l'attraction gravitationnelle de manière classique. A contrario, le Modèle Standard peut inclure la gravitation sous la forme d'un boson de jauge, le *graviton*, ce qui reviendrait à la quantifier, mais cet ajout simpliste souffre du caractère non-renormalisable de la gravitation. De nombreux travaux sur la gravité quantique ont débouché sur la théorie des cordes, la gravitation quantique à boucles et la théorie M des supercordes. Celles-ci sont exprimées dans le langage de la relativité générale mais certaines formulations peuvent être assimilées à des théories de jauge de Yang-Mills via le théorème de correspondance AdS/CFT entre un espace anti De Sitter solution des équations d'Einstein et une théorie conforme des champs valide à la surface de cet espace [60–62].

### 1.2.3 La masse des neutrinos

Pour le moment, seuls des neutrinos de chiralité gauche  $\nu_L$  et des antineutrinos de chiralité droite  $\bar{\nu}_R$  ont été observés. En l'absence de  $\nu_R$ , le mécanisme de Higgs ne peut pas générer de termes de masse aux neutrinos à moins qu'ils soient une particule de Majorana, c'est à dire que  $\nu = \bar{\nu}$ . La découverte, en 1998, de l'oscillation des neutrinos [63] montre la nécessité qu'ils aient une masse. Dans l'exemple simplifié de deux saveurs de neutrinos,  $\nu_\alpha$  et  $\nu_\beta$ , les états propres  $\nu_{m_i}$  de la matrice de masse sont une superposition des états de saveurs, paramétrée par un angle  $\theta$  et évoluent selon l'équation 1.12.

$$\begin{pmatrix} \nu_\alpha(t) \\ \nu_\beta(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_{m_1}(t) \\ \nu_{m_2}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} e^{-it/2E} \begin{pmatrix} e^{m_1^2} \nu_{m_1}(0) \\ e^{m_2^2} \nu_{m_2}(0) \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Si les deux masses sont différentes, les états propres ne se propagent pas avec la même vitesse ce qui implique que le mélange des saveurs physiques évolue avec le temps. Du fait d'une faible différence de masse, cet effet quantique microscopique est visible à l'échelle macroscopique sur de

longues distances. Ainsi, la probabilité qu'un neutrino  $\nu_\alpha$  d'énergie  $E$  soit détecté comme un  $\nu_\beta$  au bout d'une certaine distance  $L$  est reliée à l'écart entre les masses via l'équation 1.13.

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{L\Delta m_{1,2}^2}{4E}\right) \quad (1.13)$$

Des neutrinos sans masse ou de la même masse n'oscilleraient pas. Le Modèle Standard doit donc être modifié pour intégrer 3 masses de neutrinos : le mécanisme de *see-saw* (balançoire) [64,65] essaie d'y répondre en imaginant un neutrino droit de Majorana très lourd ( $\sim \Lambda_{GUT} = 10^{16}$  GeV) correspondant à un neutrino gauche peu massif ( $\sim 1$  eV).

#### 1.2.4 L'asymétrie matière-antimatière

Pour un processus donné, remplacer une particule par son antiparticule ne change pas la physique impliquée, en général, sauf dans le cadre très spécifique de la violation de la symétrie  $CP$  (pour charge-parité) par l'interaction faible. Cet effet peut être intégré dans la baryogenèse primordiale qui modélise la création de la matière après le Big Bang. Grâce à la violation  $CP$ , la quantité d'antimatière créée est inférieure à la matière baryonique créée. Toutefois, cela n'explique pas le niveau d'asymétrie atteint aujourd'hui où l'antimatière est quasiment inexistante dans notre environnement observable. Plusieurs hypothèses sont proposées : l'asymétrie actuelle viendrait de ce que toute l'antimatière est localisée en une région éloignée de l'univers [66] ; ou bien la violation  $CP$  faible ne suffisant pas, il est nécessaire d'intégrer la violation  $CP$  forte [67]. L'étude de la violation  $CP$  est étudiée au LHC, notamment par LHCb mais aussi dans CMS et ATLAS, par exemple avec l'étude des oscillations  $B_s^0 \leftrightarrow \bar{B}_s^0$  qui, ne pouvant pas intervenir à l'ordre zéro (c'est un courant neutre avec changement de saveurs), se produit par l'intermédiaire de diagrammes en boîtes. Le Modèle Standard prédit que le méson serait plus favorisé que l'anti-méson, ce qui a été étudié dans le cadre des désintégrations  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [68].

#### 1.2.5 La violation $CP$ pour l'interaction forte

Dans le Modèle Standard, il y a deux sources de violation de la symétrie  $CP$  : la matrice CKM de changement de saveurs entre quarks et la matrice PMNS, l'équivalent pour les leptons, via l'interaction faible. Il n'y a, théoriquement, aucune raison pour que l'interaction forte ne viole pas la symétrie  $CP$  bien qu'en apparence aucun terme du lagrangien ne le permette aussi facilement que les bosons de jauge  $W$  et  $Z$ . La violation  $CP$  forte n'a jamais été observée expérimentalement ce qui pose des contraintes très fortes sur ses paramètres. Pour qu'elle existe mais ne soit pas observable, les phases concernées devraient être proches de zéro ce qui pose un problème d'ajustement fin. Un des moyens de résoudre ce problème est de faire apparaître un pseudo-boson de Nambu-Goldstone, l'axion, brisant la symétrie  $CP$  forte via le mécanisme de Peccei-Quinn [69, 70].



### 1.2.6 Le problème de hiérarchie

Différentes échelles d'énergie coexistent dans les phénomènes physiques concernés : l'hadronisation des quarks se fait à  $\Lambda_{QCD} \sim 200$  MeV tandis que la brisure de symétrie électrofaible se produit à  $\Lambda_{EW} \sim 10^2$  GeV. L'échelle de grande unification où les couplages des 3 interactions fusionnent pourrait se produire à  $\Lambda_{GUT} \sim 10^{16}$  GeV alors que la gravitation devient non négligeable dès l'échelle de Planck,  $\Lambda_{Planck} \sim 10^{19}$  GeV. Cette hiérarchie des échelles de physique, ou similairement le fait que la gravitation soit  $10^{32}$  fois moins forte que l'interaction faible, pose le problème de la naturalité du Modèle Standard : les paramètres libres d'une théorie naturelle ne devraient pas varier de plusieurs ordres de grandeurs. Le seul moyen de respecter la naturalité est d'introduire une échelle  $\Lambda_{NP} \sim 1$  TeV de nouvelle physique telle que le Modèle Standard soit une théorie effective en dessous de  $\Lambda_{NP}$  d'une théorie de nouvelle physique à haute énergie. Ce problème rejoint la question de l'ajustement fin des constantes. La masse  $m_H$  du boson de Higgs, mesurée à 125 GeV, ainsi que sa valeur dans le vide  $v$ , valant expérimentalement à 246 GeV, laquelle joue un rôle majeur dans la génération de masse des bosons de jauge  $W$  et  $Z$  et des fermions, sont toutes deux des paramètres libres du Modèle Standard. Dans le cadre du calcul de la masse  $m_H$ , l'ordre zéro de la masse apparaît et il est nécessaire d'y ajouter les corrections quantiques provenant des boucles de fermions ou de bosons, illustrées dans la Figure 1.9.

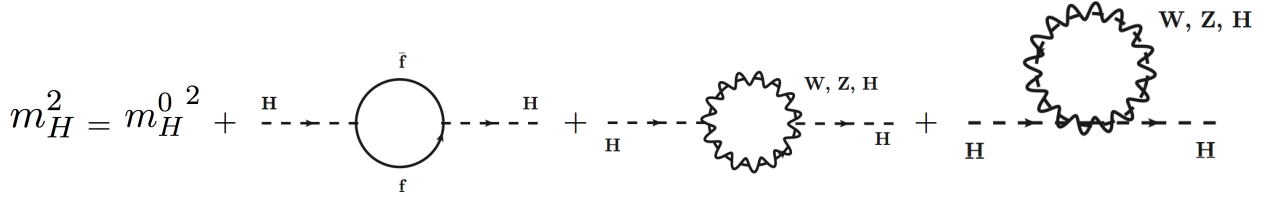


FIGURE 1.9 – Diagrammes des boucles correctives de la masse du boson de Higgs.

Ces termes d'ordre supérieur possèdent des divergences quadratiques infinies du fait que le boson de Higgs soit une particule scalaire. Cependant, elles sont stabilisées (à des valeurs très élevées) par un seuil d'énergie  $\Lambda$  de l'ordre de 10 TeV au-delà duquel le Modèle Standard n'est plus valable. La masse à l'ordre zéro  $m_H^0$  est alors bien plus élevée que 125 GeV pour annuler ces corrections : en ne prenant en compte que la correction du quark top dans la boucle de fermions, l'équation 1.14 donne une estimation des corrections quadratiques.

$$\begin{aligned}
 m_H^2 &= m_H^0^2 + \frac{3\Lambda^2}{8\pi^2 v^2} (2m_W^2 + m_Z^2 + m_H^2 - 4m_t^2) \\
 &\sim m_H^0^2 - (0.23\Lambda)^2 \text{GeV}
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

Pour un seuil  $\Lambda \sim 1$  TeV, la correction quadratique est de l'ordre de 50 TeV ; de même, si  $\Lambda \sim 10$  TeV (énergie du LHC),  $m_H^0^2 \sim 5$  PeV ! Ce n'est pas naturel d'avoir recours à un tel ajustement fin sur des paramètres libres du Modèle Standard pour s'assurer de la stabilité de la théorie.

## 1.3 Les extensions du Modèle Standard

Malgré les insuffisances listées précédemment, le Modèle Standard fonctionne très bien pour prévoir et expliquer les multiples mesures faites au LHC, par exemple. Il est plutôt logique de vouloir apporter des modifications à ce modèle plutôt que de le mettre de côté et chercher à construire une nouvelle théorie. Ces extensions sont multiples et constituent la "physique au-delà du Modèle Standard", ou *Beyond the Standard Model* (BSM) en anglais.

### 1.3.1 Les modèles supersymétriques

Dans la lignée des théories de jauge et des groupes de symétrie, une des premières théories BSM imaginées (dans les années 1970), et de loin la plus populaire, part du principe qu'il faut ajouter une symétrie supplémentaire au Modèle Standard pour résoudre le problème d'ajustement fin [71, 72]. La construction de la *supersymétrie* (SUSY) passe par l'extension de l'algèbre de Poincaré, à la base de toutes les symétries de l'espace de Minkowski, à l'algèbre de super-Poincaré [73]. Celle-ci est une superalgèbre de Lie, c'est à dire une algèbre de Lie classique comportant une graduation  $\mathbb{Z}_2$ , liée à une nouvelle symétrie  $R$ , qui permet de séparer les éléments selon une loi de parité propre : ici la partie paire de la superalgèbre est constituée des bosons, la partie impaire des fermions. La graduation fixe les règles du supercommutateur et des opérateurs de transformation des bosons en fermions et des fermions en bosons. C'est le fondement de la supersymétrie qui associe à chaque particule un superpartenaire et donc double le nombre de particules du Modèle Standard :

- les quarks et leptons (fermions) correspondent aux squarks et sleptons (bosons)
- les bosons de jauge correspondent aux gauginos : gluinos, winos, neutralinos et photinos.
- le boson de Higgs est associé au higgsino

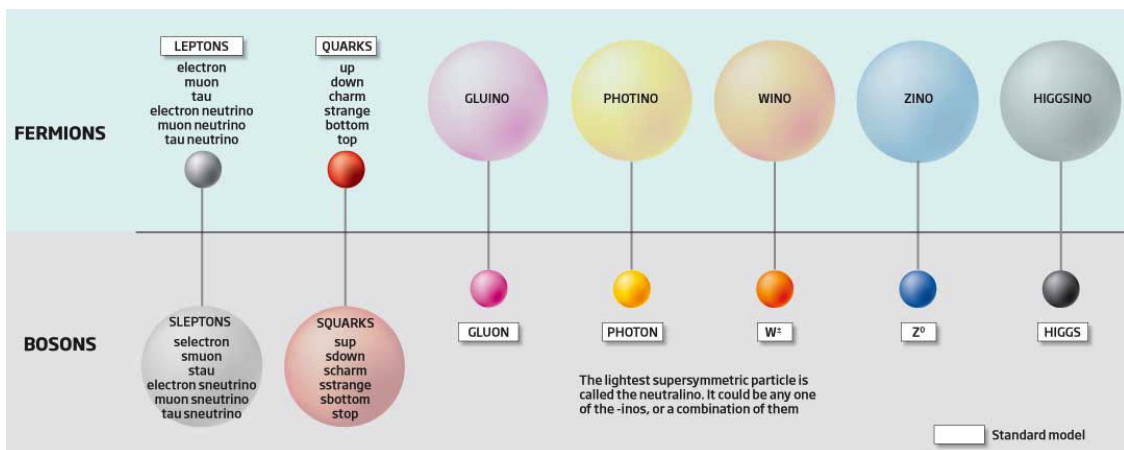


FIGURE 1.10 – Superpartenaires des particules du Modèle Standard dans le cadre de la SUSY.

La présence d'un partenaire supersymétrique du quark top, le stop, résout l'un des problèmes actuels : en effet, dans le calcul des corrections quadratiques de la masse du Higgs apparaît à présent une boucle de stops. Les superpartenaires étant de même masse, la valeur corrective apportée par la boucle du top et celle du stop sont égales, au signe près. Ainsi pour chaque boucle divergente, la boucle du partenaire annule cette divergence. Le problème de la matière noire est résolu en SUSY puisque les gauginos se mélangent et produisent des neutralinos ou des sneutrinos (par exemple) qui sont neutres et stables et pourraient être des candidats à la matière noire sous la forme de WIMPS. Les considérations de hiérarchie sont aussi prises en compte via une unification des forces faible, forte et électromagnétique à l'échelle  $\Lambda_{GUT}$ . Dans l'hypothèse de la conservation de la parité  $R$ , nouveau nombre quantique introduit pour caractériser la symétrie bosons-fermions, les particules supersymétriques ne peuvent être créées que par paires. Malheureusement, à ce jour, aucune particule supersymétrique n'a été observée par les expériences ATLAS et CMS [74, 75] (cf. Figure 1.11) bien qu'on ait découvert toutes les particules du Modèle Standard : la SUSY est donc une symétrie brisée à faible énergie [76] ce qui implique que les masses des superpartenaires ne sont pas identiques.

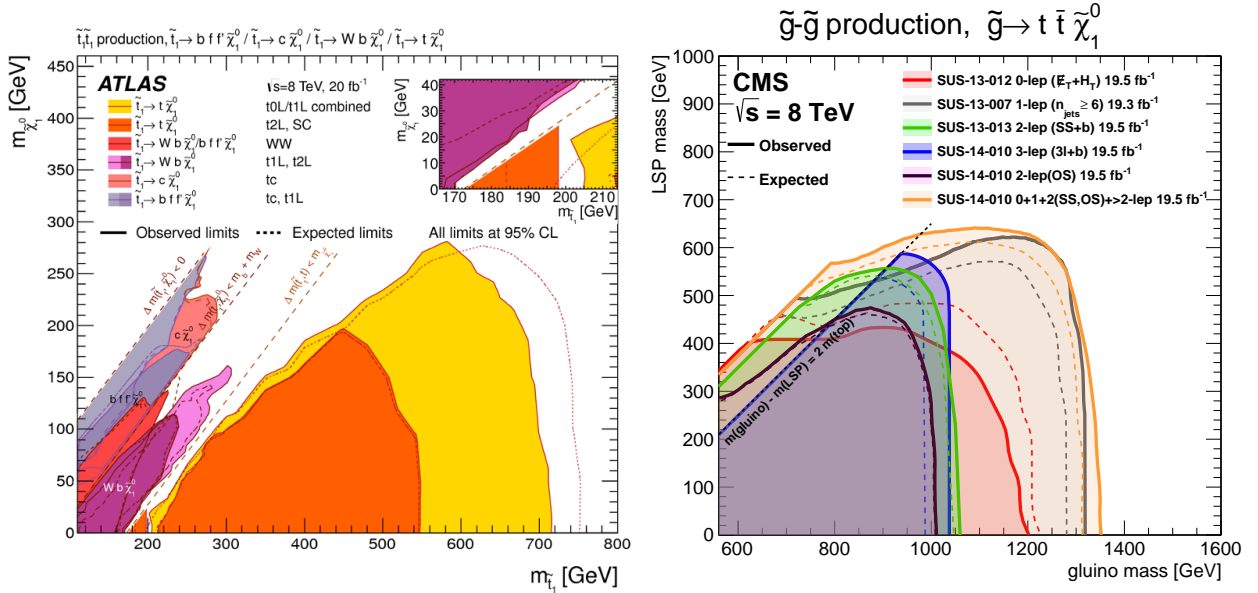


FIGURE 1.11 – Diagramme d'exclusion de masse pour la production de paires de stops dans ATLAS [74] (gauche) ou de gluinos dans CMS [75] (droite) donnant des neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  dans l'état final pour différents canaux de désintégration. Plusieurs études du Run 1 sont combinées.

### 1.3.2 La supergravité

La brisure de la supersymétrie peut se produire par l'intermédiaire des bosons de jauge mais aussi via la force gravitationnelle, comme dans le cas de la supergravité (SUGRA) qui fait un pas supplémentaire en direction de la relativité générale [77]. Basée tout comme la SUSY sur l'algèbre de super-Poincaré, elle comporte des quanta de gravité sous la forme d'un boson de spin-2, le graviton, associé à ses superpartenaires, les gravitinos, de spin 3/2 [78]. Dans cette théorie, la supersymétrie est une symétrie locale et le formalisme associé est celui de la relativité générale :

métriques, connections affines, tenseurs, courbures. Les modèles de supergravité les plus fonctionnels se positionnent dans des espaces à 11 dimensions [79, 80], apparaissant comme des théories effectives des supercordes, ce qui a débouché sur la théorie M qui sort de notre propos [81]. Toutefois, il existe un modèle simplifié, la supergravité minimale (mSUGRA) [82] qui s'exprime encore dans un langage relatif aux particules et est testé au LHC. Un secteur caché  $y$  est responsable de la brisure de la supersymétrie via la gravité et donne une masse aux gravitinos via un mécanisme supersymétrique de Higgs. Il s'agit alors d'une phénoménologie à basse énergie (TeV) alors que le secteur caché se trouve à l'échelle de grande unification  $\Lambda_{GUT}$ . Le cadre d'étude de ce modèle ne possède que 5 paramètres libres : la masse universelle des scalaires  $m_0$  à l'échelle d'unification et celle des gauginos  $m_{1/2}$ , un couplage scalaire trilineaire  $A_0$  ainsi que deux paramètres liés aux Higgs :  $\tan\beta$  qui représente le rapport entre les valeurs attendues dans le vide des deux doublets de Higgs et  $\text{sign}(\mu)$  qui est le signe du couplage du terme de masse du higgsino dans le lagrangien. Des contraintes expérimentales sont posées sur ces paramètres [83], voir Figure 1.12. Toutes les masses des particules de ce modèle dépendent de ces paramètres et l'on retrouve les diagrammes de production issus de la SUSY avec un mécanisme de brisure de symétrie.

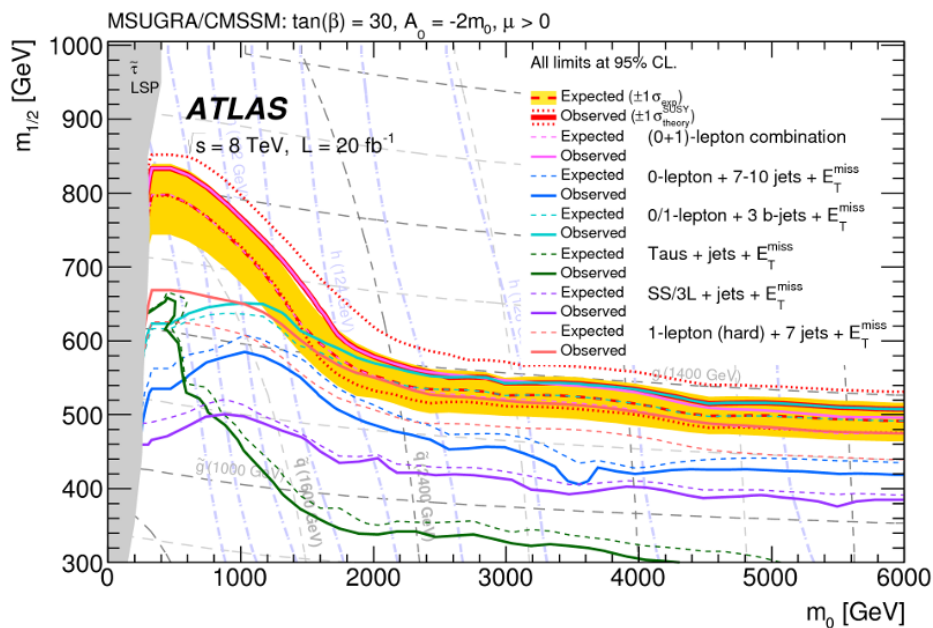


FIGURE 1.12 – Limites d'exclusion de masse pour le modèle mSUGRA combinant plusieurs analyses du Run1 (productions de gluinos, de squarks, de Higgs) montrées en second plan [83].

### 1.3.3 Les dimensions supplémentaires

L'idée principale des théories à dimensions supplémentaires est de résoudre le problème de hiérarchie en ramenant l'échelle d'énergie de la gravitation  $\Lambda_{Planck}$  à l'échelle de nouvelle physique  $\Lambda_{NP} \sim 1$  TeV. Les nouvelles dimensions devraient apparaître dès cette échelle d'énergie. Cette astuce permet par ailleurs de faire apparaître la gravitation à l'échelle du TeV et donc d'inclure le graviton au Modèle Standard. Ces théories s'inspirent des résultats des théories des cordes et des supercordes dans lesquelles les modèles mathématiques atteignent une certaine complétude en

étendant l'espace-temps à 10 ou 11 dimensions, grâce au phénomène de compactification qui permet d'en refermer un certain nombre pour revenir à un univers observable de 3+1 dimensions [84]. Dans le cadre de la BSM, les dimensions supplémentaires sont un moyen de transférer au Modèle Standard des connaissances issues de la théorie M, ainsi que son vocabulaire. Ainsi, une  $p$ -brane est un objet étendu de dimension  $p + 1$  qui peut être modifié par des interactions. Par exemple, notre univers serait une 3-brane dont la variation de volume dans le temps dessine un "volume d'univers" et dont la tension traduit son énergie (d'expansion par exemple), comme illustré Figure 1.13. Des cordes ouvertes peuvent relier différentes branes ou rester dans la même brane : dans le cas des D-brane, les extrémités des cordes ouvertes ne peuvent pas quitter leur brane d'origine. Les particules du Modèle Standard seraient les extrémités des cordes ouvertes arrivant dans notre 3-brane univers.

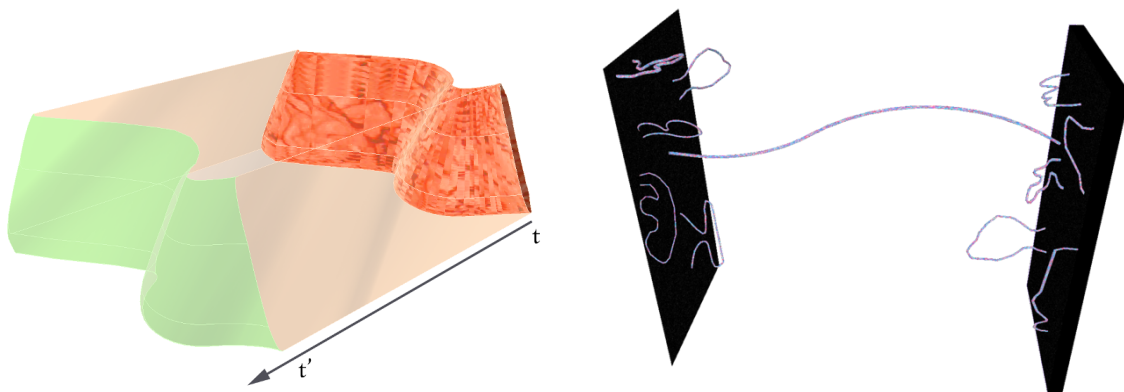


FIGURE 1.13 – Une 3-brane entre deux instants crée un volume d'univers dont la tension est une énergie (gauche); des cordes ouvertes peuvent relier deux branes (droite).

Le premier modèle de dimensions supplémentaires proposé par Kaluza-Klein compactifie celles-ci en un cylindre sur lequel se propagent les champs [87]. Grâce à la compactification qui induit une périodicité, les champs peuvent être décomposés en séries de Fourier donc les coefficients sont les *modes*, des excitations Kaluza-Klein (KK). Pour une seule et même particule, on parlera alors d'une tour KK composée des modes successifs dont deux sont représentés Figure 1.14. Au LHC, les excitations KK de différentes particules sont recherchées, souvent dans le cadre de théories effectives englobant de multiples modèles de dimensions supplémentaires. Par exemple, pour la production d'un gluon massif de KK se désintégrant en paires  $t\bar{t}$ , la signature associée est parmi les plus étudiées.

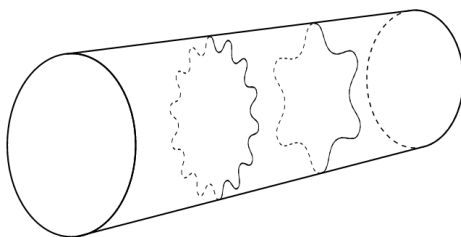


FIGURE 1.14 – Exemple de modes de Kaluza-Klein dans une dimension supplémentaire compactifiée.

La théorie des dimensions supplémentaires macroscopiques [85], décrite par Arkani, Dimopoulos et Dvali (ADD) en 1998, confine les 4 dimensions du Modèle Standard dans une 3-brane et ajoute  $n$  dimensions plates dans lesquelles se propage le graviton (car il est généré par une corde fermée). De fait, l'échelle d'énergie considérée pour la gravitation n'est plus la masse de Planck ( $10^{19}$  GeV) mais une échelle de masse arbitraire  $M_f$ . Il faut introduire un volume caractéristique des dimensions supplémentaires qui peut être exprimé comme le rayon  $R$  de compactification via l'Eq. 1.15. Si l'échelle  $M_f$  est choisie proche du Modèle Standard ( $\sim 10$  TeV) alors les distances caractéristiques des nouvelles dimensions attendues sont données dans la Table 1.2. Les tests actuels [86] ont exclu les distances supérieures à  $200 \mu\text{m}$ , c'est à dire moins de 2 dimensions additionnelles.

$$M_f^{2+n} V_n = M_{Planck}^2 \quad i.e \quad R = \frac{1}{2\pi M_f} \left( \frac{M_{Planck}}{M_f} \right)^{2/n} \quad (1.15)$$

TABLE 1.2 – Distances caractéristiques des dimensions supplémentaires.

$N_{dim}$	Distance
$n = 1$	$R \sim 10^{15}$ cm
$n = 2$	$R \sim 1$ mm
$n = 3$	$R \sim 10^{-6}$ cm

Finalement, le modèle de dimensions supplémentaires repliées [88,89], très en vogue, de Randall et Sundrum n'ajoute qu'une seule dimension mais intègre une interaction entre les 4 dimensions classiques et celle-ci via une dépendance de la métrique, où  $z$  est la dimension supplémentaire :

$$ds^2 = e^{-2z} g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dz^2 \quad (1.16)$$

Dans cette paramétrisation, deux 3-branes sont positionnées aux limites de la métrique, la brane de l'échelle de Planck qui contient la gravitation et la brane de l'échelle du TeV qui contient le Modèle Standard. La dimension repliée, quant à elle, est formellement définie comme une variété orbitale  $S^1/\mathbb{Z}_2$  située entre les deux 3-branes, comme illustré dans la Figure 1.15. Les particules peuvent se déplacer dans l'espace situé entre les deux branes. Cette construction est permise en supposant une tension positive sur la 3-brane de Planck et une tension négative sur la 3-brane du TeV (ou du Modèle Standard). La métrique induite sur la brane du TeV est exponentiellement plus faible que celle sur la brane de Planck. Or ce facteur se propage dans tous les termes de masse, ainsi la valeur attendue dans le vide du boson de Higgs sur la brane du TeV est elle aussi diminuée d'autant. Le problème de hiérarchie n'existe alors plus du tout puisque les masses fondamentales sont à l'échelle de Planck sur la brane de Planck où la gravité est une force forte alors que sur la brane du TeV tout est plus léger car tout objet qui passe d'une brane à l'autre voit sa taille grandir, sa vitesse et sa masse diminuer. Les particules les plus massives du Modèle Standard peuvent donc se situer proche de la brane du TeV tandis que les plus légères sont proches de la

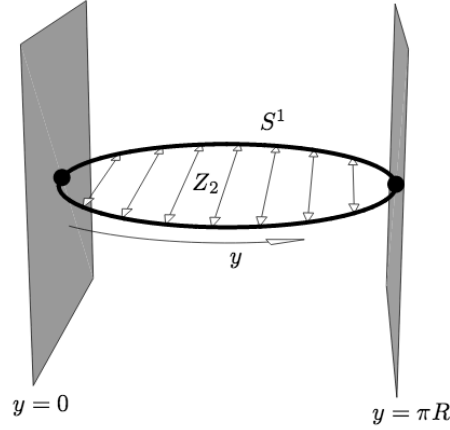


FIGURE 1.15 – Modèle de dimension supplémentaire repliée entre les 3-branes de Planck  $\Lambda_{Planck}$  et du Modèle Standard  $\Lambda_{TeV}$  via une variété orbitale  $S^1/\mathbb{Z}_2$ .

brane de Planck : lorsqu'elle se déplace le long de la 5<sup>ème</sup> dimension, leur masse diminue d'autant qu'ils sont éloignés de la brane du TeV. Le modèle de Randall-Sundrum, via la correspondance AdS/CFT [60], est équivalente à certaines théories de jauge fortement couplées.

### 1.3.4 Les modèles composites

Historiquement, le premier modèle composite est la technicouleur [90], proposée en 1980 et s'inspirant de la QCD pour imaginer une nouvelle interaction forte agissant sur un nouvel ensemble de fermions, les technifermions  $f_{TC}$ , à l'échelle d'énergie électrofaible. Cette nouvelle force forte est responsable d'une brisure de symétrie qui peut générer dynamiquement des bosons de Goldstone formés d'états liés  $f_{TC}\bar{f}_{TC}$  sans avoir recours à un champ de Higgs. Mais le succès de la théorie électrofaible et surtout la découverte du boson de Higgs a déconsidéré la technicouleur. En revanche, le modèle de Higgs composite [91] a intégré le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible tout en reprenant l'idée d'un secteur fortement couplé, de paramètre  $g_{CH}$ , au-delà d'une échelle de masse  $M_{CH}$  qui comporte une symétrie globale  $G$  spontanément brisée pour générer le Higgs comme boson de Goldstone. La symétrie résiduelle  $H$  doit comporter les groupes de jauge du Modèle Standard : dans de nombreux cas, cette symétrie  $H$  contient une symétrie dite *custodiale*  $SU(2) \times SU(2)$  qui étend le secteur électrofaible [92]. Selon le choix de la symétrie globale  $G$ , les bosons de Goldstone générés sont le doublet de Higgs ou bien des états liés provenant du secteur fort. Une telle réalisation en 5D est possible dans le cadre d'une métrique de Randall-Sundrum [93] ce qui a donné un regain important à ces modèles en raison de la richesse des modèles à dimensions supplémentaires [94]. Sont aussi considérés les modèles partiellement composites qui associent à chaque particule élémentaire un partenaire exotique du secteur fort (de la symétrie non brisée  $H$ ) avec lequel elle se mélange via un angle  $\theta$  pour donner la particule massive : en effet le Higgs généré comme pseudo-boson de Goldstone appartient au secteur fort et n'interagit avec les particules standard pour leur donner une masse après brisure de la symétrie électrofaible que via leur mélange avec le partenaire exotique.

# Bibliographie

Pour plus de détails sur l'histoire de l'atomisme indien et grec, des sciences naturelles, de l'épistémologie de la physique moderne ou de la construction de la physique des particules, le lecteur peut se référer aux sources suivantes, en plus d'articles sur Wikipédia :

- G. Cohen-Tannoudji et M. Spiro, "Le boson et le chapeau mexicain", *Gallimard* (2013)
- M. Zito, "Dans le tourbillon des particules", *éditions Belin* (2015)
- E. Klein, "Petit voyage dans le monde des quanta", *Flammarion* (2004)
- "Histoire de l'atome", blog de P. Cisel <https://physiquechimiefacile.wordpress.com>
- V. Lyssenko, "La doctrine des atomes chez Kanada et Prysastapada", *Journal asiatique* (1996), discuté sur le blog L'Indécise <http://indecise.hypotheses.org/284>

- [1] J.J. Thomson, "Cathode Rays", *Philosophical Magazine* 44 (269) : 293 (1897)
- [2] J.J. Thomson, "On the Structure of the Atom : an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a number of Corpuscles arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle ; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure", *Philosophical Magazine Series 6 7 (39) : 237-265* (1904)
- [3] E. Rutherford, "The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom", *Philosophical Magazine. Series 6, vol. 21*, May 1911.
- [4] W. Prout, "On the Relation between the Specific Gravities of Bodies in their Gaseous State and the Weights of their Atoms", *Annals of Philosophy 6 : 321-330* (1815)
- [5] E. Rutherford, "Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of the Royal Society A 97 (686) : 374-400* (1920)
- [6] Irène Joliot-Curie et Frédéric Joliot, "Émission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence des rayons  $\gamma$  très pénétrants", *Comptes Rendus 194 : 273*. (1932)
- [7] J. Chadwick, "Possible Existence of a Neutron", *Nature 129 (3252) : 312* (1932)
- [8] Henri Becquerel, "Sur les radiations émises par phosphorescence" *Comptes Rendus 122* (1896). E. Rutherford, "Uranium radiation and the electrical conduction produced by it", *Philosophical Magazine, Series 5, vol. 47, no. 284, pages 109-163* (1899).
- [9] A. Einstein, "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt", *Annalen der Physik (Berlin) 322 (6), pp. 132-148*, 18 mars 1905
- [10] A.H. Compton, "A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements", *Physical Review 21 (5) : 483-502* (May 1923)



- [11] P.A.M. Dirac, "The Principles of Quantum Mechanics", *Clarendon Press, Oxford*, 1930.
- [12] W. Heisenberg, "Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik", *Z. Phys.* 43 : 172–198 (1927).
- [13] M. Born, "Physical aspects of quantum mechanics", *Nature* 119 : 354–357 (1927).
- [14] E. Schrödinger, "Quantisierung als Eigenwertproblem", *Annalen der Physik (Berlin)* 384 (4) : pp. 273–376 (1926).
- [15] W. Pauli, "Lettre d'ouverture du groupe de radioactivité à Tübingen", 4 décembre 1930
- [16] C. L. Cowan Jr., F. Reines et al, "Detection of the Free Neutrino : a Confirmation", *Science* 124 (3212) : 103–4 (July 1956)
- [17] A. Einstein, "Zur Elektrodynamik bewegter Körper", *Annalen der Physik* 17 : 891 (1905)
- [18] C.D. Anderson, "The Positive Electron", *Physical Review* 43 (6) : 491 (1933).
- [19] E. Noether, "Invariante Variationsprobleme". *Nachr. D. König. Gesellsch. D. Wiss. Zu Göttingen, Math-phys. Klasse* 1918 : 235-257 (1918)
- [20] Seth H. Neddermeyer and C.D. Anderson, "Note on the nature of cosmic-ray particles", *Physical Review* 51 : 884 (1937).
- [21] J. Schwinger, "Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation", *Physical Review* 74 (10) : 1439–1461 (1948)
- [22] R. P. Feynman, "Mathematical Formulation of the Quantum Theory of Electromagnetic Interaction", *Physical Review* 80 (3) : 440–457 (1950)
- [23] S. Tomonaga, "On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields", *Progress of Theoretical Physics* 1 (2) : 27–42 (1946)
- [24] F. Dyson, "The Radiation Theories of Tomonaga, Schwinger, and Feynman", *Physical Review* 75 (3) : 486–502 (1949)
- [25] R. Feynman, "The Theory of Positrons", *Physical Review* 76 (76) : 749 (1949)
- [26] H. Yukawa, "On the interaction of elementary particles", *Proc. Phys. Math. Soc. Japan.* 17 48 (1935)
- [27] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, C. Powell, "Processes Involving Charged Mesons", *Nature* 159 (4047) : 694 (1947)
- [28] G. Rochester and C. Butler, "Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles", *Nature* 160 : 855 (1947)
- [29] V. Hopper and S. Biswas, "Evidence Concerning the Existence of the New Unstable Elementary Neutral Particle", *Phys. Rev.* 80 : 1099 (1950)
- [30] V. E. Barnes et al, "Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three", *Physical Review Letters* 12 (8) : 204 (1964)
- [31] C. Yang and R. Mills, "Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance", *Physical Review* 96 (1) : 191–195 (1954)
- [32] M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Phy. L.* 8 (3) : 214–215 (1964)
- [33] G. Zweig, "An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking", *CERN Geneva - TH. 401 (REC.JAN. 64) 24p* (1964)

- [34] J. Aubert et al, "Experimental Observation of a Heavy Particle  $J$ ", et J. Augustin et al, "Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+e^-$  Annihilation", *Physical Review Letters* 33 (23) : 1404–1406 et 1406–1408 (2 décembre 1974)
- [35] S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, "Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry", *Physical Review D* 2 (7) : 1285 (1970)
- [36] M. Kobayashi and T. Maskawa, "CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction", *Progress of Theoretical Physics* 49 (2) : 652–657 (1973)
- [37] The E288 Collaboration, "Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 Gev in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions", *Physical Review Letters* 39 : 252–255 (1977)
- [38] The CDF Collaboration, "Observation of Top Quark Production in  $pp$  Collisions with the Collider Detector at Fermilab", *Physical Review Letters* 74 (14) : 2626–2631 (1995)
- [39] The DØ Collaboration, "Search for High Mass Top Quark Production in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV", *Physical Review Letters* 74 (13) : 2422–2426 (1995)
- [40] A. Salam, J.C. Ward, "Electromagnetic and weak interactions", *Phy. L.* 13 (2) : 168 (1964)
- [41] S. Weinberg, "A Model of Leptons", *Phys. Rev. Lett.* 19 (21) : 1264–1266 (1967)
- [42] S.L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions", *Nucl. Phys.* 22 (4) : 579–588 (1961)
- [43] Y. Nambu, G. Jona-Lasinio, "Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity", *Physical Review* 122 : 345–358 (1961)
- [44] J. Goldstone, "Field Theories with Superconductor Solutions", *Nuovo Cimento* 19 (1961)
- [45] J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, "Broken Symmetries", *Phy. Re.* 127 : 965–970 (1962)
- [46] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons", *Physical Review Letters* 13 (16) : 508–509 (1964)
- [47] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons", *Physical Review Letters* 13 (9) : 321–323 (1964)
- [48] The ATLAS collaboration, "Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC", *Physics Letters B* 716 (1) : 1–29 (2012). The CMS collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Physics Letters B* 716 (1) : 30–61 (2012)
- [49] The Muon  $g - 2$  Collaboration, "Measurement of the Negative Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.7 ppm", *Phys. Rev. Lett.* 92, 161802 (2004)
- [50] The LHCb Collaboration, "Search for the rare decays  $B^0 \rightarrow J/\psi\gamma$  and  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\gamma$ ", *Phys. Rev. D* 92, 112002 (2015)
- [51] The LHCb Collaboration, "Observation of  $J/\psi p$  resonances consistent with pentaquark states in  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$  decays", *Physical Review Letters* 115 (7) (2015)
- [52] K.G. Begeman, A.H. Broeils and R.H. Sanders, "Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics", *Mon. Not. Royal Astron. Society* 249, 523–537 (1991)
- [53] The Planck Collaboration, "Planck 2013 results : XVI Cosmological parameters", *Astronomy & Astrophysics*, 571, A16 (2013)

- [54] The AMS-02 Collaboration, "First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV", *Physical Review Letters* 110 (14) : 141102 (2013)
- [55] The IceCube Collaboration, "Search for Dark Matter Annihilation in the Galactic Center with IceCube-79", *European Physical Journal C* 75 492 (2015)
- [56] The CAST Collaboration, "Search for Solar Axions by the CERN Axion Solar Telescope with He-3 Buffer Gas : Closing the Hot Dark Matter Gap", *Phys. Rev. L.*, 112, 9, 091302 (2014)
- [57] The EDELWEISS Collaboration, "Axion searches with EDELWEISS-II", *JCAP* (13) 11-067
- [58] The ATLAS Collaboration, "Search for dark matter pair production in events with a hadronically decaying  $W$  or  $Z$  boson and missing transverse momentum in  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-073* (2013)
- [59] The ATLAS Collaboration, "Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a  $Z$  Boson in ATLAS", *Phys. Rev. Lett.* 112, 201802 (2014)
- [60] J.M. Maldacena, "The Large N limit of superconformal field theories and supergravity", *Adv.Theor.Math.Phys.* 2 231-252 (1998)
- [61] E. Witten, "Anti-de Sitter space and holography", *Adv.Theor.Math.Phys.* 2 253-291 (1998)
- [62] S.S. Gubser, I.R. Klebanov, A.M. Polyakov, "Gauge theory correlators from noncritical string theory", *Phys.Lett. B* 428 105-114 (1998)
- [63] The Super-Kamiokande Collaborations, "Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos", *Physical Review Letters* 81 (8) : 1562-1567 (1998)
- [64] P. Minkowski, " $\mu \rightarrow e\gamma$  at a Rate of One Out of 1-Billion Muon Decays?", *Physics Letters B* 67 (4) : 421 (1977)
- [65] T. Yanagida, "Horizontal Symmetry and Masses of Neutrinos", *Progress of Theoretical Physics* 64 (3) : 1103-1105 (1980)
- [66] L. Canetti, M. Drewes, M. Shaposhnikov, "Matter and Antimatter in the Universe", *New J.Phys.* 14 : 095012 (2012)
- [67] G. Servant, "Baryogenesis from Strong CP Violation and the QCD Axion", *Phys.Rev.Lett.* 113 17, 171803 (2014)
- [68] P. Eerola, for the ATLAS, CDF, CMS, D0, LHCb collaborations, "Rare  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decays", *Proceedings CIPANP 2012*
- [69] R.D. Peccei, H.R. Quinn, "CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles", *Physical Review Letters* 38 (25) : 1440-1443 (1977)
- [70] R.D. Peccei, H.R. Quinn, "Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles", *Physical Review D* 16 (6) : 1791-1797 (1977)
- [71] J.L Gervais, B. Sakita, "Field theory interpretation of supergauges in dual models", *Nuclear Physics B* 34 (2) : 632-639 (1971)
- [72] J. Wess, B. Zumino, "Supergauge transformations in four dimensions", *Nuclear Physics B* 70 : 39-50 (1974)
- [73] Y.A. Golfand, E.P. Likhtman, "Extension of the Algebra of Poincaré Group Generators and Violation of  $P$  Invariance", *JETP Lett.* 13 :323-326, 1971

- [74] The ATLAS Collaboration, "Summary of the searches for squarks and gluinos using  $\sqrt{s} = 8$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS experiment at the LHC", *CERN-PH-EP-2015-162* (2015)
- [75] The CMS Collaboration, "Search for supersymmetry in final states with missing transverse energy and 0, 1, 2, 3, or at least 4 b-quark jets in 8 TeV  $pp$  collisions using the variable  $\alpha_T$ ", CMS-PAS-SUS-12-028 (2012)
- [76] S. Dimopoulos, H. Georgi, "Softly Broken Supersymmetry and  $SU(5)$ ", *Nucl. Phys. B193 :150*, 1981
- [77] D.Z. Freedman, P. van Nieuwenhuizen and S. Ferrara, "Progress Toward A Theory Of Supergravity", *Physical Review D13 pp 3214-3218*, (1976)
- [78] H.P Nilles, "Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics", *Phys.Rept. 110 (1984) 1-162* (1983)
- [79] W. Nahm, "Supersymmetries and their representations", *Nuc. Phy. B 135 pp 149-166* (1978)
- [80] E. Witten, "Search for a realistic Kaluza-Klein theory", *Nuc. Phy. B 186 pp 412-428* (1981)
- [81] E. Witten, "String theory dynamics in various dimensions", *Nuclear Physics B 443 (1) : 85-126* (1995)
- [82] A.H. Chamseddine, R.L. Arnowitt, P. Nath, "Locally Supersymmetric Grand Unification", *Phys.Rev.Lett. 49 970* (1982)
- [83] The ATLAS Collaboration, "Summary of the searches for squarks and gluinos using  $\sqrt{s} = 8$  TeV  $pp$  collisions with the ATLAS experiment at the LHC", *Journal of High Energy Physics, vol. 1510, p. 054-154* (2015)
- [84] M. Shifman, "Large extra dimensions : Becoming acquainted with an alternative paradigm", *International Journal of Modern Physics A25 :199-225* (2010)
- [85] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, "The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter", *Physics Letters B429 (3-4) : 263-272*, (1998)
- [86] E.G. Adelberger, B.R. Heckel, A.E. Nelson, "Tests of the Gravitational Inverse-Square Law", *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.53 :77-121* (2003)
- [87] O. Klein, "Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie", *Zeitschrift für Physik A 37 (12) : 895-906* (1926)
- [88] L. Randall, R. Sundrum, "Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension", *PRL 83 (17) : 3370-3373* (1999)
- [89] L. Randall, R. Sundrum, "An alternative to compactification", *PRL, 83, S. 4690-4693* (1999)
- [90] S. Weinberg, "Implications of dynamical symmetry breaking", *Phy. Rev. D13 (4)* (1976)
- [91] M.J. Dugan, H. Georgi and D. Kaplan, "Anatomy of a Composite Higgs Model", *Nucl. Phys. B254, 299* (1985)
- [92] H. Georgi, D. Kaplan, "Composite Higgs and custodial  $SU(2)$ ", *Physics Letters B, Volume 145, Issues 3-4, Pages 216-220*, (1984)
- [93] K. Agashe, R. Contino and A. Pomarol, "The Minimal composite Higgs model", *Nucl. Phys. B719, 165* (2005)
- [94] M. Son R. Sundrum R. Contino, T. Kramer, "Warped/Composite Phenomenology Simplified", *JHEP 0705 :074*, 2007.

## Chapitre 2

# Le grand collisionneur de hadrons et son détecteur ATLAS

Les seuls constituants présents en abondance dans la nature proche sont l'électron, les nucléons et les neutrinos tandis que les positrons, les muons et quelques mésons (pions, kaons) sont plus rares mais apparaissent par exemple dans les gerbes atmosphériques. La construction du Modèle Standard au cours du 20<sup>ème</sup> siècle n'a pu être possible que grâce au développement d'instruments de recherche permettant de créer de nouvelles particules à partir de faisceaux énergétiques. Il s'agit des accélérateurs de particules atteignant des énergies considérables dont les plus récents ont fourni des observations cruciales à la compréhension de la structure de la matière. Après un court rappel historique des différents accélérateurs qui ont contribué à la physique des particules, le collisionneur hadronique LHC du CERN sera décrit avant une revue détaillée du fonctionnement du détecteur ATLAS dont les données exploitées dans cette thèse sont issues.

### 2.1 Des premiers accélérateurs au LHC

De nos jours, les accélérateurs de particules sont légion dans le monde, notamment dans les hôpitaux où ils servent à créer des radionucléides de faible durée de vie pour détecter des tumeurs ou pour les traiter avec la hadronthérapie. La nécessité de créer des faisceaux de particules (photons, électrons, protons) dirigés et énergétiques remonte aux premières études sur la structure des noyaux lourds, pour lesquels le potentiel nucléaire est une barrière expérimentale. Pour ce faire, les physiciens utilisent les effets de la force de Lorentz  $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$  qui s'applique sur un objet chargé : un champ électrique  $\vec{E}$  accélère une particule tandis qu'un champ magnétique  $\vec{B}$  l'enroule autour de son axe. Ces deux actions élémentaires se retrouvent dans n'importe quel accélérateur. Les premiers dispositifs expérimentaux développés utilisent directement la force électrique via une très grande tension, comme le générateur de Van de Graaff. Mais atteindre une grande énergie en une seule poussée d'un champ électrique apparaît difficile à l'époque : ainsi naissent à Berkeley dans les années 1930 les premiers prototypes de *cyclotrons*, constitués de deux électrodes demi-circulaires creuses mises face à face et séparées par un fin espace. Une forte tension est appliquée entre ces deux "D" tandis qu'un champ magnétique uniforme traverse de haut en bas le dispositif permet-

tant à une particule placée au centre du dispositif de suivre une trajectoire en spirale dans les deux "D" tout en voyant son orbite s'agrandir à chaque passage de l'interstice où le champ électrique accélère le mouvement. Le faisceau accéléré sort donc par le rayon extérieur du cyclotron. L'énergie de sortie pour des protons est alors de l'ordre de 20 MeV. Pour monter au-delà, il est nécessaire de diminuer progressivement le champ électrique, de manière synchrone avec l'énergie atteinte, afin de tenir compte des effets relativistes qui perturbent la résonance cyclotron : cette amélioration a conduit aux *synchrocyclotrons* qui produisent des faisceaux énergétiques mais peu intenses. Le premier accélérateur du CERN est le SynchroCyclotron à protons, construit en 1957, délivrant une énergie de 600 MeV. De manière similaire, au lieu de modifier le champ électrique au cours du temps, il est possible d'augmenter le champ magnétique en fonction du rayon, décuplant ainsi l'intensité du faisceau. De tels *cyclotrons isochrones* sont construits dès 1946 à Berkeley et certains sont encore en activité comme à TRIUMF (Canada), RIKEN (Japon), JINR (Russie). La France se dote de cyclotrons isochrones à Grenoble et Saclay ainsi que d'un synchrocyclotron à Orsay.

Le développement des *synchrotrons* constitue une étape cruciale vers la montée en énergie. Le dispositif est alors formé de zones d'accélération linéaire ( $\vec{E}$ ) et de zones de courbure ( $\vec{B}$ ) qui donnent une trajectoire globalement circulaire. Comme son nom l'indique, le champ magnétique est contrôlé de manière synchrone avec l'énergie du faisceau pour qu'il demeure sur la même orbite. Ainsi, l'accélérateur n'est plus un disque compact mais un anneau dont la taille peut être facilement ajustée en utilisant des modules fonctionnels : cavités radiofréquences pour l'accélération, aimants dipolaires pour la déflexion, quadripolaires et sextupolaires pour la focalisation. Les premiers exemples sont le Cosmotron (Brookhaven) et le Bevatron (Berkeley) construits vers 1953, qui produisent des faisceaux de protons d'une énergie alors inégalée d'environ 5 GeV. Les laboratoires pionniers se dotent alors de tels instruments : Saturne (CEA Saclay), Synchrophasotron (JINR), Zero Gradient Synchrotron (Argonne) et ProtonSynchrotron (CERN) sont construits à la fin des années 1950 pour une gamme d'énergie allant de 3 à 30 GeV. Pour autant, les faisceaux de particules sont animés d'un mouvement d'oscillation autour de l'orbite circulaire ce qui contrecarre une partie du travail des cavités RF. L'utilisation d'aimants multipolaires, comme les quadripoles et les sextupoles, placés les uns après les autres dans des configurations de pincement selon des axes différents permet une focalisation accrue des particules et une meilleure synchronisation des paquets dans les cavités. Cette technique des *gradients inversés* est inaugurée à Brookhaven avec l'Alternating Gradient Synchrotron en 1960 avant d'être généralisée aux synchrotrons existants, comme le PS du CERN. C'est alors le temps des collisionneurs qui, en plus d'accélérer des particules, les font se rencontrer à très haute énergie. Les premiers exemplaires de ces collisionneurs à Frascati, Novossibirsk, Orsay ou Stanford utilisent des faisceaux d'électrons et de positrons d'une énergie au centre de masse aux alentours de 500 MeV. Dès lors, l'augmentation de l'énergie disponible est obtenue en changeant les dimensions des anneaux, qui passent de la dizaine de mètres de circonférence dans les années 1960 aux centaines de mètres (DORIS à Hambourg) voire au kilomètre. Ainsi, PETRA, construit à Hambourg en 1978, délivre des collisions  $e^+e^-$  d'une énergie de 40 GeV pour une circonférence de 2 km tandis que l'Intersecting Storage Ring du CERN collisionne des protons à 31 GeV via un double anneau d'1 km. Les techniques de refroidissement stochastique développées en parallèle rendent possible de stocker des antiprotons, ouvrant la voie au premier collisionneur proton-antiproton de l'histoire. Le Super Proton Synchrotron du CERN, doté d'un

anneau de 7 km, est mis en service en 1976 en expériences sur cible fixe à 450 GeV puis en collisionneur  $S\bar{p}\bar{p}S$  en 1981. Il permet la recherche des bosons  $W$  et  $Z$  avec une énergie de faisceau de 315 GeV. Les expériences associées UA1 et UA2 mettent en évidence l'existence des bosons massifs  $W$  et  $Z$  tandis que NA31 puis NA48 observe la violation CP directe dans les kaons. La suprématie du CERN s'étend alors jusqu'au début des années 1990 avec le projet démesuré d'un anneau de 27 km, le Large Electron Positron collider (LEP) qui collisionne deux faisceaux  $e^+$  et  $e^-$  à 45 GeV chacun, permettant d'étudier la largeur invisible du  $Z$  et de déterminer l'existence de 3 familles de neutrinos. L'énergie totale du centre de masse est alors augmentée jusqu'à atteindre 209 GeV, dans le but de chercher le Higgs. Elle autorise ainsi l'étude du couplage  $ZWW$ . Bien que n'ayant pas découvert de nouvelle particule, les détecteurs associés (OPAL, ALEPH, L3 et DELPHI) effectuent des mesures de précision sur le secteur électrofaible et en QCD. En 1992, le concurrent américain prend la relève avec son propre collisionneur  $p\bar{p}$ , le Tevatron. Il utilise des aimants supraconducteurs et mesure 6 km de long, fournissant des collisions à une énergie de 900 GeV, la plus élevée alors. Il permet d'observer, via ses détecteurs CDF et  $D\bar{O}$ , le quark top ainsi que des baryons rares. Pendant ce temps, le CERN entreprend de recycler les infrastructures du LEP dans le but d'y établir le plus puissant collisionneur hadronique jamais construit jusqu'à aujourd'hui ... le Large Hadron Collider.

## 2.2 Le Large Hadron Collider

En 1989, lorsque le projet LHC est lancé, les bosons  $W$  et  $Z$  ont été découverts, seul le quark top manque à l'appel. L'accélérateur est conçu dans le but de s'intéresser à la physique du Higgs et d'ouvrir le champ de recherche de la physique au-delà du Modèle Standard et en particulier de la supersymétrie, le modèle le plus en vogue alors. En concurrence avec un projet finalement abandonné, le Superconducting Super Collider, de 87,1 km de circonférence pour des faisceaux de 20 TeV, les performances du LHC sont prévues pour aller jusqu'à 17 TeV dans le centre de masse avec une luminosité de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . De plus, des modes de collisions ion-ion ou proton-électron sont envisagées.

### 2.2.1 La chaîne d'accélération

Au fil des avancées présentées en introduction, de nouveaux accélérateurs ont été construits au CERN, tout en tirant partie des dispositifs précédents. Ainsi, le LHC actuellement en fonctionnement n'est en fait que la dernière partie de toute une chaîne d'accélérateurs historiques qui préparent les faisceaux de protons. La Figure 2.1 montre ces différents éléments mis bout à bout.

La source de protons est une bonbonne de gaz d'hydrogène qui est ionisé dans une cavité d'un accélérateur linéaire, le Linac2, puis accéléré à une énergie de 50 MeV. Sachant que l'énergie cinétique  $E_{acc}$  est reliée à la masse via le facteur de Lorentz,  $E_{acc} = (\gamma - 1)m$ , cela signifie que les protons vont à 0,314 fois la vitesse de la lumière. Ces paquets de protons sont délivrés à une fréquence de 1 Hz au booster du Proton Synchrotron, composé de 4 anneaux superposés qui préparent en parallèle 4 séries de paquets à 1.4 GeV. Ceux-ci sont rassemblés par la suite et remplissent le Pro-

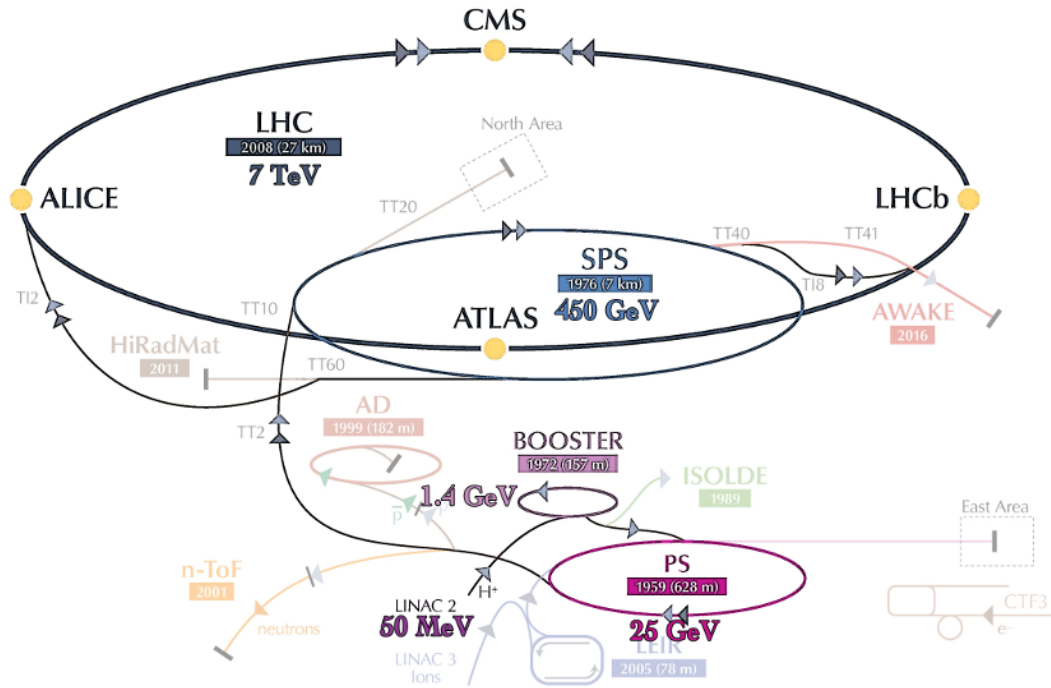


FIGURE 2.1 – Accélérateurs successifs utilisés pour le LHC (en gras) ainsi que d’autres expériences annexes implantées au CERN (en transparence).

ton Synchrotron avec un faisceau plus intense allant à 91,6%  $c$ . Grâce au booster qui multiplie quasiment par 3 le facteur de Lorentz, les interactions internes au faisceau connues sous le nom de charge d’espace sont supprimées ce qui permet de remplir davantage le PS que si le Linac 2 était directement branché au PS. Le faisceau est alors accéléré à 25 GeV dans un anneau de 630 m de long à l’aide de près de 300 électro-aimants dont une centaine de dipôles pour assurer la courbure des protons. Circulant à près de 99,93% de la vitesse de la lumière, les protons sont alors envoyés au Super Proton Synchrotron d’une circonférence de 7 km où ils sont accélérés par 1317 électroaimants, dont 744 dipôles, à 450 GeV. C’est alors l’étape du remplissage du LHC, l’anneau de 27 km, qui peut contenir 2808 paquets de  $10^{11}$  protons circulant en sens opposés dans chacun des deux tubes à vide. Comme le SPS n’accélère que 240 paquets en 18 secondes, il faut presque une demi-heure pour remplir le LHC. Ces 2808 paquets sont séparés d’un espace temporel de 25 ns (c’est à dire 7,5 mètres) et ont un étalement propre de 7,5 cm. Un paquet fait environ 11000 tours par seconde. L’anneau que constitue le LHC, à 100 m sous terre, est un assemblage de 9593 électroaimants supraconducteurs dont 1232 dipôles de courbure et 392 quadripôles de focalisation répartis en 8 octants tandis qu’une section comporte les 8 cavités radiofréquence. Le régime supraconducteur des dipôles câblés de niobum-titane est obtenu à 1.9 K grâce à de l’hélium liquide et permet de générer un champ magnétique de 8.3 T à l’aide d’un courant de près de 12 kA. Les premières collisions eurent lieu le 20 novembre 2009, lançant le programme de recherche du Run 1 sur des données à  $\sqrt{s} = 7$  et 8 TeV collectées sur la période 2011-2012. Quelques mois supplémentaires d’exploitation au Run 1 ont été accordés à l’issue de la découverte du boson de Higgs avant d’entamer, en février 2013, la phase de travaux pour une montée en énergie à 13 puis 14 TeV. Le Run 2 a démarré le 10 avril 2015.



### 2.2.2 Les détecteurs

Aux 4 points de collision, les croisements de faisceaux se produisent avec une fréquence de 40 MHz. Compte tenu des énergies mises en jeu, les dispositifs expérimentaux doivent être suffisamment robustes aux radiations pour s'assurer d'un bon fonctionnement. Sur la circonférence du LHC se trouvent 4 grandes expériences auxquelles s'ajoutent 3 détecteurs dédiés.

- ATLAS [4] et CMS [5] sont des détecteurs de physique généralistes dédiés aux mesures du Modèle Standard, à la recherche du boson de Higgs ainsi que de toute nouvelle physique.
- LHCb [6] est spécialisé dans la physique du quark b, à partir de laquelle peut être étudiée de la violation CP via la force faible. Il s'intéresse à des phénomènes rares du Modèle Standard via des mesures de précision sur les modes de désintégration des mésons B ainsi que leur asymétrie, ce qui inclut aussi des recherches de nouvelle physique. Ce n'est pas un détecteur symétrique, il n'observe les produits des collisions que pour une faible acceptance.
- ALICE [7] est construit pour l'étude des collisions plomb-plomb et vise à reproduire des conditions proches du Big-Bang grâce à un plasma de quarks-gluons qui est un état où la densité est telle qu'il n'y aurait presque plus de confinement de la QCD et donc une liberté asymptotique des quarks. Le détecteur n'observe qu'une direction, comme LHCb.
- TOTEM [8] enregistre les diffusions élastiques dans la région vers l'avant, c'est à dire proche de l'axe du faisceau et estime la section efficace totale du LHC.
- MoEDAL [9] recherche toute trace de monopôle magnétique via des particules massives ionisantes qui laissent des traces sous forme de dégât matériel dans le détecteur.
- LHCf [10] scrute la production de pions neutres très énergétiques dans la région vers l'avant, recréant des conditions similaires aux gerbes atmosphériques.

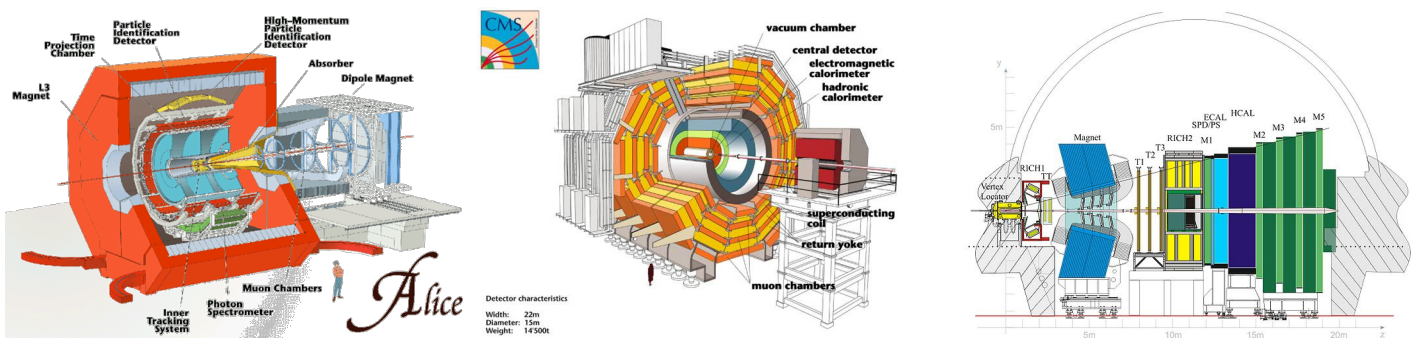


FIGURE 2.2 – Les détecteur ALICE (gauche), CMS (milieu) et LHCb (droite).

### 2.2.3 Luminosité délivrée par le LHC

Les recherches effectuées au LHC sont des analyses statistiques pour lesquelles les quantités caractéristiques correspondent à des probabilités : la section efficace d'un processus, par exemple, est liée à sa probabilité d'occurrence. De même, la luminosité instantanée  $L_I$  est un nombre de particules par unité de temps et de surface, une sorte de flux, pour laquelle, pour un processus donné de section efficace  $\sigma$ , le nombre d'interaction par unité de temps est :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma L_I \quad (2.1)$$

Pour un accélérateur comme le LHC, cette quantité dépend de ses caractéristiques intrinsèques :

- le nombre de paquets de protons  $N$
- la fréquence  $f$  de l'anneau
- le nombre de protons  $n$  par paquet
- la fonction de focalisation longitudinale du faisceau  $\beta$
- l'émittance du faisceau  $\epsilon$

Connaissant ces paramètres, la luminosité instantanée du LHC est donnée par :

$$L_I = \frac{f N n_1 n_2}{2\pi\beta\epsilon_1\epsilon_2} \quad (2.2)$$

La connaissance précise de ces caractéristiques est obtenue dans des conditions particulières : la position relative des faisceaux est modifiée puis le nombre d'interactions moyen est mesuré. Avec un tel balayage, dit de Van der Meer [11–13], l'émittance du faisceau peut être extrapolée.

La Figure 2.3 montre la luminosité maximale atteinte pendant le Run 1 et le Run 2.

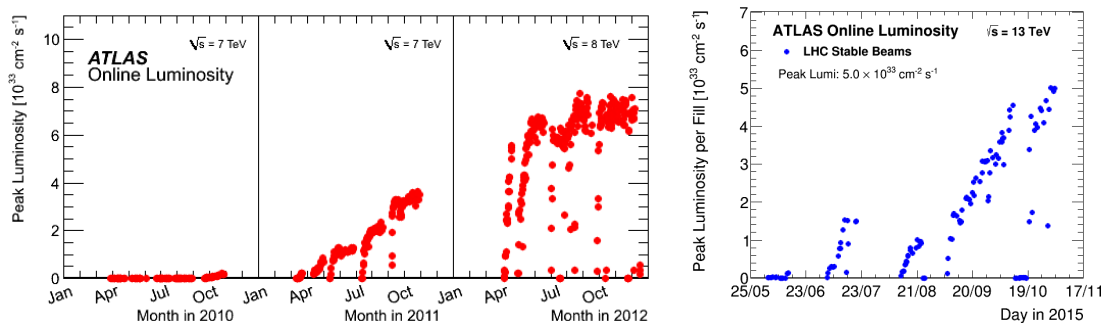


FIGURE 2.3 – Luminosité instantanée maximale délivrée chaque jour lors du Run 1 et du Run 2.

Le LHC a délivré pendant le Run 1 et le début du Run 2, une luminosité intégrée de (Fig. 2.4) :

- $5.5 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2011 pour  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  ( $4.7 \text{ fb}^{-1}$  exploités par ATLAS)
- $22.8 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2012 pour  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  ( $20.3 \text{ fb}^{-1}$  exploités par ATLAS)
- $4.2 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2015 pour  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  ( $3.2 \text{ fb}^{-1}$  exploités par ATLAS)

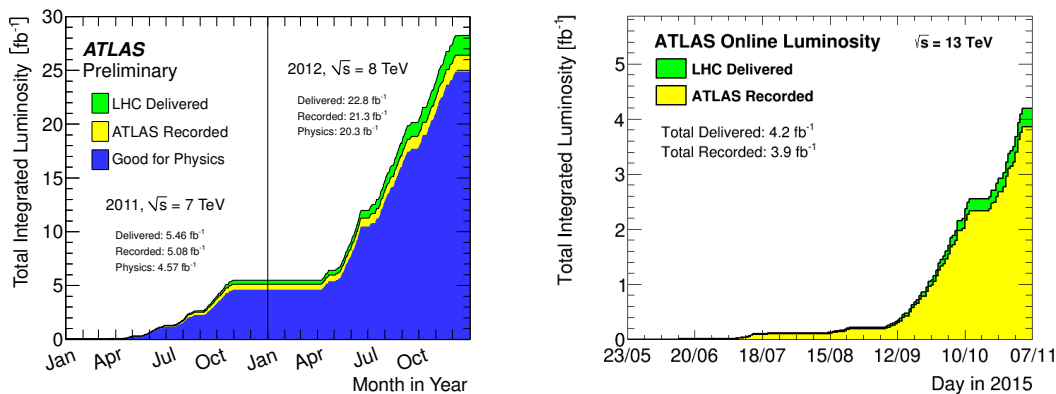


FIGURE 2.4 – Luminosité intégrée délivrée par le LHC à  $\sqrt{s} = 7, 8$  et  $13 \text{ TeV}$ .

Les prises de données s'effectuent par *Run*, c'est à dire qu'une fois que le LHC est rempli de paquets de protons, les collisions se déroulent en continu jusqu'à ce que le faisceau soit arrêté. La luminosité instantanée diminue au fil du Run, au fur et à mesure que les paquets s'appauvrissent : en une heure, elle perd à peu près 10 %. Ainsi, il est plus rentable, au bout de 5-6 heures d'interrompre le Run, de re-remplir le LHC et de recommencer avec une luminosité supérieure. La Figure 2.5 montre la distribution de la durée des faisceaux stables ainsi que la proportion du temps de collisions du LHC par semaine. En moyenne, en 2011, un remplissage donnait 6.1 heures de faisceaux stables ; par ailleurs, les collisions avaient lieu pendant 23% du temps.

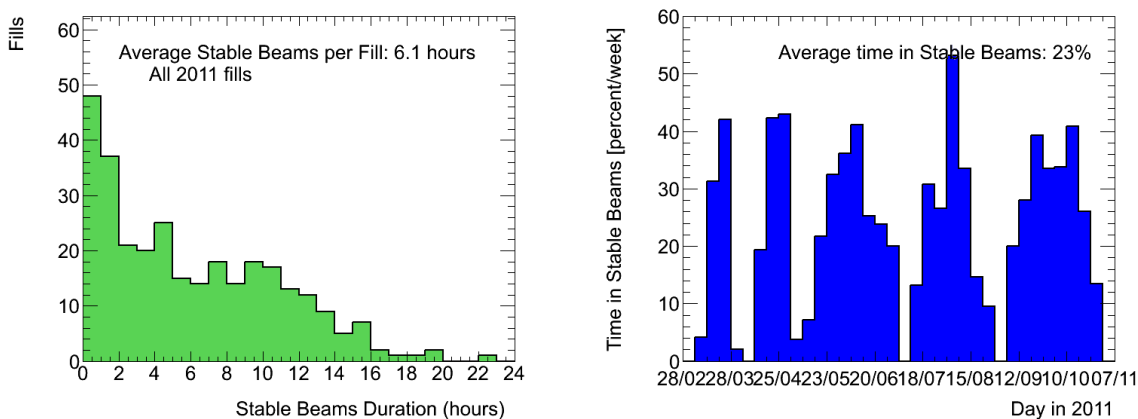


FIGURE 2.5 – Durée de vie des faisceaux en 2011 (gauche) et temps d'occupation du LHC (droite).

## 2.3 Le détecteur ATLAS

La collaboration a commencé à dresser les plans d'un futur détecteur de physique généraliste dès 1993, sous le nom de *A Toroidal LHC Apparatus*. Il est à noter, pour l'anecdote historique, que le projet du détecteur ATLAS résulte du regroupement de deux proto-collaborations, ASCOT et EAGLE, l'une issue des équipes d'ALEPH et l'autre d'UA2, tandis que CMS était constitué d'anciens de UA1, rejoints par la suite par les physiciens de L3. Le travail de conception et de développement des détecteurs, loin d'être monolithiques, est le résultat de synergies, de concessions et de limitations budgétaires. La production des différentes parties du détecteur a été répartie entre les laboratoires partenaires, l'assemblage final étant fait au CERN, dans une caverne expérimentale à 80 mètres sous terre, faisant à peu près la moitié de la taille de la cathédrale Notre-Dame de Paris.

La motivation principale du détecteur ATLAS est de pouvoir explorer un grand spectre de la physique des particules, allant des mesures précises liées au quark top en passant par des recherches de nouvelle physique notamment supersymétrique et jusqu'à l'exploration de la gamme de masse pressentie pour le boson de Higgs (mais non exclue par le LEP). Cet aspect généraliste nécessite de mesurer des états finaux extrêmement variés avec des objets aux propriétés diverses : les modes de désintégration du boson de Higgs considérés pour le LHC sont les canaux diphoton ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ), 4 leptons via un  $Z$  ( $H \rightarrow ZZ$ ) ou bien 2 leptons et 2 neutrinos ( $H \rightarrow WW$  ou  $H \rightarrow ZZ$ ). Il est donc nécessaire de bien identifier les photons ainsi que les électrons et les muons. Par ailleurs, avec un détecteur hermétique, le bilan d'énergie permet d'estimer l'énergie des neutrinos.

Ainsi, la conception des couches de sous-détecteurs d'ATLAS s'inspire des contraintes imposées par ces signatures recherchées : la production de paires de photons dans  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et la réjection  $\gamma/\pi^0$  ont contraint le calorimètre électromagnétique, tandis que la précision de la reconstruction des traces chargées dans le détecteur interne, le champ magnétique utilisé pour courber leurs traces et la construction du spectromètre sont adaptés aux contraintes du canal  $H \rightarrow ZZ$ . Le potentiel de découverte de nouvelle physique était tel que des super-partenaires de moins de 2 TeV ou des bosons  $W'$  et  $Z'$  de moins de 4 TeV seraient observables.

La géométrie du LHC dicte un système de coordonnées cylindriques à partir de l'origine située au point de collision au centre du détecteur ATLAS et dont les axes sont orientés comme suit :

- l'axe  $x$  pointe vers le centre imaginaire de l'anneau du LHC
- l'axe  $y$  est dirigé vers la surface
- l'axe  $z$  suit la direction de l'anneau, pointant vers St-Genis-Pouilly
- un angle  $\theta$  est défini par rapport à l'axe  $z$  dans le plan  $(z,y)$
- un angle  $\phi$  permet de se repérer dans le plan transverse  $(x,y)$

À l'angle  $\theta$  est préférée une variable corrélée, la pseudo-rapacité  $\eta$ , qui est une approximation de la rapidité  $y$ , invariante sous une transformation de Lorentz (contrairement à  $\theta$ ), et définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \text{ approximation relativiste de } y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right) \quad (2.3)$$

Le détecteur couvre l'espace sur  $4\pi$  stéradians dans la limite  $|\eta| \leq 4.9$  et se décompose en :

- un champ solénoïdal entourant le détecteur interne dont la mesure de la courbure des traces dans le plan transverse donne la charge et le moment des particules chargées ;
- un système calorimétrique provoquant des interactions électromagnétiques puis fortes pour mesurer l'énergie des photons, électrons et des gerbes hadroniques liées aux quarks et gluons ;
- un champ toroïdal qui incurve dans le plan  $(z,y)$  la trajectoire des muons qui passe dans un spectromètre identifiant leurs trajectoire, charge et impulsion.

Ces différents sous-systèmes sont représentés Figure 2.6 et vont être détaillés par la suite.

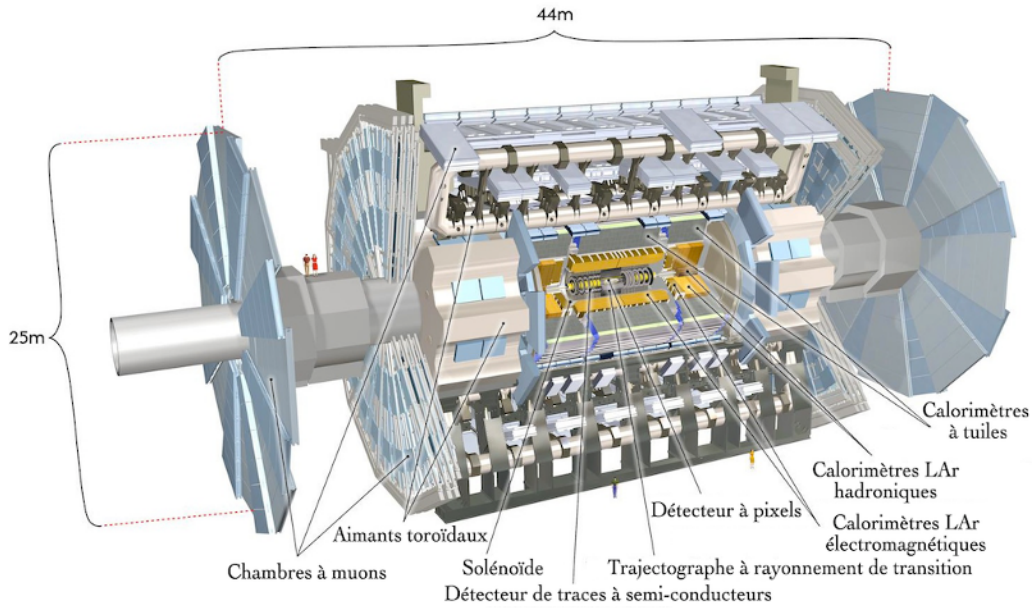


FIGURE 2.6 – Vue éclatée du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs étiquetés.

Les protons accélérés possèdent une impulsion transverse  $p_T$  négligeable au moment de la collision. Puisque les particules interagissant sont des sous-constituants de ces protons, l'état initial en terme de  $p_z$  est inconnu ; par contre, la somme vectorielle des impulsions dans le plan transverse est nulle par conservation du tenseur énergie-impulsion. Si dans l'état final, le bilan en  $p_T$  n'est pas nul, la quantité manquante, notée *énergie manquante transverse* (MET ou  $\cancel{E}_T$ ), représente soit des particules non-détectées (neutrinos) soit un effet instrumental (problème d'étalonnage, reconstruction).

### 2.3.1 Le détecteur interne et le solénoïde

Comme dit précédemment, une des fonctions principales du détecteur interne est de mesurer les impulsions des traces des particules chargées ainsi que de reconstruire les vertex dont elles sont issues. Il s'agit de la première couche du détecteur, commençant à 5 cm du point d'interaction, d'une largeur totale de 2 mètres, comme résumé Figure 2.7. Par conséquent, sa composition est un compromis entre robustesse aux radiations, pour s'assurer d'un fonctionnement optimal pendant 10 ans, et quantité de matière, dont la présence perturbe la précision des mesures des couches suivantes, notamment du calorimètre. Le détecteur interne est placé dans un solénoïde créant un champ magnétique de 2 T selon l'axe du faisceau, ce qui courbe les traces chargées d'un rayon  $R = \frac{\gamma\beta m}{qB}$  via la force de Lorentz. Inférant l'identité de la particule en fonction des traces laissées dans les différentes parties du détecteur, la reconstruction de la courbure de la trace dans le détecteur interne donne la charge de la particule et son impulsion.

L'extrapolation des traces au vertex dont elles sont issues permet de regrouper celles qui proviennent de l'interaction principale et les autres, dans le cas d'interactions multiples par croisement de faisceau comme c'est actuellement le cas au LHC avec en moyenne 21 interactions. De plus, les photons convertis en paires électron-positron sont discernables via un vertex de conversion, sauf dans des cas particuliers de conversion très tôt ou très tard et associées à d'autres traces voisines. Enfin, certaines traces convergent vers des vertex dits déplacés par rapport au vertex primaire. Ces vertex déplacés ou vertex secondaires sont caractéristiques de la production de quarks  $b$ , hadronisés en mésons  $B$ , dont le temps de vol moyen est de 1.5 ps, ce qui correspond à quelques mm de distance. La reconstruction de ces vertex secondaires est décisive dans toutes les études liées à la physique du top car elle permet l'étiquetage des jets de  $b$ , décrit plus loin. L'acceptance du détecteur interne est de  $|\eta| \leq 2.5$ . Il est constitué d'une région centrale (tonneau) et de 2 extrémités (bouchons).

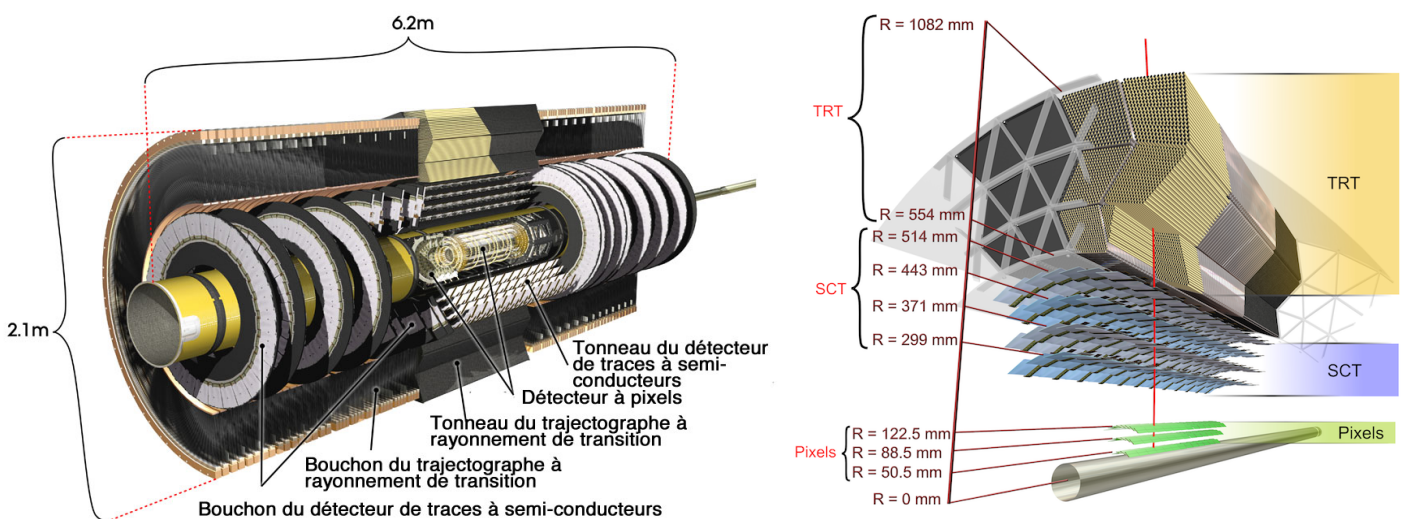


FIGURE 2.7 – Schéma des différentes parties du détecteur interne (gauche) et leurs dimensions caractéristiques dans la région centrale (droite).



Le détecteur interne est structuré en 3 technologies distinctes : un détecteur à pixels de 7 cm d'épaisseur, un détecteur de traces à semi-conducteurs large de 20 cm puis un trajectographe à rayonnement de transition plus conséquent (53 cm), détaillés ci-après.

### Le détecteur à pixels

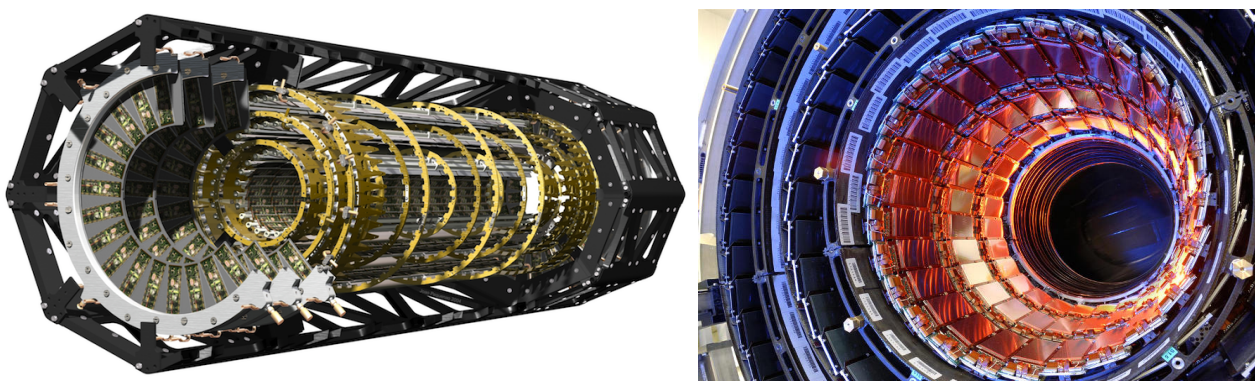


FIGURE 2.8 – Plan du détecteur à pixels : couches concentriques dans le tonneau et anneaux dans les bouchons (gauche) photographie réelle de la partie centrale lors de l'insertion en 2006 (droite).

Le détecteur à pixels, de par sa proximité au point d'interaction, doit pouvoir reconstruire les différents vertex par extrapolation des traces. Le passage des particules est détecté dans chacune des 3 couches segmentées en *pixels* dont l'association est capitale dans la recherche des vertex déplacés des mésons B. Chaque module, visible dans la Figure 2.8, comporte des semi-conducteurs de silicium structurés en 47 232 pixels de  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ , soit près de 80 millions de pixels pour l'ensemble du détecteur. La région centrale s'étend sur  $|z| \leq 400.5 \text{ mm}$  dans laquelle les trois couches sont positionnées à 50.5 mm, 88.5 mm et 122.5 mm de l'axe. Les bouchons, d'acceptance  $|\eta| \leq 2.5$ , sont couverts par des anneaux de modules, situés à  $|z| = 495, 580 \text{ et } 650 \text{ mm}$ . Les semi-conducteurs comportent un milieu actif dans lequel le passage d'une particule crée des paires électrons-trous dérivant vers les extrémités dopées. Le bruit thermique est réduit en refroidissant l'ensemble à  $-7^\circ\text{C}$ . Une telle technologie possède une résolution spatiale de  $80 \mu\text{m}$  en  $z$  et de  $12 \mu\text{m}$  en  $\phi$ .

### Le détecteur de traces à semi-conducteurs

Le détecteur de traces à semi-conducteurs est distant du détecteur à pixels de 18 cm. Il est équipé de la même technologie mais couvre un espace plus important : les 4 couches du tonneau sont situées entre  $R = 299 \text{ mm}$  et  $R = 514 \text{ mm}$  ce qui fait près de 21 cm d'épaisseur comparé aux 7 cm du détecteur à pixels. Le bras de levier mesuré  $y$  est alors plus important en raison de sa taille et sa résolution touche directement la reconstruction des traces. Dans les bouchons, 9 anneaux sont positionnés entre  $z = 853.5 \text{ mm}$  et  $z = 2720.2 \text{ mm}$ . Les semi-conducteurs ne sont plus divisés en pixels mais en bandes le long de l'axe  $z$ , de dimensions  $12 \text{ cm} \times 80 \mu\text{m}$ ; chaque module comporte deux épaisseurs de semi-conducteurs écartés d'un angle de 20 milliradians, comportant

chacun 770 bandes. Cette configuration donne une résolution spatiale bien meilleure en  $\phi$  ( $16 \mu m$ ) qu'en  $z$  ( $580 \mu m$ ), ce qui correspond précisément à la nécessité de bien mesurer la courbure dans le plan transverse, en  $\phi$  donc. La structure du détecteur à traces à semi-conducteurs en couches et en anneaux est visible Figure 2.7.

### Le trajectographe à rayonnement de transition

Situé entre  $R = 554$  mm et  $R = 1082$  mm, pour  $|\eta| \leq 2$ , le trajectographe à rayonnement de transition effectue la dernière mesure de trajectoire avant l'entrée dans le calorimètre. Il est équipé d'une technologie en pailles, environ 36 000, alignées le long de l'axe  $z$ . Celles-ci mesurent 144 cm de long pour la région du tonneau et 37 cm de long dans les bouchons, où elles sont placées radialement, comme illustré Figure 2.7. Ces pailles sont des tubes à dérive en polyamide de 4 mm de rayon, remplis d'un gaz actif composé majoritairement de xenon (70 %) et d'un mélange désactivateur constitué de  $CO_2$  (27 %) et  $O_2$  (3 %) qui arrête les excitations secondaires. Une anode de tungstène-or de diamètre  $31 \mu m$  est située au centre du tube et une tension de 1 530 V est appliquée. Entre chaque paille, du polypropylène est inséré. Le principe du rayonnement de transition vient de l'émission de photons lors du passage d'un milieu à un autre ayant des constantes diélectriques différentes. Le gaz est ionisé par ces photons et les ions produits sont collectés par les électrodes. La présence de mousse polypropylène favorise, par de multiples interfaces, l'avènement de tels rayonnements, caractéristiques de chaque type de particule car reliés au facteur de Lorentz. Ainsi, un pion chargé dépose moins d'énergie qu'un électron, ce qui constitue un moyen efficace de discriminer et d'identifier les hadrons et les leptons, avec par exemple une probabilité inférieure à 0,001 % de confondre un  $\pi^\pm$  et un  $e^\pm$  de  $p_T \leq 17$  GeV en ajoutant les informations du calorimètre. Les particules laissent en moyenne 36 points de passage dans les pailles avec une résolution de  $170 \mu m$  en  $\phi$ .

### Performances du détecteur interne

Les résolutions des différentes parties du détecteur interne sont résumées dans la Table 2.1. Elles sont données dans le plan transverse  $R\phi$  et selon  $z$ , suivant les segmentations des couches. L'efficacité de reconstruction des traces pour  $0.5 \leq p_T \leq 5$  GeV, dans l'acceptance en  $\eta$  du détecteur interne sont montrées Figure 2.9, ainsi que la résolution sur l'impulsion mesurée dans les données cosmiques de 2008 en fonction de  $p_T$  et  $\eta$  [16].

### L'aimant solénoïde

Le solénoïde est composé de câbles de Niobium-Titane-Cuivre supraconducteurs en-dessous de 10 K assemblés en un cylindre de 2.3 mètres de diamètre sur 6.3 mètres de long. Il est refroidi à une température de 4.2 K, grâce à un courant d'hélium diphasique. Le champ magnétique obtenu dans le solénoïde grâce à un courant de 7.7 kA est de 2 T dirigé le long de l'axe  $z$ . Le champ magnétique



TABLE 2.1 – Paramètres des différentes sous-parties du détecteur interne. Les résolutions données dépendent de l'angle d'impact et sont données pour information à  $\eta = 0$ .

Système	Emplacement	Résolution ( $\mu\text{m}$ )	Couverture en $\eta$
Détecteur à pixels	1 <sup>ère</sup> couche du tonneau	$R\phi=12, z=66$	$ \eta  \leq 2.5$
	Couches 2 et 3 du tonneau	$R\phi=12, z=66$	$ \eta  \leq 1.7$
	5 disques bouchons	$R\phi=12, R=77$	$1.7 \leq  \eta  \leq 2.5$
Détecteur de traces à semi-conducteurs	4 couches du tonneau	$R\phi=16, z=580$	$ \eta  \leq 1.4$
	9 roues bouchons	$R\phi=16, R=580$	$1.4 \leq  \eta  \leq 2.5$
Trajectographe à rayonnement de transition	Pailles du tonneau	$R\phi=170$	$ \eta  \leq 1.4$
	Pailles du bouchon	$z=170$	$1.4 \leq  \eta  \leq 2.5$

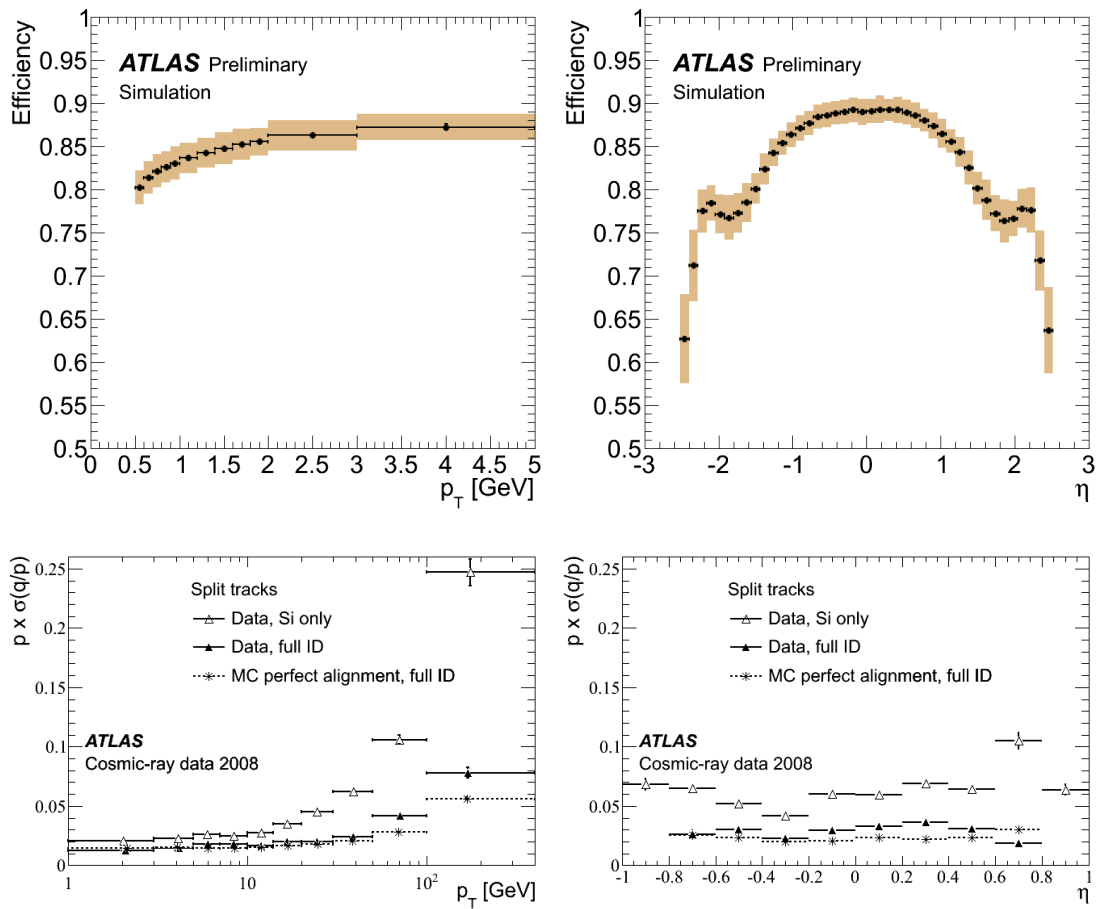


FIGURE 2.9 – Efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur interne et résolution sur l'impulsion des traces en fonction de  $p_T$  et  $\eta$  [16].

du solénoïde est confiné par les calorimètres à tuiles en fer et provoque un retour de flux. Un aperçu de l'aimant pesant près de 5,7 tonnes est montré Figure 2.10. Sa structure est telle qu'il représente seulement  $0.7 X_0$  de longueur de radiation de matière. La répartition de la matière, hors solénoïde, en amont du calorimètre est aussi représentée.

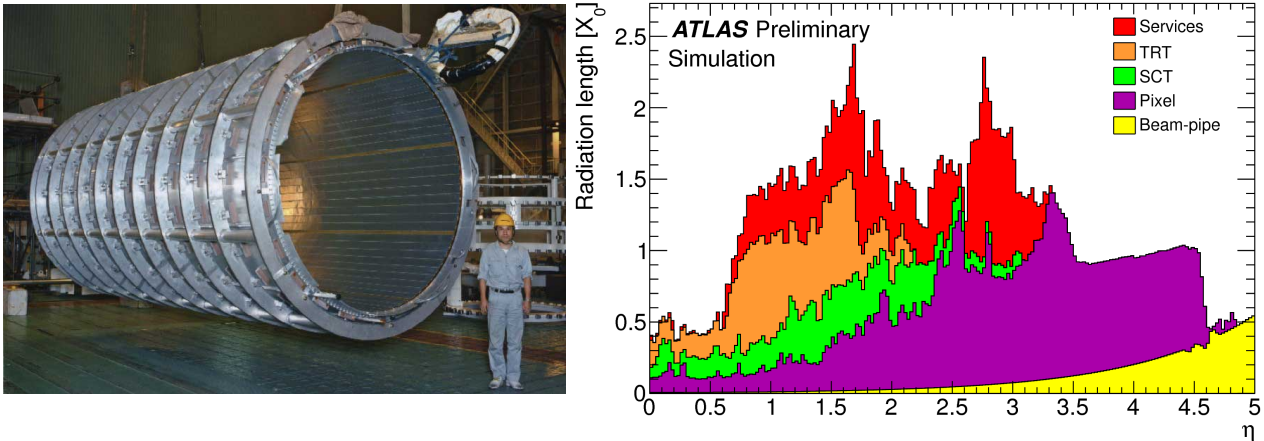


FIGURE 2.10 – Photographie de l’aimant solénoïde d’ATLAS (gauche) et matière présente avant le calorimètre LAr en fonction de  $\eta$ , exprimée en longueurs de radiation  $X_0$  [1].

### 2.3.2 Les systèmes calorimétriques

Le but principal d’un détecteur calorimétrique est de mesurer l’énergie des particules grâce à de la matière dense qui les arrête tout en limitant la taille du dépôt d’énergie. Il faut distinguer :

- le calorimètre électromagnétique tire partie de l’ionisation et du mécanisme de bremsstrahlung. Lorsqu’une particule chargée possède une énergie au-delà du MeV, elle se trouve déviée et freinée par les noyaux des atomes environnants via l’émission d’une radiation correspondante. Les photons produits ainsi sont libres de se propager puis de créer des paires électron-positron. En-dessous du MeV, une particule chargée peut aussi arracher un électron du nuage atomique. Il s’agit donc d’un ensemble de processus qui se répètent en formant une cascade jusqu’à ce que toute l’énergie de la particule initiale soit cédée à la matière.
- le calorimètre hadronique tire partie de l’interaction forte des hadrons dont la grande masse les rendent insensibles à la déviation provoquant le bremsstrahlung. Un noyau de la matière va interagir avec le hadron incident, être excité et émettre de nouveaux hadrons (nucléons, pions, kaons ...) pour se désexciter. Il y a ici aussi création d’une cascade de particules, tantôt électromagnétiques, tantôt hadroniques.

Le détecteur ATLAS possède un calorimètre électromagnétique situé en amont du calorimètre hadronique (tous deux constitués d’une partie tonneau et d’une partie bouchons) pour pouvoir arrêter et identifier les électrons, photons et pions neutres tout en les séparant des jets hadroniques. Un calorimètre avant se charge du reste de l’acceptance  $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$ . Un schéma desdits systèmes est présenté sur la Figure 2.11.

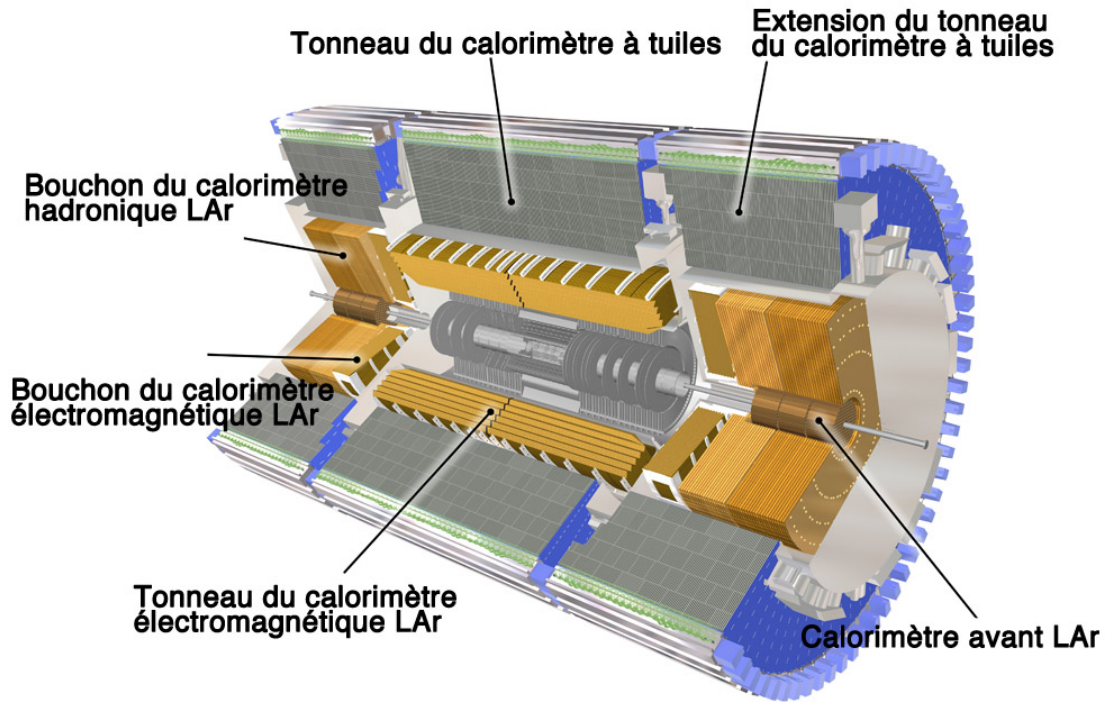


FIGURE 2.11 – Position des différents calorimètres d'ATLAS.

### Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est structuré en 2 régions : la région centrale, le tonneau long de 6,8 m, s'étend jusqu'à  $|\eta| \leq 1.475$  ; les régions aux extrémités, les bouchons avant et arrière, s'étendent sur  $1.375 \leq |\eta| \leq 3.2$ . Le calorimètre est échantillonné grâce à l'alternance de couches de milieu actif (argon liquide) et de couches d'absorbeur (plomb), dont l'épaisseur variable selon  $\eta$  pour s'adapter à la quantité de matière traversée est montrée Table 2.2. Une électrode est insérée au centre de l'argon liquide pour collecter les charges issues de l'ionisation lors du passage des particules chargées. La géométrie adoptée est une structure en accordéon, montrée Figure 2.12, qui a l'avantage de couvrir complètement le détecteur en  $\phi$ , sans angle mort à cause des câbles, tout en transmettant le signal de manière optimale et uniforme. Le choix du plomb comme milieu passif est justifié par sa densité qui freine voire arrête totalement les photons et électrons dans le but de contenir spatialement les gerbes électromagnétiques.

TABLE 2.2 – Dimensions des couches des milieux actif (argon liquide) et passif (plomb) selon l'emplacement dans le calorimètre électromagnétique en  $\eta$ .

Canal	$ \eta  \leq 0.8$	$0.8 \leq  \eta  \leq 1.475$	$1.375 \leq  \eta  \leq 2.5$	$2.5 \leq  \eta $
Épaisseur d'argon liquide	2.1 mm	2.1 mm	0.9-2.8 mm	1.8-3.1 mm
Épaisseur de plomb	1.5 mm	1.1 mm	1.7 mm	2.2 mm

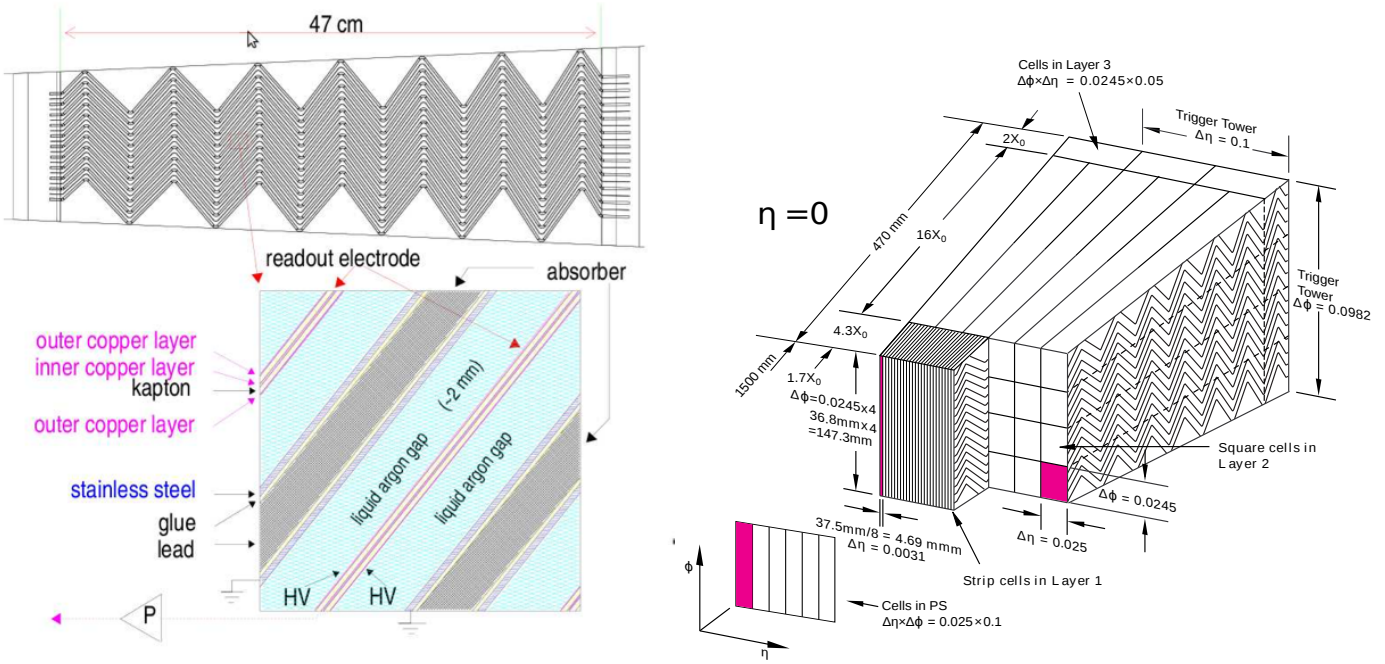


FIGURE 2.12 – Structure en accordéon du calorimètre électromagnétique (gauche) et segmentation en profondeur des cellules calorimétriques dans un module du tonneau (droite).

L'argon liquide est un milieu qui résiste aux radiations sur le long terme ce qui est nécessaire dans la perspective d'un fonctionnement supérieur à 10 ans. De plus, il permet un dépôt d'énergie avec une réponse linéaire. Le calorimètre électromagnétique est refroidi à 88 K, pour liquéfier l'argon, dans le même cryostat que le solénoïde. Les électrodes sont segmentées en profondeur en 4 couches :

- le pré-échantillonneur, à part, dans la région  $|\eta| \leq 1.8$  est une couche qui permet d'estimer la quantité d'énergie déposée dans la matière du détecteur interne et du solénoïde.
- la couche avant possède une segmentation très fine en  $\eta$  afin de pouvoir discriminer les photons et les pions neutres sur une faible épaisseur de  $4 X_0$ .
- la couche du milieu est conçue pour retenir les gerbes d'un photon de 50 GeV dans  $16 X_0$  de matière et possède une segmentation plus grossière.
- la couche arrière, épaisse de  $2 X_0$  sert aux gerbes les plus énergétiques sortant du calorimètre. Elle permet de discriminer les électrons et les hadrons.

La granularité respective des cellules dans le tonneau et les bouchons selon la position en  $\eta$  et en profondeur est donnée dans la Table 2.3.

La résolution en énergie du calorimètre vis-à-vis des dépôts énergétiques des particules électromagnétiques est donnée par la Formule 2.4 :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (2.4)$$

TABLE 2.3 – Granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  des différentes couches du calorimètre électronique en fonction de la position en  $\eta$  et en profondeur dans le détecteur.

Région en $ \eta $	Couche			
	pré-échantillonneur	avant	milieu	arrière
[0, 1.35]	0.025 $\times$ 0.1	0.003 $\times$ 0.1	0.025 $\times$ 0.025	0.05 $\times$ 0.025
[1.35, 1.4]				-
[1.4, 1.5]		0.025 $\times$ 0.1		0.025 $\times$ 0.1
[1.5, 1.8]		0.003 $\times$ 0.1		0.05 $\times$ 0.025
[1.8, 2.0]		0.004 $\times$ 0.1		
[2.0, 2.4]	-	0.006 $\times$ 0.1	0.05 $\times$ 0.025	
[2.4, 2.5]	-	0.025 $\times$ 0.1		
[2.5, 3.2]	-	0.1 $\times$ 0.1		0.1 $\times$ 0.1

où le premier terme  $a$  est relié à **l'échantillonnage**. Pour une particule d'énergie connue, le nombre d'électrons de dérive dans l'argon liquide collectés peut varier et provoquer une fluctuation sur l'énergie reconstruite. Il est directement corrélé à la matière en amont du calorimètre et au développement des gerbes. À  $\eta = 0$ ,  $a \sim 10\%$ . Le deuxième terme  $b$  modélise les différentes sources de **bruit** : le bruit électronique ainsi que l'empilement asynchrone, c'est à dire des collisions précédentes, des longues désintégrations et autres activités rémanentes. Sa contribution est de l'ordre de 200-300 MeV et importe uniquement à basse énergie. Le troisième terme  $c$  est une **constante** qui regroupe tous les phénomènes méconnus et/ou non modélisés du calorimètre, comme les déformations mécaniques, les non-uniformités du matériau, les impuretés du milieu actif et ses fluctuations thermiques. Les dernières estimations donnent  $c = 1.1\%$  dans le tonneau et  $1.8\%$  dans les bouchons. Pour un électron de  $p_T = 50$  GeV, à  $|\eta| = 0.2$ , la résolution en énergie est de 1.7 %. Plus le  $p_T$  augmente, plus la résolution tend vers le terme constant, voir Figure 2.13 [14].

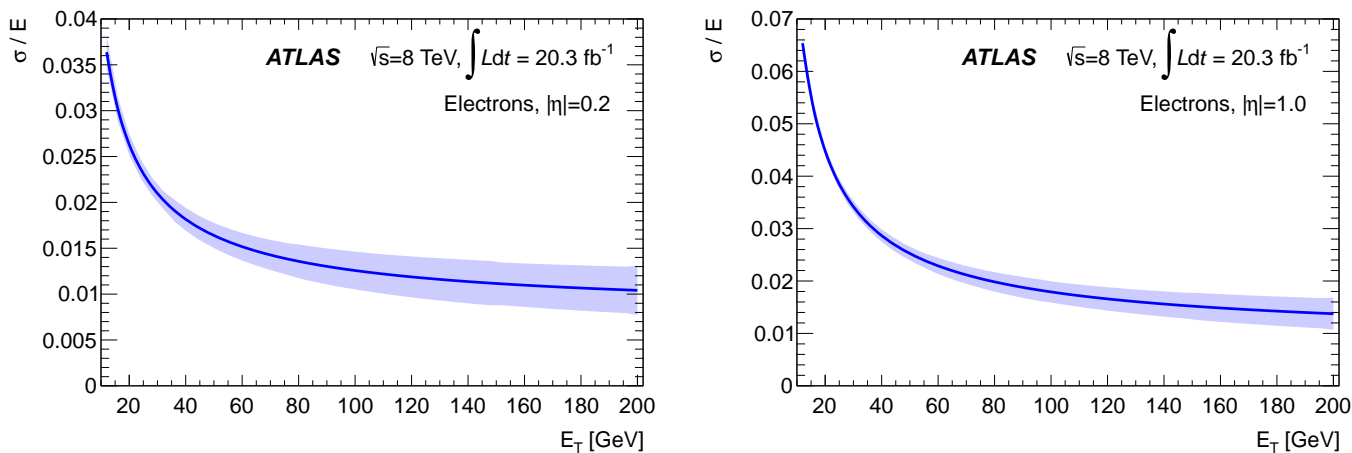


FIGURE 2.13 – Résolution en énergie dans le calorimètre électromagnétique pour des électrons à  $|\eta| = 0.2$  et  $|\eta| = 1.0$  en fonction du  $p_T$  [14].

### Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique mesure les dépôts d'énergie des jets provenant de l'hadronisation des quarks et des gluons. Il est décomposé en 3 structures différentes :

- un tonneau à tuiles scintillantes couvrant la région  $|\eta| \leq 1.0$  au-dessus du tonneau électromagnétique ;
- deux extensions à tuiles scintillantes à  $0.8 \leq |\eta| \leq 1.7$  au-dessus des bouchons électromagnétiques ;
- deux bouchons d'argon liquide situés à  $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$  derrière les bouchons électromagnétiques.

Les gerbes hadroniques et électromagnétiques ne possèdent pas le même étalement du fait que les particules de la cascade hadroniques possèdent un  $p_T$  plus élevé. Le calorimètre hadronique a une longueur d'au moins 8 longueurs d'interaction  $\lambda$  (notée différemment que pour le calorimètre électromagnétique). Cela permet de contenir complètement les gerbes des hadrons d'une énergie de 1 TeV. La granularité du calorimètre hadronique est donnée Table 2.4.

TABLE 2.4 – Granularité en  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  des différents calorimètres hadroniques.

Calorimètre	Région en $ \eta $	Couche		
		avant	milieu	arrière
Tonneau	$ \eta  \leq 1.$	$0.1 \times 0.1$	$0.1 \times 0.1$	$0.2 \times 0.1$
Extensions	$0.8 \leq  \eta  \leq 1.7$	$0.1 \times 0.1$	$0.1 \times 0.1$	$0.2 \times 0.1$
Bouchons LAr	$1.5 \leq  \eta  \leq 2.5$	$0.1 \times 0.1$	$0.1 \times 0.1$	-
	$2.5 \leq  \eta  \leq 3.2$	$0.2 \times 0.2$	$0.2 \times 0.2$	

Le tonneau à tuiles scintillantes mesure 5,8 m de long et ses extensions 2,6 m. Il est constitué d'un échantillonnage de couches d'acier et de tuiles de polystyrène dopé au fluor. Au passage d'une particule dans l'acier, des gerbes hadroniques se développent et les particules chargées ionisent les tuiles qui émettent un rayonnement ultraviolet collecté par une fibre optique à décalage de longueur d'onde qui le transforme en lumière visible et l'envoie à un photomultiplicateur. Le signal électrique sortant est directement proportionnel à l'intensité de la lumière reçue, c'est à dire à la quantité d'énergie déposée dans les tuiles. Un exemple de module à tuiles scintillantes est montré Figure 2.14. La segmentation en profondeur est respectivement de  $1.5 \lambda$  pour la couche avant,  $4.1 \lambda$  pour la couche du milieu et  $1.8 \lambda$  pour la couche arrière, à  $\eta = 0$ . Le tonneau central est un assemblage de 64 module de résolution angulaire  $\Delta\phi \sim 0.1$ .

Les bouchons hadroniques se situent sous les extensions du tonneaux à tuiles scintillantes et à côté des bouchons du calorimètre électromagnétique avec lesquels ils partagent un cryostat. Ils utilisent la même technologie d'argon liquide et d'absorbeur (cuivre) mais au lieu d'être en accordéon, les électrodes sont planes dans le plan transverse. Ils couvrent la région  $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$



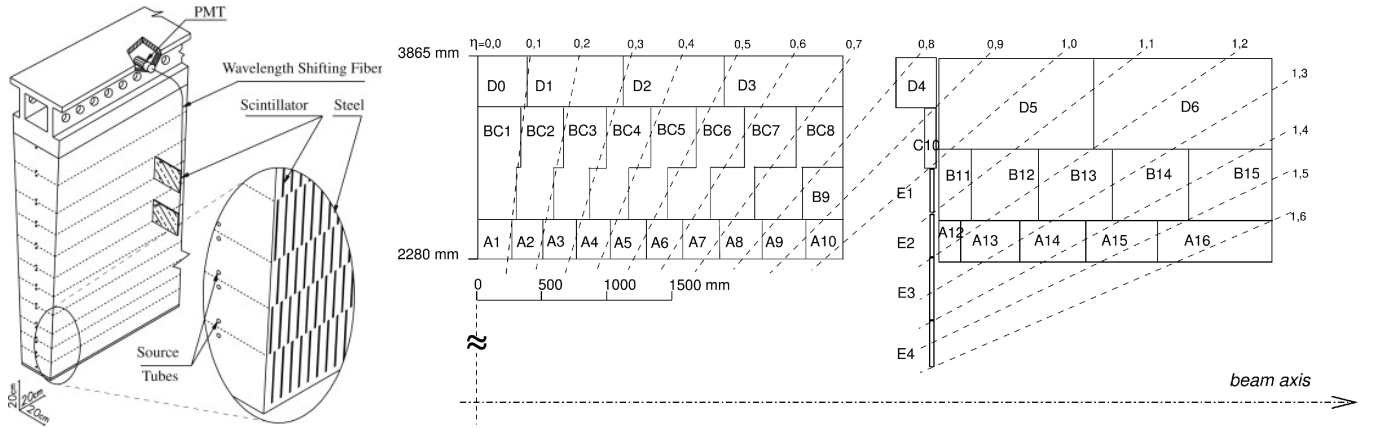


FIGURE 2.14 – Un module du tonneau à tuiles scintillantes (gauche) et segmentation en profondeur des modules en fonction de la distance en  $z$  et de la position en  $\eta$  (droite).

et sont segmentés en deux couches seulement. Chaque bouchon est constitué de 32 modules. La résolution du calorimètre hadronique est modélisée de la même manière que pour le calorimètre électromagnétique avec la formule  $\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2}$ , où cette fois-ci ce sont les jets qui sont considérés et les valeurs estimées lors des faisceaux tests sont de  $a = 52\%$  et  $c \sim 3\%$ . La Figure 2.15 montre l'évolution de cette résolution en fonction de l'énergie des pions utilisés lors des faisceaux tests [4] et les valeurs mesurées dans les données en 2012 [15].

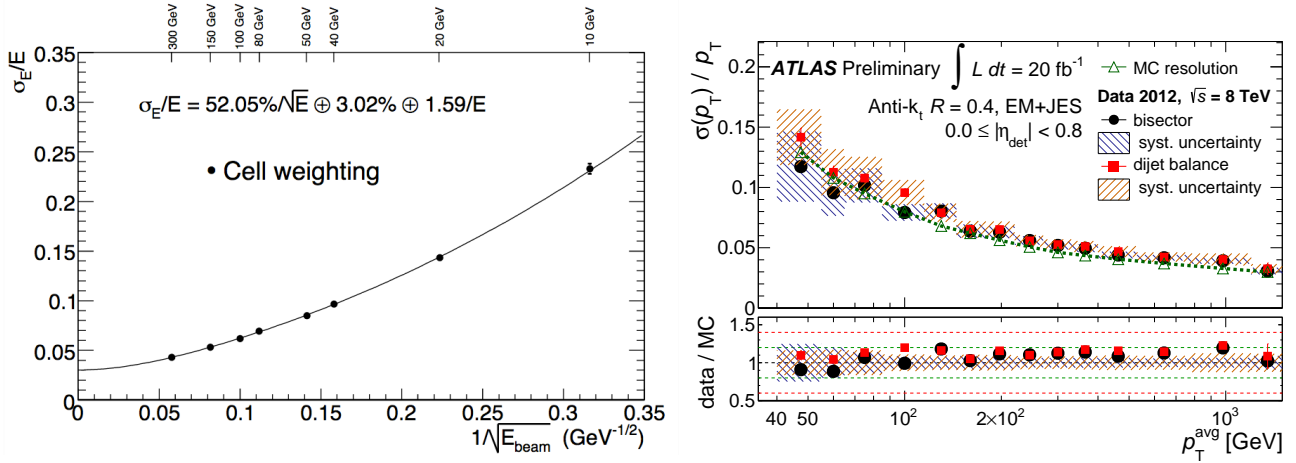


FIGURE 2.15 – Résolution de l'énergie des jets lors des faisceaux tests [4] (gauche) et des collisions à 8 TeV (droite) en fonction du  $p_T$  [15].

### Le calorimètre avant

Les calorimètres avant et arrière servent à fermer hermétiquement l'ensemble calorimétrique et se situent dans le trou à  $3.1 \leq |\eta| \leq 4.9$  à l'intérieur des extensions des calorimètres précédents. La Figure 2.16 illustre leur emplacement, à 4.7 m du centre du détecteur. Ce calorimètre permet de

compléter la mesure de l'énergie transverse totale pour avoir une bonne estimation de la MET. Il se divise en 3 modules successifs fonctionnant avec un milieu actif d'argon liquide : le premier est un module électromagnétique avec un absorbeur en cuivre de longueur d'absorption de  $28 X_0$  tandis que les deux suivants sont des modules hadroniques utilisant du tungstène comme milieu passif, plus dense que le cuivre, pour contenir la gerbe dans une longueur de  $7,2 \lambda$  et limiter la quantité d'énergie sortante. Un blindage additionnel est positionné derrière le 3<sup>eme</sup> module pour réduire davantage le flux sortant. Le temps de dérive est choisi très court (60 ns) pour minimiser les effets d'ionisation dus au fort flux présent à cette pseudo-rapidité. Les modules sont des tubes placés parallèlement au faisceau dans lesquels sont insérées des électrodes circulaires. La couche d'argon liquide circule entre les deux épaisseurs sur  $269 \mu m$ ,  $376 \mu m$  et  $508 \mu m$  respectivement pour les 3 modules, ce qui est bien plus fin que dans le calorimètre électromagnétique (2 mm). Ces tubes sont enfilés dans du matériau absorbeur. La segmentation correspondante est de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ .

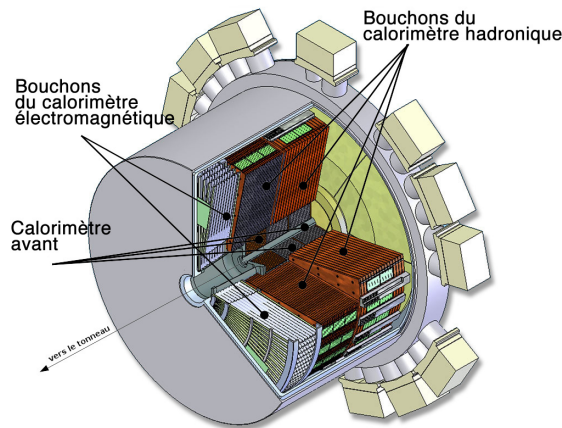


FIGURE 2.16 – Emplacement des différents calorimètres situés à l'extrémité du tonneau.

### 2.3.3 Les aimants toroïdaux et le spectromètre à muons

Les muons passent à travers le calorimètre en y déposant en moyenne 3 GeV d'énergie. Le spectromètre à muons a donc pour but de mesurer leur impulsion et leur charge dans une région  $|\eta| \leq 2.7$ . Sa résolution de 10 % pour des muons de 1 TeV d'impulsion est motivée par la recherche de résonances exotiques, comme le  $Z'$ , qui donnent des muons de très haute énergie. Le tonneau du spectromètre se trouve à  $|\eta| \leq 1$  et ses bouchons couvrent  $1 \leq |\eta| \leq 2.7$ . La détection des muons se fait par ionisation dans des chambres de détection utilisant 4 technologies différentes.

#### Le toroïde

Le toroïde courbe les muons selon  $\eta$ . Pour ce faire, le champ magnétique doit être circulaire autour du calorimètre, une solution est donc de positionner des bobines autour du détecteur comme illustré Figure 2.18. Chaque bobine pèse près de 100 tonnes et est constituée de câbles en niobium-



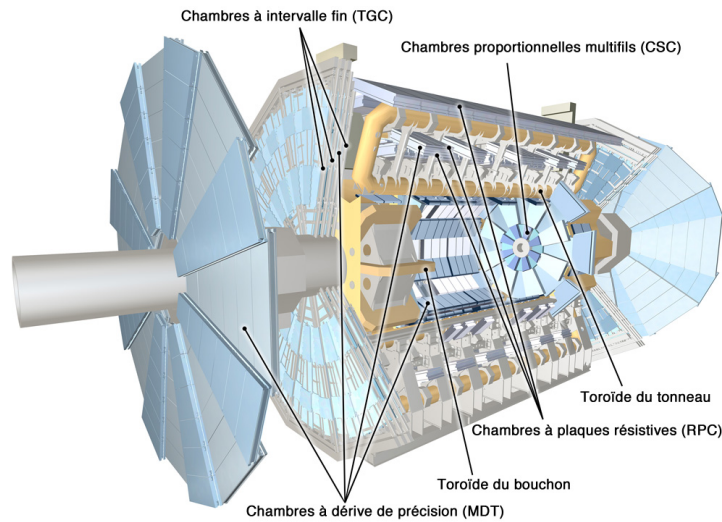


FIGURE 2.17 – Emplacement des différentes chambres du spectromètre à muons.

titane supraconducteur parcourus par un courant de 20 kA pour produire un champ magnétique moyen de 0.5 T (avec toutefois des pics à 4 T). L'énergie magnétique y est de l'ordre du gigajoule ce qui suffisant pour bouger les toroïdes lors de la montée du champ magnétique. Des soutiens mécaniques, les bielles, soutiennent les bobines pour les empêcher de s'écraser sous la force magnétique créée. Des bobines supplémentaires sont positionnées au niveau des bouchons, à  $1.6 \leq |\eta| \leq 2.7$ , intercalées avec celles du tonneau.

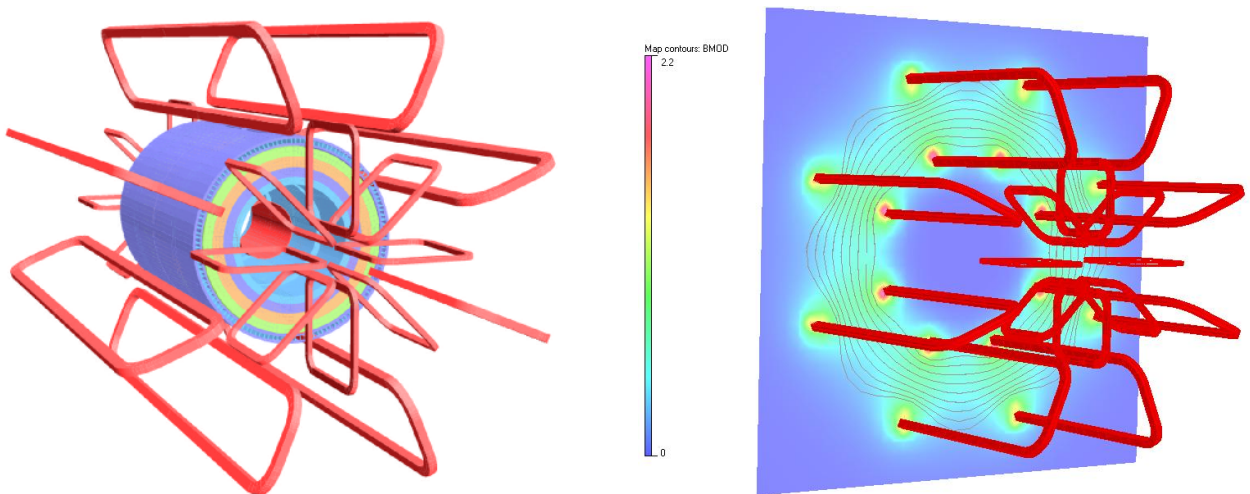


FIGURE 2.18 – Positions respectives des toroïdes centraux, des bouchons et du solénoïde (gauche) lignes du champ magnétique dans le plan transverse (droite).

### Les chambres à dérive de précision

Le premier type de chambres utilisées dans le spectromètre à muons, illustré Figure 2.17, est la chambre à dérive de précision. Il s'agit de tubes en aluminium de 3 cm de diamètre remplis d'un

gaz d'argon (93 %) et de  $\text{CO}_2$  (7 %) mis sous une pression de 3 bars. Une électrode de tungstène-rhénium (97 %-3 %) est portée à un potentiel de 3 080 V et capture les électrons de dérive (temps maximal de 480 ns) provenant de l'ionisation du gaz par les muons incidents. Ces tubes sont rassemblés dans des modules de  $3 \times 3$  couches dans les bouchons et  $4 \times 3$  couches dans le tonneau. Ces stations sont positionnées à 5 m, 7.5 m et 10 m entre les toroïdes, couvrant jusqu'à  $|\eta| = 2,7$  sauf à l'intérieur des bouchons. La résolution spatiale est de  $80 \mu\text{m}$  pour chaque tube,  $35 \mu\text{m}$  pour une chambre. Ces modules sont posés perpendiculairement au faisceau de sorte que la longueur des tubes soit dans le plan transverse afin de mesurer la position du muon dans le plan  $(z,y)$  qui est le plan de courbure de la trajectoire. Le spectromètre à muons comporte 1 088 chambres à dérive de précision qui permettent une reconstruction précise de la trajectoire des muons en  $\eta$ .

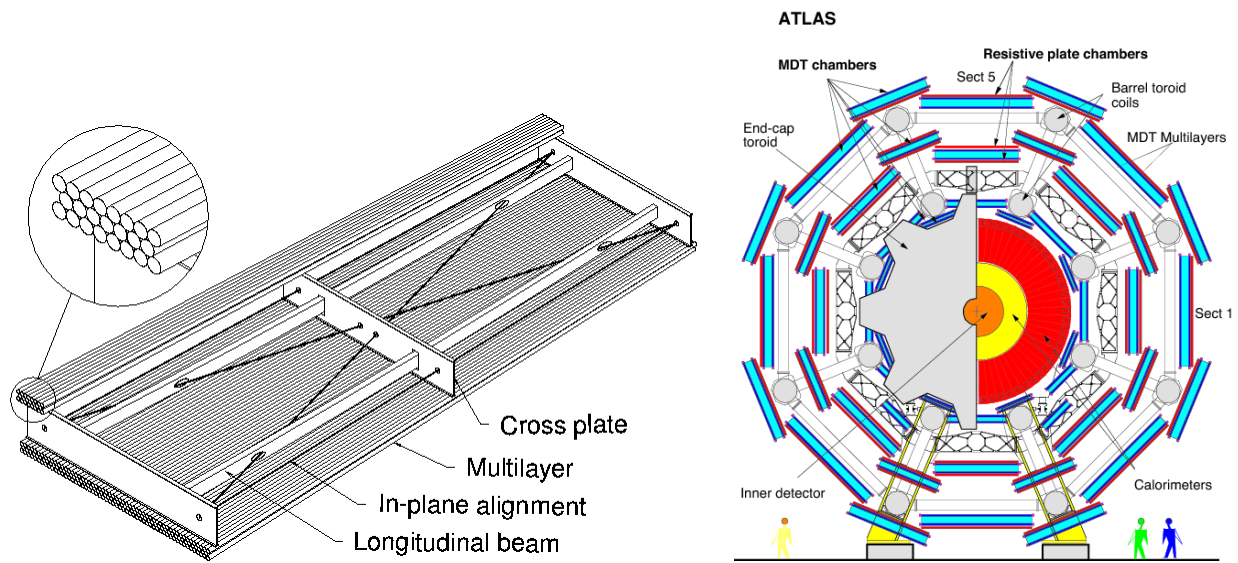


FIGURE 2.19 – Schéma d'une chambre à dérive de précision (gauche) et répartition des différentes chambres autour du détecteur dans le tonneau (droite).

### Les chambres proportionnelles multifils

À l'intérieur des bouchons, le flux de particules est plus élevé qu'au niveau du tonneau et dépasse le seuil de fonctionnement des chambres à dérive de précision. Celles-ci sont remplacées par des chambres proportionnelles multifils qui peuvent supporter un régime de  $1000 \text{ Hz/cm}^3$  contrairement aux chambres précédentes qui saturent à  $150 \text{ Hz/cm}^3$ . Les chambres sont remplies d'un gaz d'argon-dioxyde de carbone (80 %-20 %) et comportent des anodes de tungstène-rhénium de  $30 \mu\text{m}$  de diamètre à un potentiel de 1 900 V. Ces anodes sont alignées radialement et ont un couplage capacitif avec des cathodes de lecture disposées de part et d'autre, parallèlement ou orthogonalement, afin de lire les deux dimensions en  $\eta$  et en  $\phi$ . Quatre couches constituent un module qui sont assemblés en deux roues de 8 modules placées dans les bouchons. Une chambre proportionnelle multifils a une résolution de  $40 \mu\text{m}$  dans le plan  $(z,y)$  et 5 mm en  $\phi$ .

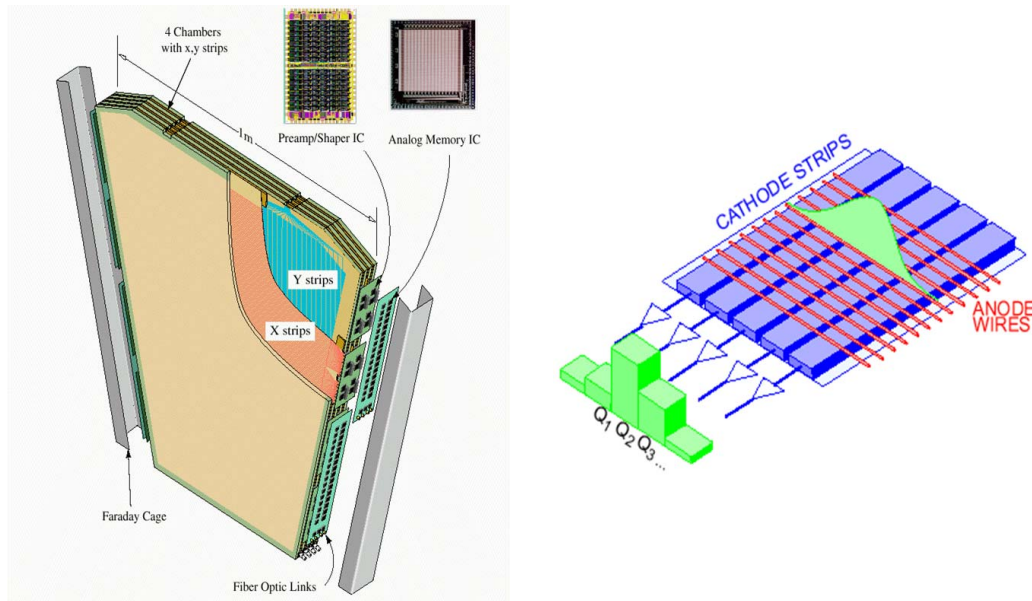


FIGURE 2.20 – Schéma d’une chambre proportionnelle multifils à quatre couches (gauche) et exemple de lecture lors de la détection d’un muon incident via couplage capacitif (droite).

### Les chambres à plaques résistives

Si les deux types de chambres précédentes mesurent le passage des muons, il faut des dispositifs supplémentaires capable de donner une réponse rapide au système de déclenchement. Les chambres à plaques résistives sont constituées de deux plaques parallèles de plastique recouvertes d’une couche de phénolique-méla-minique maintenues séparées de 2 mm par une structure en polycarbonate remplie d’un gaz de tétrafluoroéthane (94.7 %), isobutane (5 %) et hexafluorure de soufre (0.3 %). Un champ électrique de 4.9 kV/mm est appliqué entre les plaques pour recueillir la cascade d’ionisation consécutive au passage d’un muon. Des bandes de lectures sont disposées de part et d’autre de la chambre et donnent, par couplage capacitif, des informations sur les directions  $\eta$  et  $\phi$ . Chaque module est constitué de deux chambres et est placé, dans le tonneau, de part et d’autre de la station centrale de chambre à dérive de précision (à 7.5 m) ainsi que sur la face externe de la dernière couche de station (à 10 m). Elles apportent ainsi une mesure supplémentaire en  $\phi$  ce que ces chambres ne permettaient pas de faire.

### Les chambres à intervalle fin

Les bouchons, quant à eux, sont équipés de chambres à intervalle fin qui sont des chambres proportionnelles multifils dont les anodes sont séparées par 1,8 mm et la distance anode-cathode est de 1,4 mm. Le gaz utilisé est du dioxyde de carbone à 55 % et du n-pentane fortement ionisant à 45 %. Une haute tension de 2 900 V est appliquée, ce qui permet d’avoir un temps de réponse plus court qu’avec une chambre proportionnelle multifils ainsi qu’une précision sur le temps de déclenchement inférieure à 4 ns tout en fournissant une mesure de la trajectoire selon  $\phi$ . Un module comporte 3

ou 4 couches de détecteurs. Sept chambres à intervalle fin sont associées aux chambres centrales proportionnelles multifils tandis que la roue interne est équipée de deux chambres. La roue externe n'en possède pas, la coordonnée azimutale devant être extrapolée depuis les stations centrales, ce qui est possible en raison du faible champ magnétique à cet endroit.

Les toroïdes pouvant bouger lors de la montée du champ magnétique, les chambres à muons peuvent ne plus être au même endroit. Un travail d'alignement est nécessaire et s'opère en temps réel en utilisant des dispositifs optiques permettant de connaître à  $30 \mu\text{m}$  les positions relatives des chambres. Cela permet de mesurer la flèche de la trajectoire du muon avec une précision de  $50 \mu\text{m}$ .

### Performances des différentes chambres à muons

La Table 2.5 résume les résolutions des quatre technologies utilisées dans le spectromètre à muons. Pour un muon d'impulsion transverse de 100 GeV, la résolution moyenne donnée sur sa trace est de 4 %, montant jusqu'à 10 % pour un muon de 1 TeV, comme montré Figure 2.21 où est illustré le gain en résolution lors de la combinaison avec le détecteur interne [4].

TABLE 2.5 – Paramètres des différentes sous-parties du spectromètre à muons.

Système	Type	Résolution	Couverture en $\eta$
Précision	Chambre proportionnelle multifils	$\eta=40\mu\text{m}$ , $\phi=5\mu\text{m}$ , $t=7\text{ns}$	$2 \leq  \eta  \leq 2.7$
	Chambre à dérive de précision	$\eta=35\mu\text{m}$	$ \eta  \leq 2.7$
Déclenchement	Chambre à plaques résistives	$\phi=10\text{mm}$ , $t=1.5\text{ns}$	$ \eta  \leq 1.05$
	Chambre à intervalle fin	$\eta=5\text{mm}$ , $\phi=5\text{mm}$ , $t=4\text{ns}$	$1.05 \leq  \eta  \leq 2.4$

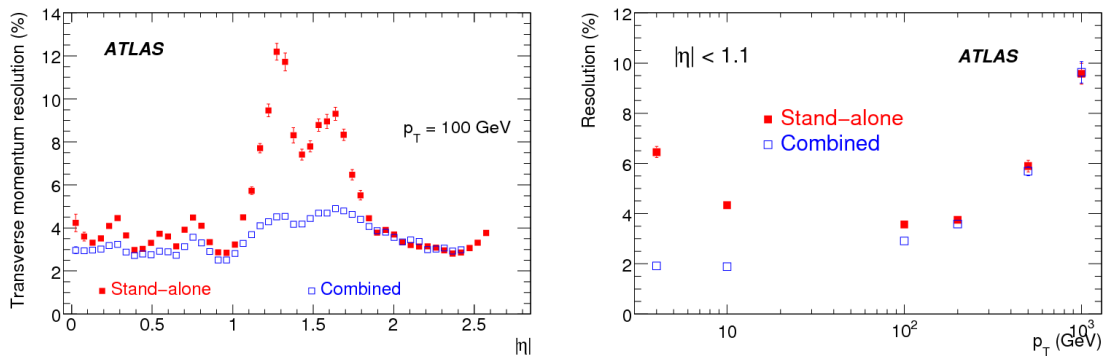


FIGURE 2.21 – Résolution sur l'impulsion transverse des muons en fonction de  $\eta$  et  $p_T$ . La combinaison avec les traces du détecteur interne donne de meilleures performances (en bleu) [4].

## 2.4 Le système de déclenchement

Avec une fréquence de croisement de faisceaux de 40 MHz, la capacité d'enregistrement des données d'ATLAS est de 300 Hz au Run 1 (1 kHz prévu au Run2), choisie de telle sorte que les mémoires temporaires de l'électronique du détecteur ne saturent pas et puisse traiter tous les événements sans en perdre. Un moyen pour résoudre ce problème est l'utilisation d'un système de déclenchement à 3 niveaux qui va décider si l'événement peut être digne d'intérêt ou non, effectuant un premier tri qui va désengorger le reste de la chaîne de déclenchement. Le premier niveau repère la présence d'objets physiques intéressants dans les calorimètres et le spectromètre en moins de  $2.1 \mu s$ , directement dans le détecteur avec une électronique dédiée ; le niveau 2 s'opère dans les cartes de lecture près de la caverne à partir des données numérisées au niveau 1 et effectue une reconstruction rapide sur des zones d'intérêts pour étiqueter les jets de  $b$  ou séparer les photons et électrons en quelques millisecondes puis sauvegarde les événements prometteurs ; le niveau final, enfin, est effectué en surface en appliquant tous les algorithmes de reconstruction avec étalonnage et filtre les événements en quelques secondes. Ce système est présenté en détail au chapitre 3. La Figure 2.22 présente, pour chacun de ces niveaux de déclenchement, le taux d'enregistrement au cours du temps lors d'un run de prise de données pour différentes configurations de déclenchement selon les objets physiques visés (jets, électrons, muons) [18]. Le taux de déclenchement du niveau 3 (EF) représenté est plus élevé que la valeur citée précédemment (300 Hz) car il inclut le traitement de données retardées. Ces données correspondant à des caractéristiques précises (présence de jets, de jets de  $b$  ou d'énergie transverse manquante) ont été sauvegardées en masse dans l'idée de les traiter pendant le long arrêt du LHC qui dure 2 ans. CMS a adopté la même stratégie.

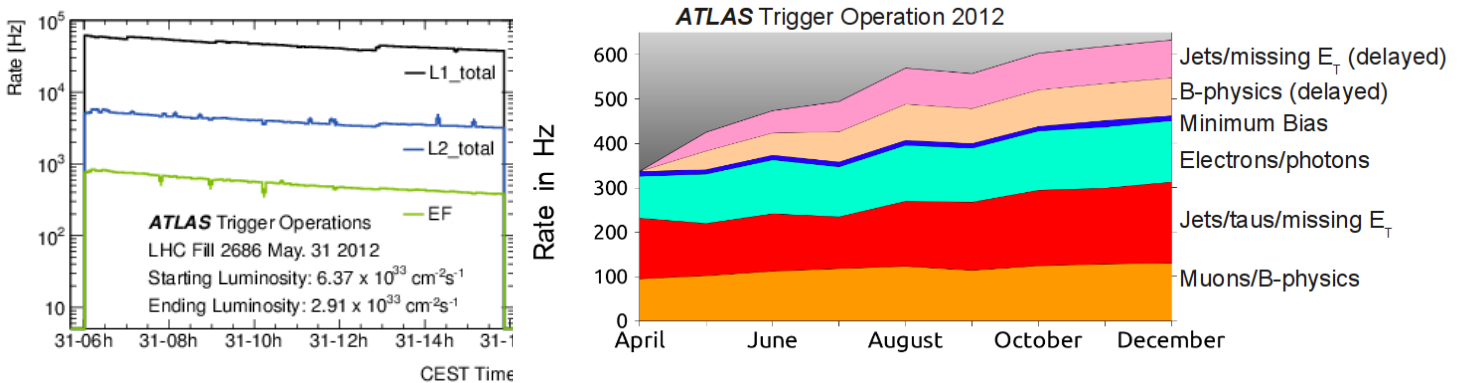


FIGURE 2.22 – Taux de déclenchement des trois niveaux durant une prise de données (gauche) et taux d'enregistrement final pour différents types de données physiques en 2012 (droite) [18].

## 2.5 Reconstruction des objets

Les particules incidentes traversent les différentes parties du détecteur et y interagissent ou non, selon leurs propriétés. La combinaison de la réponse de chaque sous-système permet de déterminer



l'identité de la particule grâce à une signature caractéristique. La Figure 2.23 illustre ces comportements : seules les particules chargées (leptons, hadrons) ont une trace dans le détecteur interne et sont différenciées par leurs activités calorimétriques ; l'absence de traces dans le détecteur interne associée à des dépôts dans le calorimètre électromagnétique signale un photon tandis que le calorimètre hadronique révèle les hadrons neutres ; les muons se matérialisent par une détection dans le spectromètre à muons ; enfin les neutrinos ne laissent aucune activité. Les algorithmes de reconstruction tirent parti de ces inférences possibles en associant traces et clusters calorimétriques.

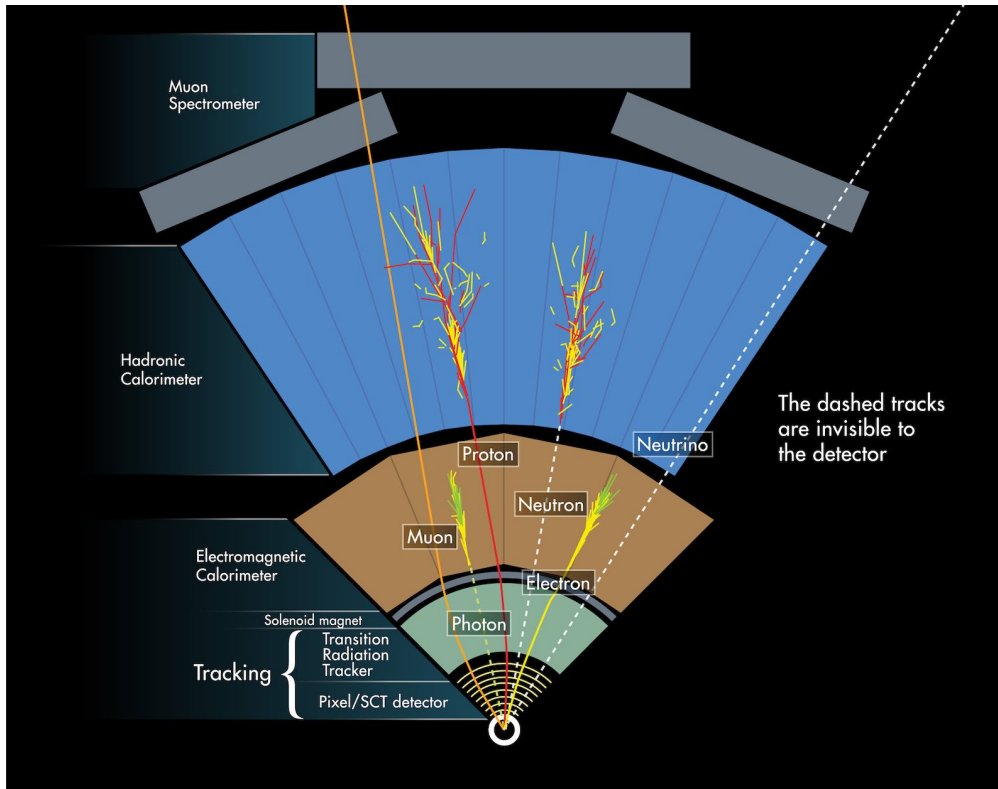


FIGURE 2.23 – Signatures des différents types de particules dans les sous-systèmes d'ATLAS.

### 2.5.1 L'empilement

À chaque croisement de faisceau au centre du détecteur ATLAS, plusieurs interactions simultanées peuvent se produire. Cela dépend de la luminosité instantanée du LHC : à  $\sqrt{s} = 7$  TeV, le nombre moyen d'interactions par croisement était de 9,1, tandis qu'à  $\sqrt{s} = 8$  TeV, il est monté à 20,7. En effet, les pics de luminosité instantanée sont montés de  $2-4 \times 10^{33}$  à presque  $8 \times 10^{33}$  en 2012, voir Figure 2.3. Lors de la montée en énergie à  $\sqrt{s} = 13$  TeV, la luminosité instantanée maximale est montée graduellement jusqu'à  $5 \times 10^{33}$ , ce qui donne un nombre moyen d'interactions de 13,5 en 2015. Plus que le nombre moyen, c'est la distribution du nombre d'interactions par croisement qui est intéressante, illustrée Figure 2.24.

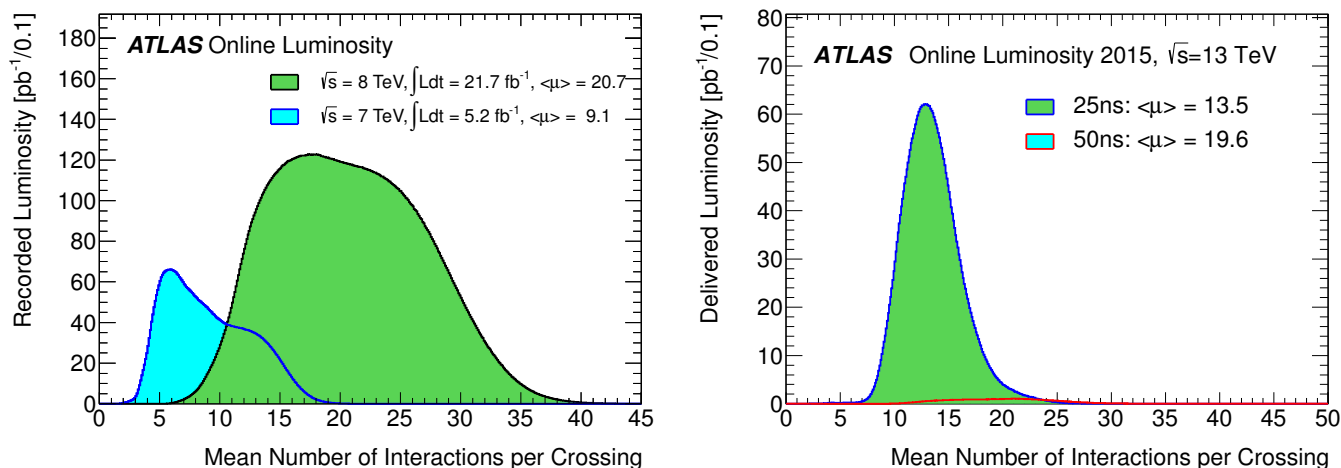


FIGURE 2.24 – Nombre moyen d’interactions par croisement dans ATLAS à  $\sqrt{s} = 7, 8$  et  $13$  TeV.

Dans les simulations Monte-Carlo, il faut prendre en compte ces distributions mesurées et pondérer les échantillons en fonction de cet empilement. Les interactions supplémentaires qui se produisent à chaque croisement créent un bruit de fond dans le détecteur qu’il faut savoir soustraire des données ou, de manière équivalente, ajouter aux simulations physiques. Il existe deux types d’empilement :

- l’empilement synchrone correspond, pour un événement donné, aux interactions simultanées qui ont eu lieu pendant le même croisement de faisceau. Cet effet peut être mesuré et identifié grâce à la reconstruction des vertex associés aux traces dans le détecteur interne.
- l’empilement asynchrone est provoqué par les rémanences dans l’électronique du calorimètre des interactions des croisements de paquets précédents. Cet effet doit être estimé pour chaque nombre moyen d’interactions et ajouté aux simulations.

La prise en compte de l’empilement est cruciale puisque son effet sur l’activité du détecteur implique une dégradation de la reconstruction, de l’identification et de l’isolation des jets et des électrons dans le calorimètre, ainsi que leur résolution en énergie donc forcément l’estimation de l’énergie transverse manquante. Ainsi, tous les objets utilisés dans une analyse de physique sont dépendants de la bonne simulation de l’empilement.

## 2.5.2 Les électrons

Les électrons sont identifiés par la correspondance entre une trace dans le détecteur interne et un dépôt calorimétrique dans le calorimètre électromagnétique. Celui-ci est obtenu en recherchant des clusters d’énergie grâce à un algorithme à fenêtre glissante qui somme l’énergie d’un groupe de  $3 \times 5$  cellules de la couche du milieu, c’est à dire de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.125$ , jusqu’à trouver un amas d’énergie transverse d’au moins  $2,5$  GeV. Les traces situées autour de l’amas à  $0.05 \times 0.05$  près en  $(\eta,$

$\phi$ ) dans le détecteur interne sont examinées : en particulier, la présence de coups dans les détecteurs à pixels et à semi-conducteurs est retenue comme critère de qualité. La trace la plus proche de la direction de l'amas est alors associée au dépôt d'énergie qui est recalculé selon des cellules adaptées à la forme de la gerbe d'un électron :  $3 \times 7$  dans le tonneau et  $5 \times 5$  dans les bouchons. Une étape d'étalonnage est nécessaire pour corriger l'énergie perdue dans la matière du détecteur interne et dans le calorimètre ; de même la gerbe peut avoir débordé de l'amas calorimétrique. Ces corrections sont connues grâce aux simulations de la réponse du détecteur et aux mesures faites en faisceau test.

L'électron final doit être isolé, c'est-à-dire que dans un cône de rayon  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$  de 0,2, l'énergie des cellules ne doit pas dépasser 10 % de l'énergie de l'électron. Un lot de coupures supplémentaires sur la forme de la gerbe, son débordement dans la couche arrière, les coups détectés dans la première couche du détecteur à pixels, la comparaison  $E/p$  entre trace et amas, permettent de raffiner la qualité des électrons reconstruits pour rejeter des cas de mauvaise identification par exemple. Ces différents critères sont choisis selon les analyses physiques effectuées. Ces électrons ne sont nécessairement identifiables que dans  $|\eta| \leq 2.5$  en raison de l'utilisation du détecteur interne.

### 2.5.3 Les muons

La présence de muon est inférée de la détection de coups dans les chambres à muons où sont définies des régions d'intérêt en  $(\eta, \phi)$  autour des activités dans les chambres à intervalle fin et à plaques résistives. Leurs informations sont combinées aux mesures des chambres proportionnelles multifils et à dérive de précision et ajustées grâce à un  $\chi^2$  pour obtenir des segments tangents au rayon de courbure et compatibles aux coups détectés pour chaque station. Par un algorithme itératif, chaque segment extérieur est extrapolé aux stations inférieures en présence du champ magnétique en visant le vertex principal : si ces segments coïncident, une trajectoire dite *standalone* est reconstruite dans le spectromètre à muons. Une extrapolation supplémentaire est faite jusqu'au point d'interaction en estimant la perte d'énergie dans la matière intermédiaire via une fonction de Landau piquant à 3 GeV. Les traces collectées dans cette direction extrapolée sont comparées à la trajectoire reconstruite et leur combinaison est affinée à nouveau par un test de  $\chi^2$ . Cela définit un muon dit *combiné*, de qualité plus robuste que le seul muon standalone. Dans certaines régions mal adaptées à la combinaison, un algorithme inversé, partant des traces du détecteur interne et remontant aux segments du spectromètre à muons, est utilisé pour définir des muons *étiquetés* dont la qualité est moindre car il peut s'agir de faux muons.

De même que pour les électrons, les muons combinés doivent être isolés, c'est à dire que l'énergie totale des cellules compatibles avec leur trajectoire dans le calorimètre dans un cône de rayon  $\Delta R = 0,3$  et la somme de l'énergie transverse des traces du détecteur interne contenues dans un rayon  $\Delta R = 0,2$  doivent être inférieures à 4 GeV. Du fait du grand bras de levier utilisé dans l'extrapolation des muons combinés, la connaissance de l'alignement relatif des chambres à muons est cruciale pour avoir une bonne reconstruction.



### 2.5.4 Les jets

Il s'agit de s'intéresser aux amas d'énergie dans le calorimètre, provoqués par le passage d'une gerbe de hadrons. Un jet est donc un objet qui contient toutes les particules de la cascade hadronique provenant de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon : c'est la signature expérimentale de la production d'un quark ou d'un gluon. L'étape initiale de la reconstruction des jets consiste en la formation d'ensembles tridimensionnels de cellules du calorimètre, les amas topologiques, autour des cellules dont l'activité est 4 fois supérieure au bruit permanent. Ces amas constituent des *proto-jets* qui sont traités récursivement par l'algorithme anti- $k_t$  [19] dont le seul paramètre est une taille de cône caractéristique  $R$  généralement choisie à 0.4. L'idée de ce programme est d'élargir petit à petit les proto-jets très énergétiques pour y englober les proto-jets les plus faibles :

1. soit un proto-jet  $i$  et ses voisins  $j$ , une distance relative  $d_{ij}$  est définie ainsi :

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{T_i}^2}, \frac{1}{p_{T_j}^2}\right) \frac{\sqrt{(\Delta\eta_{i,j})^2 + (\Delta\phi_{i,j})^2}}{R}$$

2. si  $\frac{1}{p_{T_i}^2} > \min d_{ij}$  alors le proto-jet  $i$  est accrété à  $j$ , situé à distance relative inférieure à 0.4
3. en revanche, si  $\frac{1}{p_{T_i}^2} < \min d_{ij}$ , le proto-jet  $i$  ne peut plus être combiné avec un autre proto-jet, il est donc considéré comme un jet et retiré de la liste
4. l'algorithme boucle jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de proto-jets à traiter.

Cette méthode est une variante de la méthode  $k_t$  dans laquelle la distance relative considérée vaut  $d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\sqrt{(\Delta\eta_{i,j})^2 + (\Delta\phi_{i,j})^2}}{R}$ . La seule différence est que la méthode  $k_t$  débute avec les proto-jets les moins énergétiques et les combine petit à petit en jets de plus en plus énergétiques. L'avantage de cet algorithme est de ne pas privilégier, a priori, de direction ou d'amas particulier, contrairement à l'algorithme de cône qui définit des directions de jets initiaux puis fusionne tout ce qui se trouve dans un cône de rayon  $R = 0.4$  autour.

Toutefois, l'énergie des jets formés grâce à ces algorithmes n'est pas étalonnée et il faut prendre en compte des effets divers, tels que les débordements de gerbes hors du cône considéré, les gerbes qui sortent du calorimètre hadronique ou bien qui ont déjà perdu de l'énergie en amont, ainsi que les efficacités de reconstruction au niveau des cellules en présence d'empilement. Ces corrections sont faites via l'échelle d'énergie des jets (JES) et sa résolution (JER) dans le cadre d'analyse de performances dédiées. De multiples sources peuvent malgré tout créer de l'activité hadronique et être reconstruites comme jet (muons cosmiques, bruit électronique, interaction faisceau-gaz) : des coupures de qualité sont définies pour rejeter les jets ne correspondant pas aux collisions étudiées notamment en imposant un délai de retard par rapport au croisement de faisceaux inférieur à 10 ns, ce qui élimine les bruits asynchrones. En ce qui concerne les interactions simultanées, une variable permet de les discriminer : la fraction verticelle du jet ( $JVF$ ) [20] exprime la proportion d'impulsion transverse des traces contenues dans le jet qui proviennent du vertex principal. En imposant le critère  $|JVF| \geq 0.5$ , les jets issus des vertex additionnels sont éliminés, voir Figure 2.25.

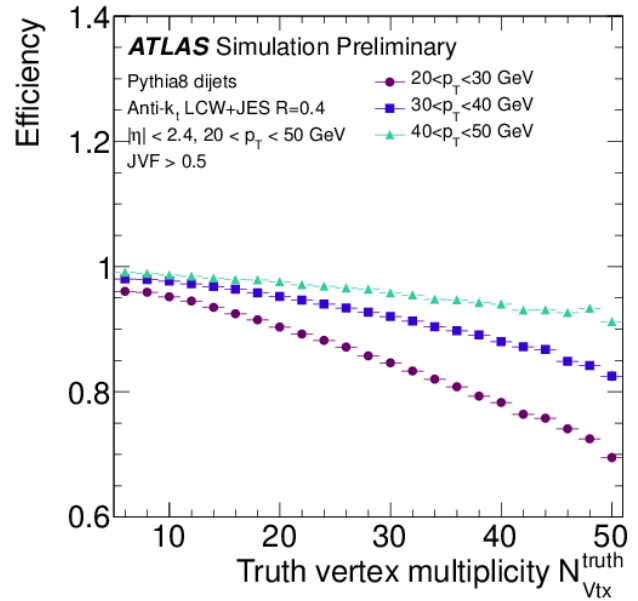
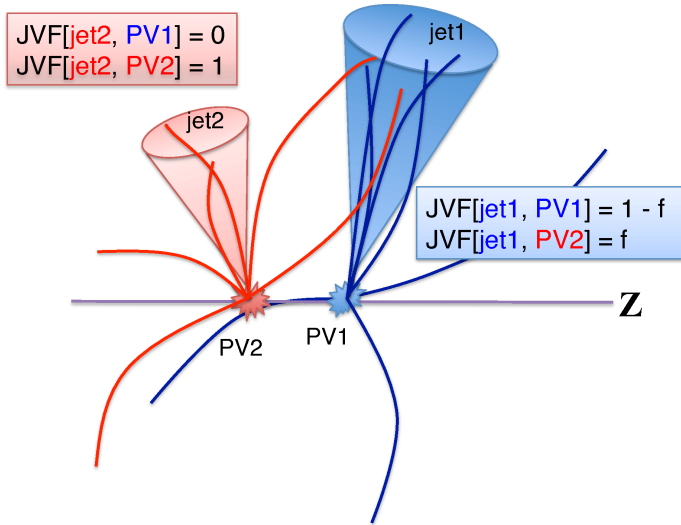


FIGURE 2.25 – Fraction verticielle de jet associée à des jets venant de deux vertex distincts (gauche) et efficacité de la coupure sur JVF en fonction du nombre de vertex présents (droite) [20].

La résolution obtenue sur l'énergie des jets dépend des paramètres utilisés dans l'algorithme de reconstruction des jets ainsi que l'étalonnage du calorimètre. La Figure 2.26 montre le ratio  $\frac{p_{T, reco}}{p_T}$  en fonction de l'impulsion transverse du jet pour un algorithme anti- $k_T$  de rayon 0.4 et 0.6 pour plusieurs générateurs Monte-Carlo (Powheg et Sherpa) [21].

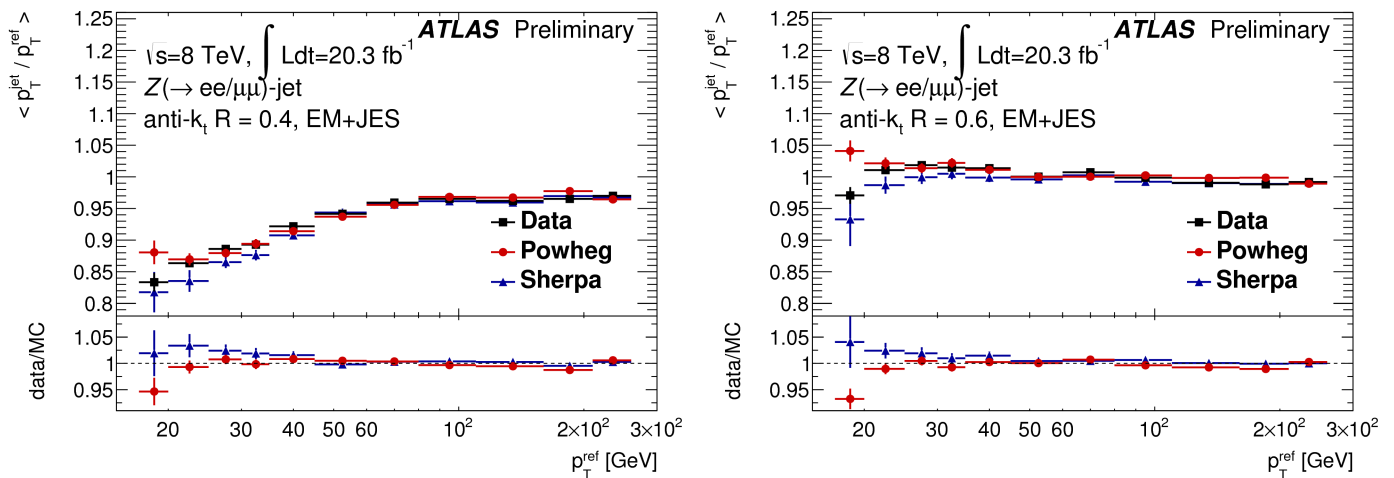


FIGURE 2.26 – Rapport entre l'impulsion transverse du jet reconstruit en fonction du jet de référence pour deux tailles de cônes différentes (0.4 et 0.6) pour deux simulations différentes [21].

### 2.5.5 Les jets de $b$

Des jets particuliers sont dignes d'intérêt dans le cadre des analyses de physique liées au quark top. En effet, le quark top ayant un temps de vie inférieur au temps d'hadronisation, il n'a pas le temps de s'hadroniser et donc se désintègre en quark bottom, avec un boson de jauge  $W$  associé. Lorsque ce quark  $b$  s'hadronise par la suite et forme une cascade dans le calorimètre hadronique, les traces associées aux constituants de ce jet ne proviennent pas du vertex principal mais d'un point déplacé de quelques mm (en moyenne 3 mm pour un hadron B), comme illustré Figure 2.27.

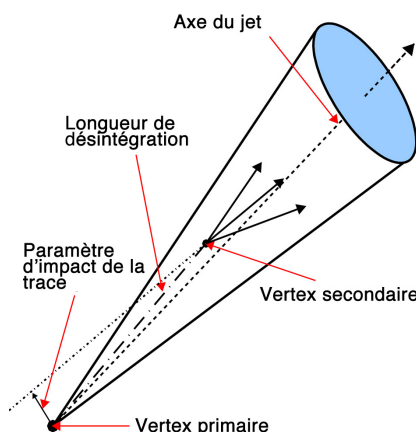


FIGURE 2.27 – Vertex principal et vertex déplacé dans le cas d'un jet de  $b$ .

L'étiquetage des jets de  $b$  passe par la reconstruction d'un vertex déplacé. Une autre manière de caractériser cela est de calculer le paramètre d'impact des traces du jet, qui est formellement la distance minimale entre la trace et le vertex principal dans le plan transverse, voir Figure 2.27. L'algorithme d'étiquetage utilisé par ATLAS [22] est un réseau de neurones utilisant les résultats de plusieurs programmes de discrimination entraîné sur des échantillons enrichis en jets de  $b$  pour en améliorer les résultats. Les algorithmes utilisés pour cette discrimination sont les suivants [23] :

- **IP3D** utilise une méthode de vraisemblance en se basant sur la significances des paramètres d'impact dans le plan transverse ( $d_0/\sigma_{d_0}$ ) et sur l'axe du faisceau ( $z_0/\sigma_{z_0}$ ). Pour un jet de  $b$ , ces variables ont de plus grandes valeurs que pour des jets légers et, de plus, sont corrélées.
- **SV1** caractérise un jet de  $b$  à l'aide de traces isolées, d'impulsion supérieure à 400 MeV, mesurées dans le détecteur à pixels. Il reconstruit tous les vertex possibles à partir des paires de traces. Ces vertex sont très probablement le lieu de conversion de photons ou de désintégration de kaons, l'algorithme les rejette donc et combine géométriquement les traces restantes en un vertex barycentrique tout en supprimant les traces trop éloignées. La construction de ce vertex géométrique s'arrête lorsqu'il est de suffisamment bonne qualité, en terme de masse invariante des traces qu'il contient, estimée via une méthode de vraisemblance. Un jet de  $b$  est alors caractérisé par la présence d'un vertex déplacé.

- **JetFitter** [24] prend en compte la structure topologique de la chaîne de désintégration hadronique des mésons B en d'autres mésons C. Pour un jet de b d'impulsion transverse de 60 GeV, la distance de vol des mésons B est de 4.3 mm et des mésons C de 1.9 mm. La résolution sur les traces permet donc de reconstruire le vertex associé aux mésons C, supposé être sur la même ligne que le vertex secondaire. Pour ce faire, l'algorithme reconstruit une trajectoire de vol extrapolée depuis le vertex principal et contraint toutes les traces pour faire apparaître ces deux vertex additionnels.

Chacun de ces algorithmes est associé à un poids différent obtenu lors de l'entraînement du réseau de neurones et donne une probabilité finale que le jet soit un jet de  $b$ . Ainsi, une coupure sur cette quantité, notée  $MV1$ , est traduite en terme d'efficacité de l'étiquetage : en général, la valeur minimale pour être considéré comme un jet de  $b$  est choisie de telle sorte que 70 % des jets réellement issus des hadrons B soient bien étiquetés, voir Figure 2.28.

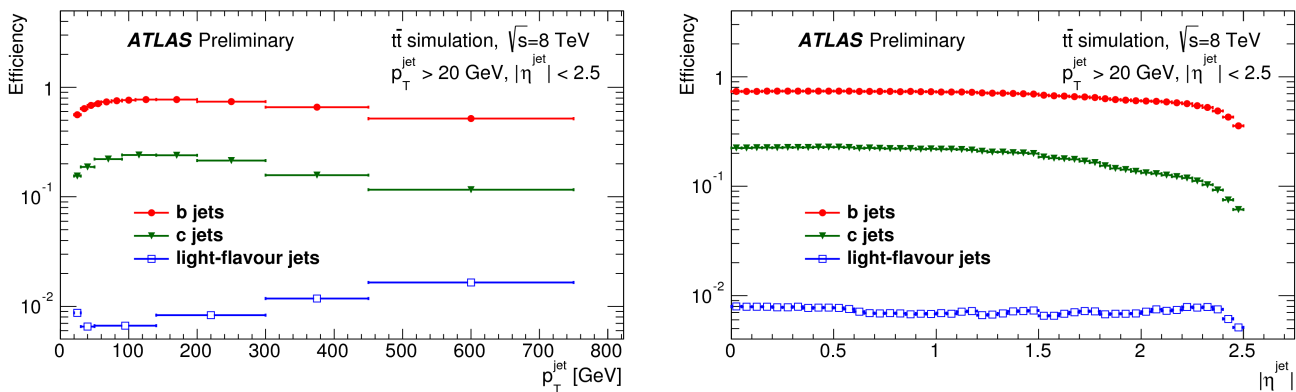


FIGURE 2.28 – Efficacités de sélection des jets de  $b$  et des jets légers en fonction de  $p_T$  et de  $\eta$  pour un point de fonctionnement à 70% d'efficacité de l'étiquetage des jets de  $b$  [25].

### 2.5.6 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante (MET), caractéristique des particules n'interagissant pas avec le détecteur ou à longue durée de vie, est estimée par le bilan d'énergie transverse de l'événement. Idéalement, la somme vectorielle des impulsions transverses des particules produites est censée être nulle mais dans les faits, au vu de l'angle des faisceaux, elle vaut en moyenne (0.5, -1.5) GeV selon ( $x$ ,  $y$ ). La reconstruction de l'énergie transverse manquante fait intervenir toutes les particules reconstruites précédemment et sa valeur contient donc une source calorimétrique et muonique. La somme des dépôts d'énergie transverse des cellules du calorimètre comprenant les électrons, photons, jets et autres amas topologiques, étalonnés finement, donne un premier terme auquel s'additionne l'activité transverse des muons par combinaison des chambres du spectromètre à muons et du détecteur interne. La précision du calcul de la MET dépend évidemment de la qualité des objets choisis. Par exemple, dans les régions où les muons combinés ne peuvent plus être reconstruits ( $|\eta| \geq 2.5$ ), seule la mesure du spectromètre est prise (muons standalone) : un terme additionnel est ajouté pour compenser l'énergie déposée dans des cellules calorimétriques non-isolées. L'empilement doit aussi être pris en compte dans le bilan d'énergie transverse.

# Bibliographie

La très grande majorité des informations sur le détecteur ATLAS provient de la référence [1], tandis que l'historique du LHC est issu des livres [2,3].

- [1] The ATLAS Collaboration, "Technical Design Report", CERN (1996)
- [2] D. Denegri, C. Guyot, A. Hoecker et L. Roos, "Une introduction à l'aventure du grand collisionneur LHC", *éditions EDP sciences* (2014)
- [3] V. Lefebvre, "Au coeur de la matière, 50 ans de recherches au CEA de Saclay", *éditions Le cherche midi* (2002)
- [4] The ATLAS Collaboration, "The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider", *JINST 3 S08003* (2008)
- [5] The CMS Collaboration, "CMS Physics TDR", CERN (2006)
- [6] The LHCb Collaboration, "LHCb : Technical proposal", *CERN-LHCC-98-004* (1998)
- [7] The ALICE Collaboration, "Heavy ion collisions at the LHC; the ALICE experiment", *LIP 96-02* (1996)
- [8] The TOTEM Collaboration, "The TOTEM experiment at the LHC", *P. Theoretical Phys. Supplement 187 281-288* (2011)
- [9] The MoEDAL Collaboration, "Technical design report of the MoEDAL experiment", *CERN-LHC-2009-006* (2010)
- [10] The LHCf Collaboration, "The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider", *Journal of Instrumentation 3 8* (2008)
- [11] The ATLAS Collaboration, "Improved luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector at the LHC", *Eur. Phys. J. C 73 :2518* (2013)
- [12] The ATLAS Collaboration, Preliminary luminosity public results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>
- [13] R. Hutchinson, S. Menary, S. Pagan Griso, J. Robinson, M. Tibbetts, M. Trottier-McDonald, and T. Wyatt, "Luminosity from track counting in 8 TeV proton-proton data", *ATL-COM-DAPR-2015-008* (2015)
- [14] The ATLAS Collaboration, "Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data", *Eur. Phys. J. C 74 : 3071* (2014)
- [15] The ATLAS Collaboration, "Data-driven determination of the energy scale and resolution of jets reconstructed in the ATLAS calorimeters using dijet and multijet events at  $\sqrt{s}=8$  TeV", *ATLAS-CONF-2015-017* (2015)

- [16] The ATLAS Collaboration, "The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration", *Eur.Phys.J.C70* :787-821 (2010)
- [17] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton–proton collision data", *Eur.Phys.J. C74* 3130 (2014)
- [18] ATLAS Trigger Operation Public Results, [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults#2012\\_8\\_TeV](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerOperationPublicResults#2012_8_TeV)
- [19] G. Salam, M. Cacciari and G. Soyez, "The anti kt jet clustering algorithm", *arXiv :0802.1189*, (2008)
- [20] The ATLAS Collaboration, "Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS", *ATLAS-CONF-2013-083* (2013)
- [21] The ATLAS Collaboration, "Determination of the jet energy scale and resolution at ATLAS using Z/ $\gamma$ -jet events in data at  $\sqrt{s} = 8$  TeV ", *ATLAS-CONF-2015-057* (2015)
- [22] The ATLAS Collaboration, "Measurement of the mistag rate with  $5\text{fb}^{-1}$  of data collected by the ATLAS detector", *ATLAS-CONF-2012-040* (2012)
- [23] M. Lehmann, "b-Tagging Algorithms and their Performance at ATLAS", *ATL-PHYS-PROC-2008-052* (2008)
- [24] The ATLAS Collaboration, "Performance and Calibration of the JetFitterCharm Algorithm for c-Jet Identification ", *ATL-PHYS-PUB-2015-001* (2015)
- [25] 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* (2014)

## Chapitre 3

# Caractérisation de la carte LTDB

Dans le cadre de l'Upgrade du calorimètre électromagnétique prévu à la fin du Run 2, le système de déclenchement doit être amélioré. Il permet actuellement de sélectionner parmi le nombre de collisions produites par le détecteur ATLAS les événements intéressants pour les analyses de physiques. Le volume de données à enregistrer et reconstruire passe ainsi du pétaoctet par seconde au la centaine de mégaoctet par seconde. Dans ce chapitre sont étudiées les caractéristiques électroniques d'un prototype de carte du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique développée au CEA Saclay. Cette carte permettrait d'augmenter la granularité du calorimètre LAr dans l'estimation des dépôts d'énergie pris en compte dans le système de déclenchement. Un exemplaire est actuellement installée sur le détecteur pour une phase de tests pendant le Run 2.

### 3.1 Contexte

#### 3.1.1 Présentation du système de déclenchement

Le LHC a été conçu pour collisionner deux faisceaux de 2 808 paquets de protons toutes les 25 ns, ce qui équivaut à une fréquence de collisions de 40 MHz. À la luminosité nominale de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , le taux de collision est de  $10^9$  événements par seconde. Le volume de données brutes enregistrées par ATLAS pour chaque événement est estimé aux alentours du mégaoctet, il faudrait donc s'attendre à un flux de données de l'ordre du pétaoctet par seconde ce qui dépasserait de loin les capacités de stockage mobilisables. La majorité des collisions produit des événements de biais minimum, c'est à dire des chocs inélastiques sans grand intérêt.

La stratégie à adopter est donc d'évaluer le potentiel physique de chaque événement *au moment même* où il est lu par les milliers de cellules du détecteur pour décider de l'enregistrer pour l'analyser ou bien de le rejeter. Pour cela, le détecteur ATLAS dispose d'un système de déclenchement à trois niveaux permettant de passer de  $10^9$  collisions par seconde à un taux d'enregistrement effectif de l'ordre de 100 Hz (ce taux est progressivement monté 300 Hz) en appliquant différents critères de sélection (présence d'objets de certains types, énergie supérieure à un seuil). Cette prise de décision peut prendre jusqu'à une seconde dans le cas d'un événement prometteur (identification de jets ou de leptons par exemple), il est donc impossible de la réaliser au niveau du matériel d'acquisition du détecteur.

Un premier niveau de déclenchement (Level 1, L1) doté d'une électronique dédiée opère un tri ultra rapide ( $2,5 \mu\text{s}$  de latence maximale) en estimant localement la présence probable d'objets physiques intéressants (jets, électrons, photons, muons etc). Les événements prometteurs qui passent le niveau L1 (à peu près 0,2 % du total) sont ensuite envoyés vers le deuxième niveau de déclenchement (Level 2, L2) effectué à proximité de la caverne expérimentale (USA15). Le dernier niveau est un filtrage d'événements (Event Filter) réalisé dans une ferme de calcul en surface. Les niveaux 2 et 3 disposent de plus de temps que le niveau 1 pour affiner la sélection. Ils utilisent un jeu de données plus complet et des algorithmes de plus en plus précis pour se rapprocher de la reconstruction hors-ligne utilisée par les analyses de physique. Le deuxième niveau ne conserve que 1,4 % des événements présélectionnés par le niveau L1. Le taux de filtrage du dernier niveau est autour de 10 %. Ainsi, l'efficacité de déclenchement de la chaîne totale s'élève à  $2.8 \cdot 10^{-6}$ . Le flux de données enregistrées grâce à ce système de déclenchement à trois niveaux est estimé à environ une centaine de Mo par seconde. La structure du système de déclenchement est présentée en Figure 3.1.

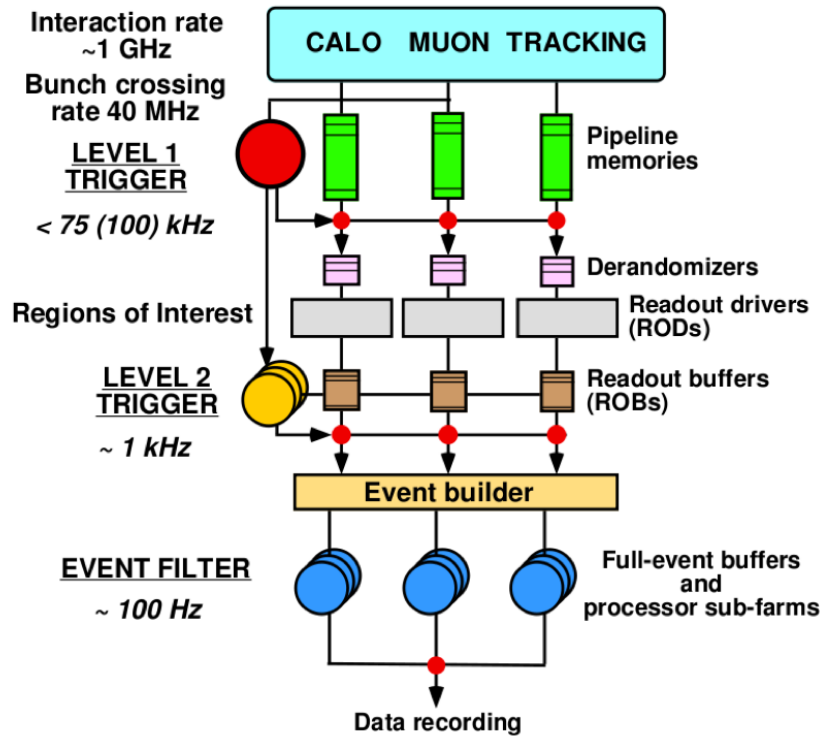


FIGURE 3.1 – Système de déclenchement à trois niveaux d'ATLAS.

### Niveau 1 (L1)

Ce premier niveau [2] doit prendre la décision de sauvegarder toutes les informations de détection liées à l'événement, en envoyant les informations directement à un processeur central de déclenchement en moins de  $2.5 \mu\text{s}$ . Une telle latence ne permet pas de reconstruire les traces, le L1 utilise donc uniquement les informations du calorimètre et des chambres à muons. Le sous-système de déclenchement L1 des muons (L1Muon) se focalise sur une couche spécifique des chambres (RPC



et TGC) dans les bouchons et le tonneau. Lors de la détection d'activité dans ces chambres, des projections sont extrapolées sur les couches voisines pour essayer de repérer des hits dans les chambres à muons caractéristiques du passage d'un muon. La partie calorimétrique du système de déclenchement L1 (L1Calo) utilise une granularité réduite (de l'ordre de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ) pour estimer rapidement l'intérêt de l'événement par la présence d'amas compatibles avec un lepton, un jet ou un photon ou bien par une grande énergie transverse totale ou une grande énergie transverse manquante. Les données de tous les sous-détecteurs d'un événement déclenché sont stockées dans des mémoires analogiques dites "pipeline" dans l'attente du traitement par les niveaux suivants du système de déclenchement. La fréquence des événements en sortie de ce filtrage est alors de 75 kHz.

### ***Niveau 2 (L2)***

Si le niveau 1 a détecté des objets physiques prometteurs (dépôts calorimétriques, muons), l'intégralité des données de l'événement est numérisée et des zones d'intérêt (Region Of Interest, ROI) sont définies autour de ces objets puis transmises au niveau 2. L'étape du L2 est effectuée dans la ferme de calcul de la salle USA15 située à côté de la caverne expérimentale et dure quelques dizaines de millisecondes pour une fréquence à la sortie de l'ordre du kHz. Cela permet d'appliquer des algorithmes préliminaires (mais proches de la reconstruction hors-ligne) à ces ROI en utilisant les traces des particules du détecteur interne. Par exemple, il est possible d'étiqueter les jets de b ou bien de séparer photons et électrons. Après application des coupures de seuil pour rejeter les événements de biais minimum, toutes les données des événements concernés sont sauvegardées pour reconstruire l'événement entier et passer au niveau suivant.

### ***Filtre d'événements (Event Filter, EF)***

À ce niveau du déclenchement, l'événement est réputé être suffisamment prometteur pour appliquer les algorithmes de reconstruction standards à l'intégralité des sous-détecteurs en commençant par les ROI, tout en incluant, entre autres, les mesures précises d'alignement et d'étalonnage du champ magnétique. Cette étape prend quelques secondes par événement pour un taux final de 100-300 Hz. Selon les critères finaux de déclenchement passés par l'événement, le système d'acquisition d'ATLAS l'envoie vers différents flux caractéristiques de certains objets physiques communs à une multitude d'analyses : les plus communs sont le flux *Egamma* (présence d'électrons ou de photons), le flux *Muons* (présence de muons) et *JetTauEtmis* (présence de jets, de taus ou d'énergie transverse manquante). Un même événement peut donc être présent dans plusieurs flux.

### **3.1.2 Premier niveau de déclenchement du calorimètre électromagnétique**

Au passage d'une particule dans le calorimètre électromagnétique, une gerbe électromagnétique se développe à partir de la couche de plomb (l'absorbeur) et se propage dans l'argon liquide (le milieu actif) tout en l'ionisant. Il est à noter toutefois que l'argon étant dense, il participe aussi au développement des gerbes. Grâce à la haute tension appliquée aux électrodes, les charges vont

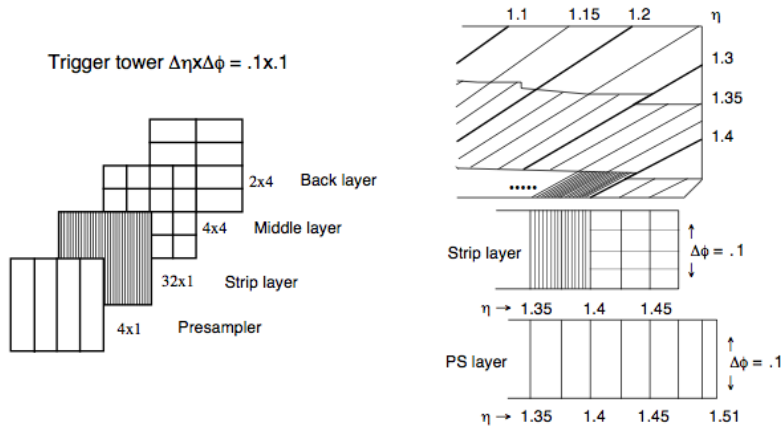


FIGURE 3.2 – Structure des tours de déclenchement dans le tonneau (gauche) et bouchons (droite).

dériver et créer un courant électrique d'intensité proportionnelle à l'énergie déposée par la gerbe. Les courants observés le long des cellules du calorimètre sont envoyés au système de déclenchement dont le premier niveau estime le potentiel physique.

Vu la latence requise pour le L1, les cartes de déclenchement balayent les cellules en fabriquant des tours de déclenchement regroupant les couches longitudinales avec une granularité grossière de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  jusqu'à  $|\eta| < 2.5$  puis encore moins précise au-delà. Dans le tonneau, ces tours rassemblent 60 cellules dont les signaux sont sommés par l'électronique du L1 dans l'optique de décider la présence ou non d'une gerbe électromagnétique et de déclencher ou non. La Figure 3.2 illustre la granularité des tours de sommation dans le tonneau et dans les bouchons.

Le schéma du L1Calo présenté en Figure 3.3 comporte les sous-ensembles suivants [1] :

- les cartes *Tower Builder* (TBB), notée "Analog Sum" en vert, effectuent la sommation analogique des différentes cellules de la tour de déclenchement, avec différents gains selon la couche du calorimètre considérée, le tout étant aligné en temps grâce à des lignes à retard. Ces cartes sont placées sur le détecteur.
- les cartes de réception (*receiver*, en vert) situées dans la caverne de service (USA15) corrigent l'altération liée à la propagation le long des câbles.
- le *preprocessor* (PPM, en rose) numérise le signal avec un ADC de 10 bits avec une précision de 250 MeV puis mesure l'énergie de chaque tour qui est corrigée par soustraction du piédestal et avec des facteurs d'étalonnage dans la *Look-up table* qui saturent à 256 GeV.
- les *Jet and energy sum processors* (JEM, en jaune) calculent ensuite l'énergie transverse totale et l'énergie transverse manquante. Ils recherchent des dépôts calorimétriques qui pourraient être des candidats jets et renvoient les ROI.

- les *Cluster processor modules* (CPM, en bleu) identifient les candidats hadrons, photons et électrons puis renvoient les régions d'intérêt.

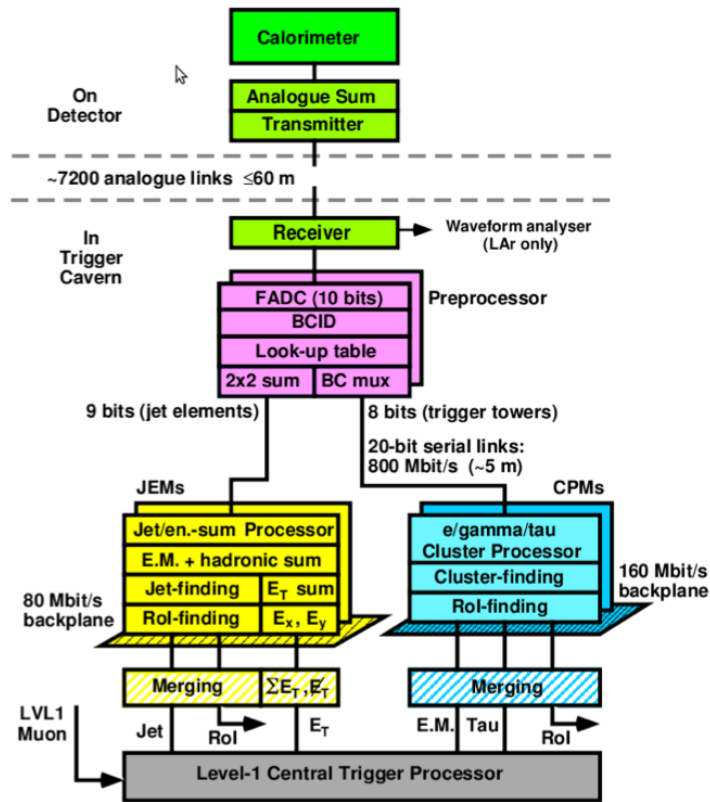


FIGURE 3.3 – Fonctionnement du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique à argon liquide [1].

Le critère principal du déclenchement du L1Calo est le seuil d'énergie de ces objets physiques, lequel provient directement de la reconstruction d'énergie opérée dans les TBB. Les positions en  $(\eta, \phi)$  de ces objets constituent les régions d'intérêt (ROI) qui sont transmises au niveau L2.

### 3.1.3 Les cartes *Tower Builder*

Les signaux en sortie du calorimètre sont constitués par des courants provenant des électrodes réparties le long du calorimètre. Ces courants sont sommés, mis en forme puis envoyés dans l'électronique des cartes TBB, schématisée dans le diagramme en blocs de la Figure 3.4. Elles sont incluses dans les châssis d'acquisition frontale (Front-End Crate) placés dans le détecteur. Les FEC contiennent deux types de cartes électroniques :

**Les cartes d'acquisition frontale** *Front-End Boards* reçoivent le signal de chaque cellule, les stockent dans les mémoires analogiques "pipelines" en attente de la décision du L1Calo et les envoient dans les *linear mixers*. Ceux-ci additionnent les signaux par groupes de quatre cellules voisines. Ces

signaux, qui correspondent à la dérive des charges dans l'argon liquide, sont mis en forme par le *shaper* résultant en une impulsion d'environ 600 ns avec un temps de montée autour de 35 ns comme illustré dans la Figure 3.4. Un module de sommation par couche (*layer sum board*, LSB) rassemble alors les signaux mis en forme et les somme par couche et par tour de déclenchement [3]. Si le niveau 1 déclenche sur cet événement, les signaux mémorisés sont numérisés puis envoyés au niveau 2.

Les cartes de construction des tours (*Tower Builder Boards*) récupèrent les signaux des différentes couches en sortie des LSB, les remettent en forme puis les additionnent pour former un unique signal par tour. Par exemple, dans la région du tonneau, la tour est constituée de 60 cellules : 4 de la couche de pré-échantillonnage (*presampler*), 32 de la couche frontale (*front*), 16 de celle du milieu (*middle*) et enfin 8 de la couche du fond (*back*) [4]. Pour les bouchons, le nombre de couches varie selon la position en  $\eta$ , d'après la Figure 3.2.

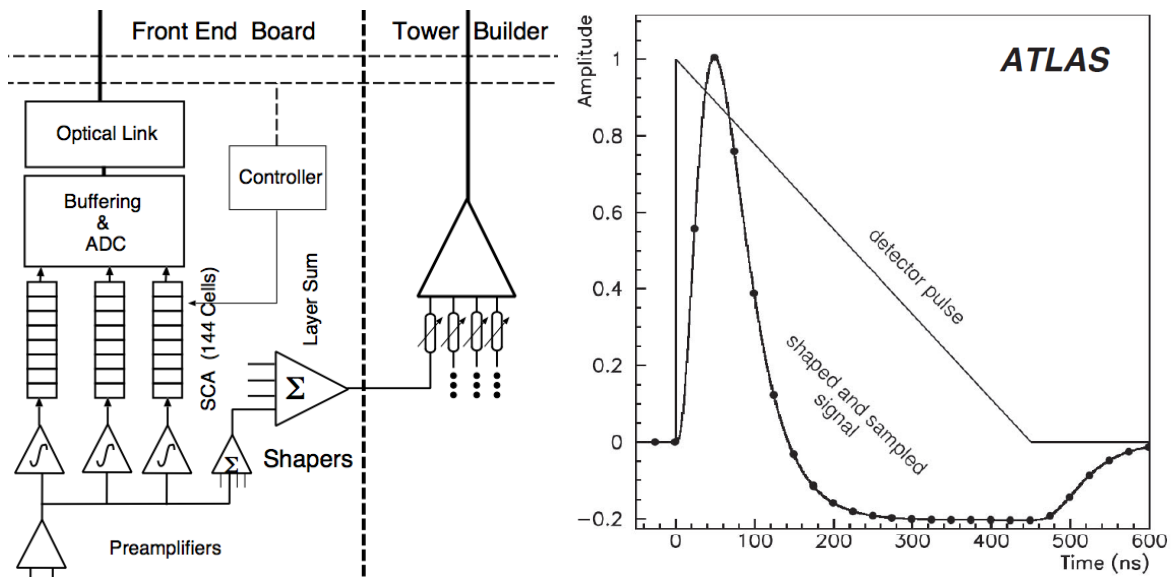


FIGURE 3.4 – Electronique *front-end* et *Tower Builder* pour le calorimètre électromagnétique (gauche) mise en forme du signal dans le *shaper* (droite).

En plus de ces cartes, les FEC contiennent une carte d'étalonnage qui peut simuler des dépôts d'énergie au niveau de la carte mère pour étalonner l'électronique, ainsi qu'une carte de contrôle qui gère l'horloge et des décisions du L1. En raison du nombre de cellules sommées, des câbles, des composants électroniques et du temps de dérive, les signaux sommés dans la TBB sont décalés temporellement et les pics des pulses associés ne correspondent pas : ils sont donc alignés en temps grâce à des lignes qui permettent de retarder le signal et l'amplifier avec des gains différents. Ainsi nous obtenons des signaux cohérents qu'il est possible de sommer, comme le montre la Figure 3.5.

L'information physique importante reconstruite par les cartes TBB est l'amplitude des impulsions sommées, directement proportionnelle à l'énergie déposée dans les cellules associées du calorimètre. La précision sur l'énergie transverse au niveau des TBB est de 5 % (avec saturation à 250 GeV). Les lignes à retard permettent d'ajuster chaque signal entre 0 et 21 ns par pas de 3 ns.

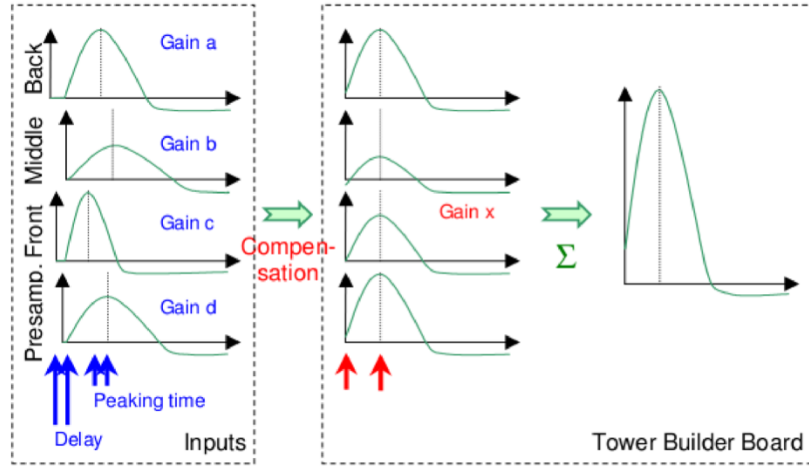


FIGURE 3.5 – Synchronisation des différents signaux sommés dans la TBB grâce aux lignes à retard.

### 3.1.4 Liquid argon Trigger Digitizer Board

À partir de fin 2015, la distance entre deux paquets de protons a été réduite de 50 ns à sa valeur nominale de 25 ns. En parallèle, la luminosité instantanée est montée à  $8.10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , ce qui conduit à une augmentation du taux de collisions et d'empilement. Afin d'assurer un bon fonctionnement de la chaîne de déclenchement, il est nécessaire d'améliorer la sélectivité du L1Calo. Une des améliorations prévues pour la phase d'Upgrade 2 (2018-2020) du calorimètre électromagnétique consiste à remplacer l'électronique de front-end pour le système de déclenchement [5]. Les cartes analogiques TBB devraient être remplacées par de nouvelles cartes LTDB (pour Liquid argon Trigger Digitizer Board) qui permettraient d'implémenter une structure de *super cellule* qui augmente la granularité finale dans les couches avant et milieu (de l'ordre de  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ ), voir Table 3.1. La carte analysera 320 canaux en parallèle avec une structure de granularité en 1-4-4-1 (1 super-cellule du presamplifier, 4 du front, 4 du middle et 1 du back). L'avantage des super-cellules est de pouvoir exploiter les informations sur la forme du signal et du bruit de fond en fonction de la profondeur dans le calorimètre pour la décision L1, comme illustré Figure 3.6.

TABLE 3.1 – Granularité et nombre en fonction de  $\eta \times \phi$  des différentes cellules du calorimètre électronique et des tours de sommation du système de déclenchement [5].

Couche	Cellule élémentaire	Tour de déclenchement		Super-cellule	
	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$	$n_\eta \times n_\phi$	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
Presampler	$0.025 \times 0.1$	$4 \times 1$	$0.1 \times 0.1$	$4 \times 1$	$0.1 \times 0.1$
Front	$0.003125 \times 0.1$	$32 \times 1$		$8 \times 1$	$0.025 \times 0.1$
Middle	$0.025 \times 0.025$	$4 \times 4$		$1 \times 4$	$0.025 \times 0.1$
Back	$0.05 \times 0.025$	$2 \times 4$		$2 \times 4$	$0.1 \times 0.1$

Currently the sum of 60 calorimeter cells  
( $\rightarrow$ Trigger Tower,  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ) is  
fed to the Level-1 trigger

New Super Cells have 5-10 times better  
granularity

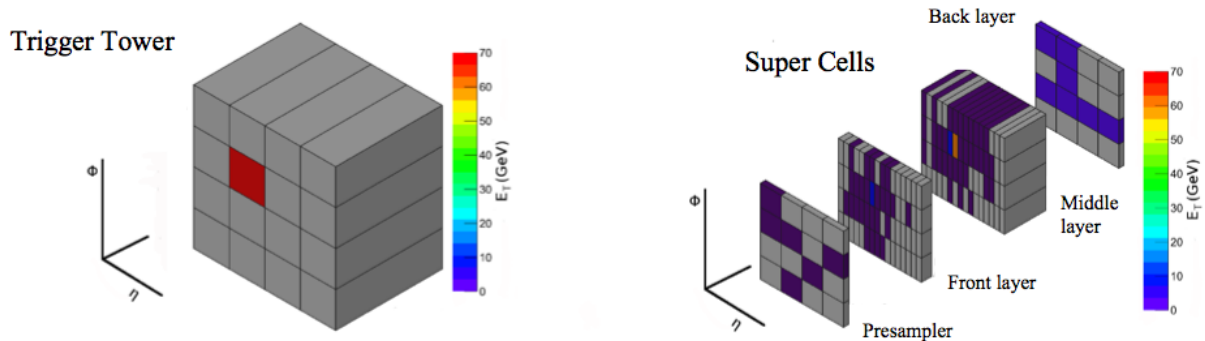


FIGURE 3.6 – Dépôts d'un électron de  $p_T=70$  GeV observés par les tours de déclenchement (Run1) et les super cellules (Run2) [5].

Parmi les nouveaux composants de l'électronique présentés en Figure 3.7, on trouve :

- la *layer sum board* (en haut à gauche) est modifiée pour sommer les signaux des cellules élémentaires dans chaque couche avec la nouvelle granularité des super-cellules (par exemple 8 en  $\eta$  pour la couche avant) ;
- la LTDB (en bas à gauche) comporte un premier bloc de lecture analogique qui somme par couche de détecteur plusieurs super-cellules avec l'ancienne granularité et renvoie ces 4 signaux à la TBB (milieu gauche) pour conserver la chaîne de déclenchement analogique déjà en place : par exemple, 4 super-cellules dans la couche avant pour retrouver l'ancienne somme sur 32 cellules élémentaires. Un deuxième bloc d'ADC numérise les signaux des super-cellules et l'envoie au Back-End. Elle lit 320 voies simultanément ;
- une carte *LAr Digital Processing System* (milieu en bas) qui reçoit par fibre optique les données numériques de 4 LTDB, reconstruit l'énergie transverse et le temps de montée du pulse tout en calculant d'autres variables physiques (sommés d'énergie, barycentres, etc) qui sont envoyées au déclenchement L1 à un débit de 41 Tbps.

La contribution de l'IRFU du CEA Saclay à cet upgrade consiste à développer, concevoir et tester un modèle d'architecture pour la LTDB et particulièrement sa partie analogique, la partie numérique étant sous la responsabilité du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay (LAL). Deux implémentations matérielles de LTDB ont été proposées, l'une par le laboratoire national de Brookhaven (BNL) et l'autre par la collaboration IRFU (Saclay)/LAL (Orsay). La différence architecturale principale est la séparation des blocs analogiques et numériques : pour la carte française, le bloc de lecture analogique est inclus dans la carte mère tandis que le signal est numérisé sur une mezzanine comportant un convertisseur numérique-analogique (ADC). La carte

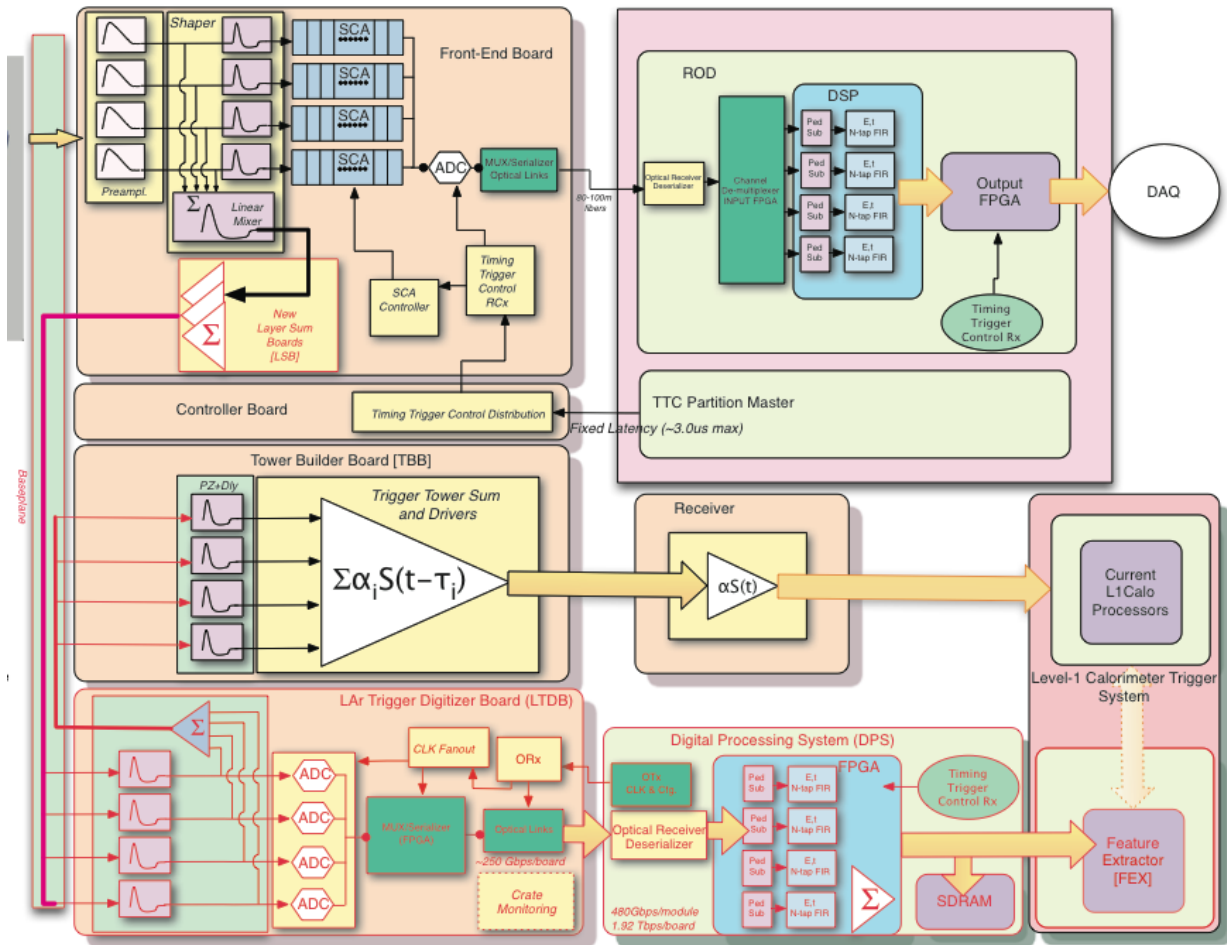


FIGURE 3.7 – Electronique de Front-End/Back-End pour le Run 2.

américaine, elle, suit la stratégie inverse avec une carte mère numérique comportant un ADC qui lit les données par l'intermédiaire d'une mezzanine analogique. Dans la perspective de tester ces deux architectures, chaque laboratoire développe un démonstrateur LTDB en parallèle. La conception du démonstrateur LTDB a été faite au Service d'Électronique des Détecteurs et d'Informatique (SEDI) du CEA Saclay. En juillet 2014, les deux démonstrateurs ont été installés dans le détecteur pendant l'arrêt LS1 pour pouvoir profiter des données du Run2 pour tester le comportement de ces prototypes dans des conditions réelles. Le choix final de l'architecture est encore débattu, notamment l'abandon ou pas de l'idée de mezzanine qui requiert un soutien mécanique et dont l'intégration complexifie la production en terme de câblage et de rendement de la gravure (*yield*).

Afin de ne pas perturber le système L1 actuel, la sommation analogique des quatre couches est envoyée à la carte TBB pour un traitement normal du signal. La sortie analogique de la LTDB, juste avant la mezzanine numérique, passe dans un amplificateur différentiel pour supprimer certains bruits électroniques systématiques. Le choix de la gamme de numérisation de l'ADC est crucial car la détermination précise du *least significant bit* (LSB) est nécessaire pour l'estimation de l'énergie transverse manquante. En effet, si la gamme de l'ADC est maximale pour recouvrir les régimes saturés, la précision sur le LSB sera moindre et perturbera le calcul de  $E_{T_{miss}}$ . À l'inverse, si la gamme est réduite, l'ADC saturera les signaux d'entrée. Cela n'est pas un handicap pour le déclenchement



car si l'ADC sature cela signifie précisément qu'il y a un objet intéressant dans l'événement et le LSB sera connu avec davantage de précision. Par contre, la détermination du croisement de faisceaux associé à l'événement sera impossible si la cellule est saturée. Une solution est alors de regarder les super cellules non saturées aux alentours pour faire cette détermination temporelle.

## 3.2 Analyse de la LTDB1

Une première version du démonstrateur, la LTDB1, a été développée et testée à Saclay en 2014 avant d'être installée sur le détecteur pour le Run 2. Elle ne comporte que deux valeurs de gains différentes représentant les couches *front* et *middle*. On note  $K$  l'inverse du gain, qui va être utilisé dans la suite et qui prend la valeur 0,5 pour le canal *front* et 1,2 pour le canal *middle*. La Figure 3.8 présente une vue de la carte LTDB de Saclay.

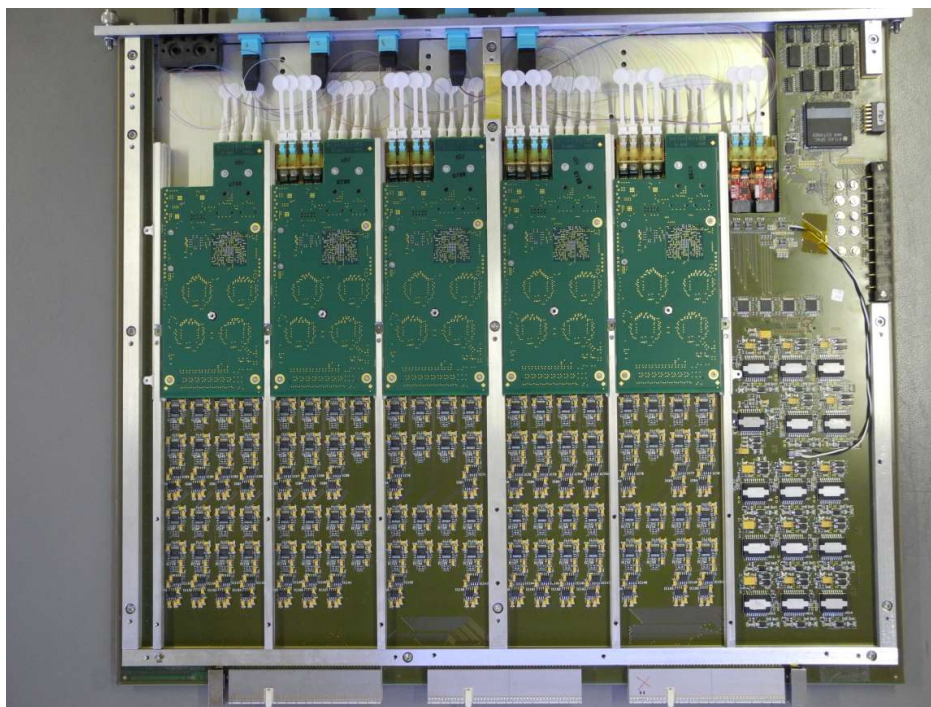


FIGURE 3.8 – Démonstrateur LTDB développé par le SEDI/SPP du CEA Saclay.

### 3.2.1 Introduction

La prise de données a été faite au CEA Saclay avec un banc de test constitué d'un générateur programmable Agilent 33522A, voir Figure 3.9 (a), auquel on a fourni une liste de points échantillonnés calculés à partir de la forme analytique du signal correspondant à un temps de dérive dans l'argon de 450 ns. Ce signal correspond à une couche particulière du calorimètre (front ou middle) mais dans l'idée d'étudier le bruit, le délai ou le gain, la différence de forme entre les signaux des différentes couches est négligée et sera étudiée plus en détails avec le deuxième prototype. Le



générateur est connecté à une seule entrée de la carte LTDB. L'équipe du SEDI en charge de la carte a développé une mezzanine de lecture (cf Figure 3.9 (b)) sur laquelle les sorties LTDB+ et LTDB- ont été branchées, la mezzanine finale étant développée par le LAL (Orsay). Tous les signaux (entrée et sorties) sont numérisés à 100 MHz avec un convertisseur analogique-numérique CAEN 4 voies 14 bits (CAEN desktop digitizer Figure 3.9 (c)) dont la mémoire est connectée en USB au logiciel de lecture CAENscope (Figure 3.9 (d)) qui simule une interface d'oscilloscope et permet d'exporter les données en ASCII.

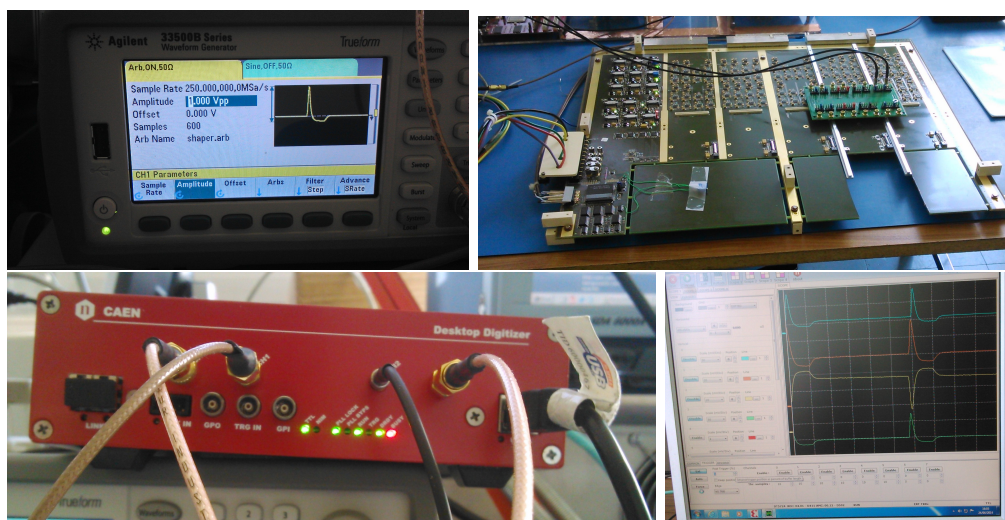


FIGURE 3.9 – Illustrations du banc de test : générateur de signaux Agilent 33522A (haut gauche), carte LTDB avec mezzanine de lecture montée dessus (haut droite), ADC de sortie CAEN 4 voies 14 bits (bas gauche) et interface de visualisation CAENscope (bas droite).

Afin de tester les caractéristiques de la carte pour différentes conditions d'utilisation, plusieurs types de données ont été enregistrées. Elles sont résumées en Figure 3.10 et sont constituées de :

- un **créneau** qui correspond à 800 ns suivi de 3 fois 800 ns de piédestal. Il est noté "step" dans la 3.10 et permet de séparer deux séquences de données ainsi que d'estimer le bruit moyen de l'électronique en l'absence de signal.
- une **rafale** de 100 pulses successives à amplitude constante qui permet de voir l'effet des impulsions sur le piédestal. La méthode de reconstruction de l'amplitude ainsi que sa stabilité sont testées sur ces impulsions.
- un **retard** ou delay run, dans lequel l'origine des impulsions est décalée de 1 ns toutes les 10 impulsions pour une valeur fixée de l'amplitude. Il sera utilisé pour voir la précision temporelle de la reconstruction de l'amplitude.
- une **rampe** ou DAC scan, dans laquelle l'amplitude d'entrée varie de 1 % à 100 % de sa valeur maximale toutes les 10 impulsions. Il permet d'étudier la linéarité de la LTDB.

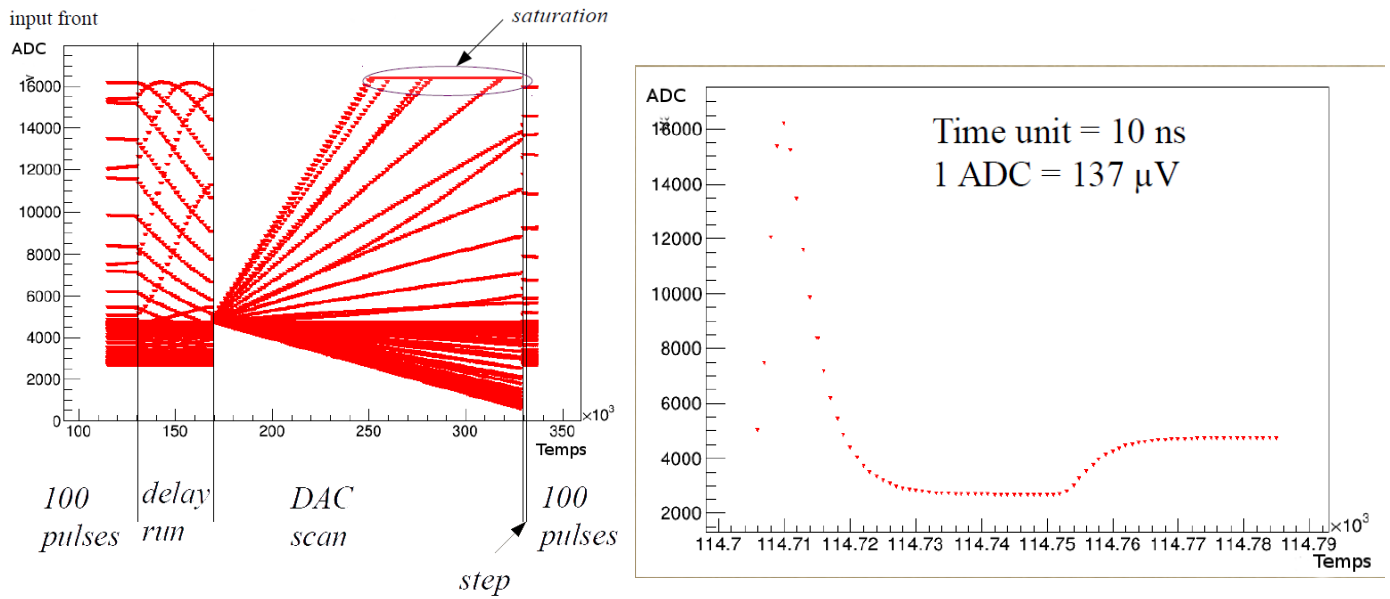


FIGURE 3.10 – Structure des séquences de données (gauche) et exemple d'impulsion (droite).

L'échelle de temps est 1 coup d'horloge = 10 ns, l'amplitude est en coup d'ADC (1 ADC = 137  $\mu$ V). Les deux facteurs de conversions sont respectivement 0.01257 V/GeV et 0.00498 V/GeV pour les couches front et middle. L'étude se limite à deux canaux : un canal front et un canal middle, puisqu'il n'y a que deux gains différents. Le signal est une succession périodique d'impulsions illustrées Figure 3.10 (b) qui ont chacune une durée de 800 ns suivie de 800 ns de piédestal. Ces impulsions reproduisent la forme du signal mis en forme dans les cartes d'acquisition électronique du L1Calo juste avant d'être transmis aux TBB. L'impulsion est constituée d'un front montant avec un temps de montée de 35 ns, d'une descente légèrement moins rapide puis d'un plateau. Une telle impulsion d'amplitude maximale 1 avec un piédestal nul aurait une intégrale nulle, l'aire du plateau compensant exactement l'aire du pic. Le signal est injecté dans un canal (input) tandis que deux sorties sont enregistrées : la sortie analogique TBB et la sortie différentielle LTDB.

### 3.2.2 Etude du bruit

Le bruit moyen provenant de l'électronique peut être extrait des périodes qui correspondent à une absence de signal, juste après le créneau ou bien entre les impulsions de la rafale. Pour ce faire, 60 échantillons sont sélectionnés à l'intérieur du piédestal (qui en comporte 80), en supprimant les 10 points à chaque extrémité. La dispersion des valeurs du piédestal donne une idée des fluctuations liées à l'électronique, mesuré par exemple par le RMS de l'ensemble des points des piédestaux sélectionnés. Dans les signaux de la sortie LTDB, la dérive lente du piédestal dans la rafale d'impulsions observée Figure 3.12 est causée par la décharge du condensateur situé entre l'amplificateur différentiel et le convertisseur analogique-numérique, comme illustré Figure 3.11. Cette dérive n'est pas une inquiétude car ce composant n'est présent que dans l'installation de test de Saclay. Le schéma final ne comportera pas cette capacité.

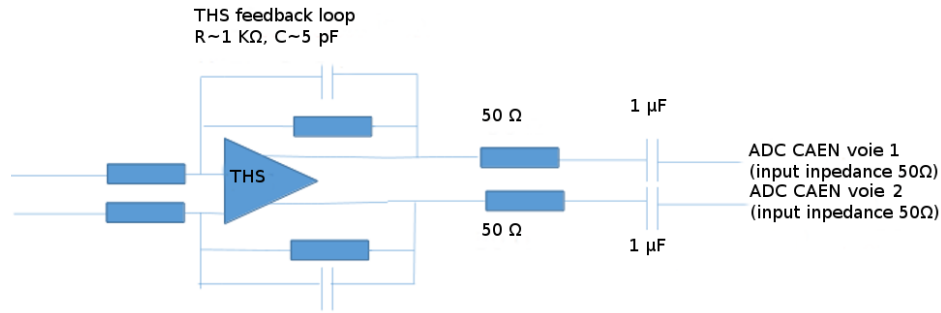


FIGURE 3.11 – Schéma électrique de la sortie différentielle dans le setup expérimental de Saclay.

Pour remédier à ce problème de dérive, il convient de prendre une référence arbitraire pour comparer les piédestaux entre eux. Une possibilité est d'étudier la dispersion de chaque piédestal autour de sa propre valeur moyenne. On sélectionne les 80 points de piédestal qui précèdent le début de chaque impulsion et la valeur moyenne du piédestal est estimée par la moyenne entre les 10<sup>ème</sup> et 70<sup>ème</sup> points. Les distributions obtenues en Figure 3.12, centrées en 0, montrent la différence entre chaque point et la moyenne. Le RMS de ces histogrammes donne une indication du bruit électronique. Les valeurs en coup d'ADC ainsi qu'en MeV (grâce aux facteurs de conversion) sont résumées dans la Table 3.2.

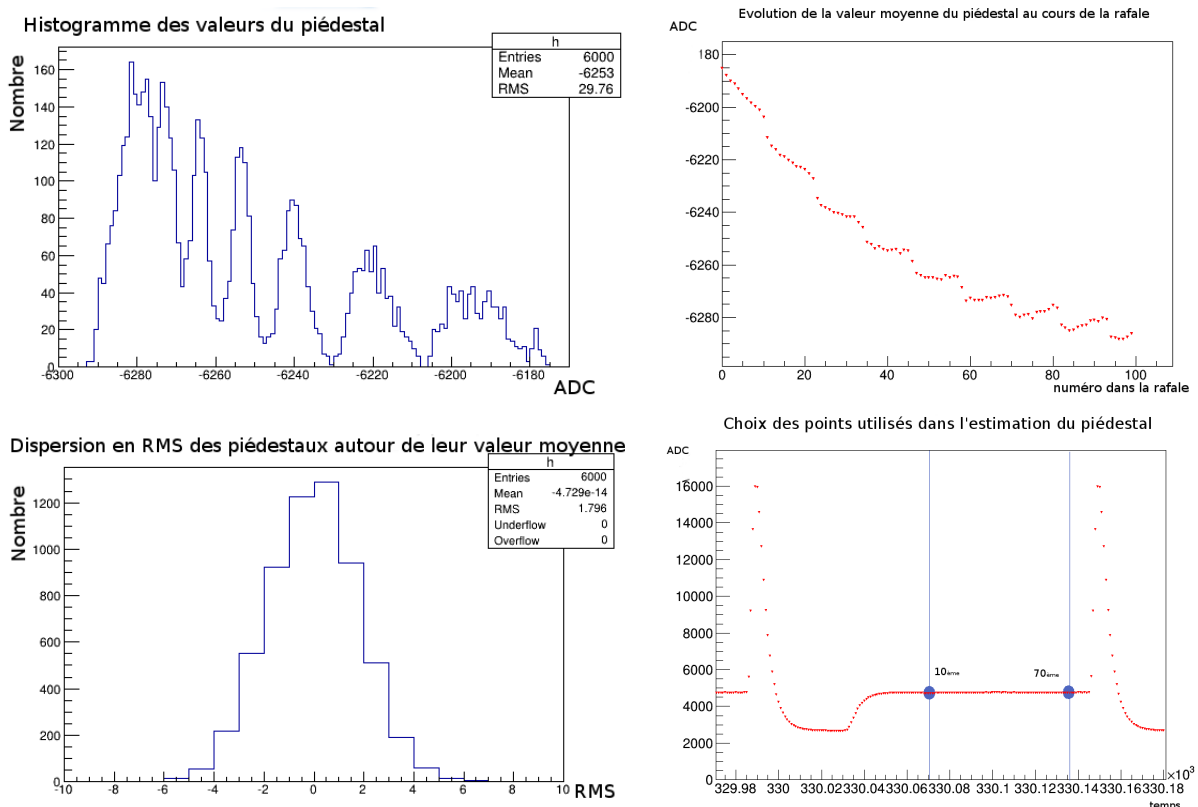


FIGURE 3.12 – Distribution et valeur moyenne du piédestal dans la rafale pour la sortie LTDB du canal front (haut); dispersion des piédestaux autour de leur valeur moyenne (bas gauche) choix des points pour le calcul de la moyenne du piédestal (bas droite).

TABLE 3.2 – RMS des piédestaux en coups d’ADC et en MeV pour les canaux front et middle.

-	front	front	middle	middle
-	ADC	MeV	ADC	MeV
input	1.356	14.8	1.378	37.9
TBB	1.555	16.9	1.598	43.9
LTDB	1.782	19.4	1.649	45.4

Dans les autres séquences de données (le délai et la rampe), les valeurs du bruit dans le piédestal correspondent à celles obtenues dans la séquence à amplitude constante. Cet effet de dérive est donc résolu par la soustraction du piédestal sans que cela ait une importance quelconque pour la caractérisation de la carte. Le bruit électronique observé dans le canal front est de l’ordre de 20 MeV contre 45 MeV dans le canal middle.

### 3.2.3 Reconstruction de l’amplitude

L’information physique intéressante est précisément l’énergie déposée dans la tour de déclenchement par la particule ou le jet. Cette donnée est directement proportionnelle à l’amplitude de l’impulsion caractéristique du signal du calorimètre électromagnétique. Le point sensible est donc de reconstruire précisément l’intensité de l’impulsion. Plus l’échantillonnage augmente, plus cela est rendu facile. Dans notre cas, l’impulsion est échantillonnée toutes les 10 ns, l’incertitude brute sur le point maximum de la courbe est donc de 5 ns en position temporelle, ce qui se traduit par une incertitude en amplitude. La position temporelle et la valeur de l’impulsion associée vont être estimées en interpolant les échantillons autour du maximum par un polynôme de degré 3. Ce choix, plutôt qu’une parabole, se justifie par la forme asymétrique de l’impulsion qui a un front de montée plus abrupt que le front descendant. Une optimisation du choix des points nous a permis de choisir la configuration suivante : la régression est faite sur 2 points avant et après l’échantillon maximal comme illustré sur la Figure 3.13.

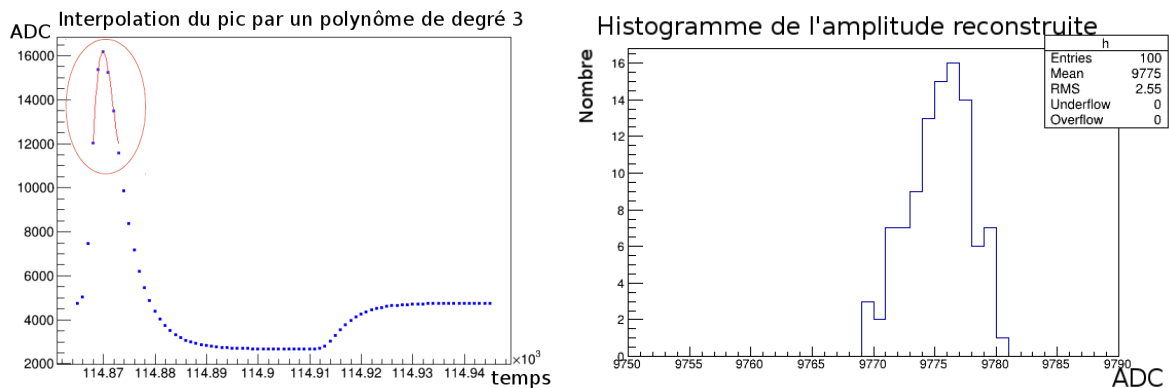


FIGURE 3.13 – interpolation de l’amplitude de l’impulsion par un polynôme de degré 3 (gauche) distribution de l’amplitude reconstruite dans la rafale pour la LTDB du canal front (droite).

Cette optimisation a été faite en cherchant à minimiser le RMS de la distribution de l'amplitude reconstruite pour le signal d'entrée en utilisant différents choix des points utilisés dans l'interpolation. La Table 3.3 présente les résultats obtenus. La configuration à 5 points a été préférée à celle à 6 points pour la raison simple qu'elle est équilibrée autour du maximum et donc plus robuste aux perturbations.

TABLE 3.3 – Valeur moyenne et RMS de l'amplitude reconstruite pour le signal d'entrée selon la configuration de l'interpolation choisie.

N points	N avant	N après	Moyenne	RMS
4	1	2	11052.8	11.09
4	2	1	11053.9	12.6
5	1	3	11066.8	14.96
5	2	2	11014.3	9.28
5	3	1	11076.3	20.24
6	1	4	11074.7	8.225
6	2	3	10991.7	38.18
6	3	2	10994	42.66
6	4	1	11082	14.72

La rafale de 100 pulses d'amplitude constante va permettre de valider cette méthode de reconstruction. Bien évidemment, pour s'abstraire de la dérive du piédestal, il est nécessaire de retrancher la valeur moyenne de ce piédestal à chaque pulse. La dispersion de l'amplitude reconstruite pour la sortie LTDB est donnée en Figure 3.13. Pour ce qui est de la précision sur la position temporelle du pic reconstruit, la déviation est de l'ordre de 0.1 ns, comme illustré Figure 3.14, ce qui indique une bonne stabilité de la méthode.

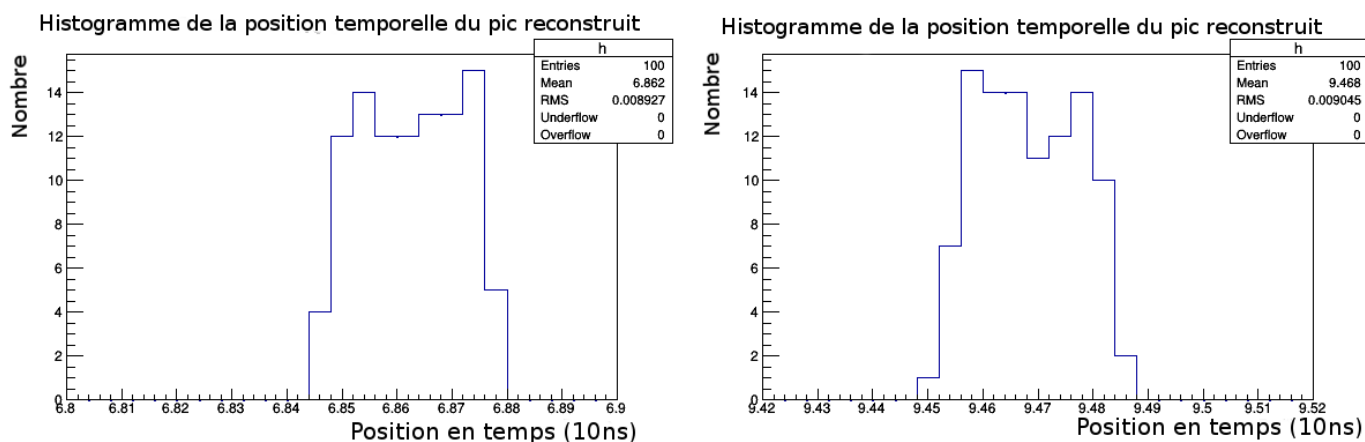


FIGURE 3.14 – Dispersion de la position temporelle du pic reconstruit par rapport au début de l'impulsion pour l'entrée (gauche) et la sortie LTDB (droite).

La précision de cette méthode de reconstruction est estimée en prenant le RMS de ces distributions pour chaque canal, ce qui est résumé dans la Table 3.4. Ainsi l'incertitude obtenue sur l'amplitude reconstruite en sortie de la LTDB est de l'ordre de 30 MeV pour le canal front et 35 MeV pour le canal middle. Toutefois, le bruit dominant provient de l'électronique : il est estimé à 1-2 coups d'ADC RMS ce qui est de l'ordre de la dispersion de la méthode de reconstruction.

TABLE 3.4 – Dispersion en coups d'ADC et en MeV de l'intensité reconstruite sur une série de pulses à amplitude constante pour les deux canaux.

-	front	front	middle	middle
-	ADC	MeV	ADC	MeV
input	1.295	14.1	1.429	39.3
TBB	1.196	13.0	1.319	36.2
LTDB	2.55	27.8	1.259	34.6

### 3.2.4 Étude de la linéarité

Dans le but de tester les différentes caractéristiques de la carte, le signal d'entrée est numérisé pour pouvoir étudier la linéarité du circuit de la sortie LTDB. Cela suppose de comparer l'amplitude de sortie à l'amplitude de l'impulsion injectée en utilisant la rampe, grâce à la méthode de reconstruction présentée précédemment. À partir d'une certaine valeur de l'amplitude, l'ADC de la carte d'acquisition sature, il faut donc limiter la région d'étude de la linéarité. La Figure 3.15 présente la rampe en entrée ainsi que l'amplitude reconstruite en fonction de l'intensité (en pourcentage de l'intensité maximale) de l'impulsion d'entrée. Dans ce cas précis, le signal de la LTDB devient non linéaire vers 37 % de l'intensité maximale jusqu'à l'apparition d'un plateau vers 60 %. Dans la région non saturée, la pente de la courbe de linéarité donne une indication du gain de l'électronique pour chaque canal. Le canal front ayant un gain plus élevé (2 contre 0.83 pour le middle), sa courbe de linéarité sature plus vite avec une pente plus prononcée. Ceci est résumé dans la Table 3.5, qui présente les pentes de chaque courbe, ainsi que le ratio sortie sur entrée. Pour la LTDB, le rapport des pentes entre le canal middle et front obtenu vaut  $0,425/0,976 (=0,43)$ , ce qui est sensiblement la valeur attendue du rapport entre les gains des canaux,  $0,5/1,2 (=0,42)$ .

TABLE 3.5 – Pente de la courbe de linéarité dans la région non saturée pour les deux canaux et rapport sortie sur entrée.

-	pente front	pente middle	front	middle
-	ADC	ADC	ratio	ratio
input	228,8	229,1	-	-
TBB	218,1	216,4	0,953	0,945
LTDB	223,3	97,33	0,976	0,425

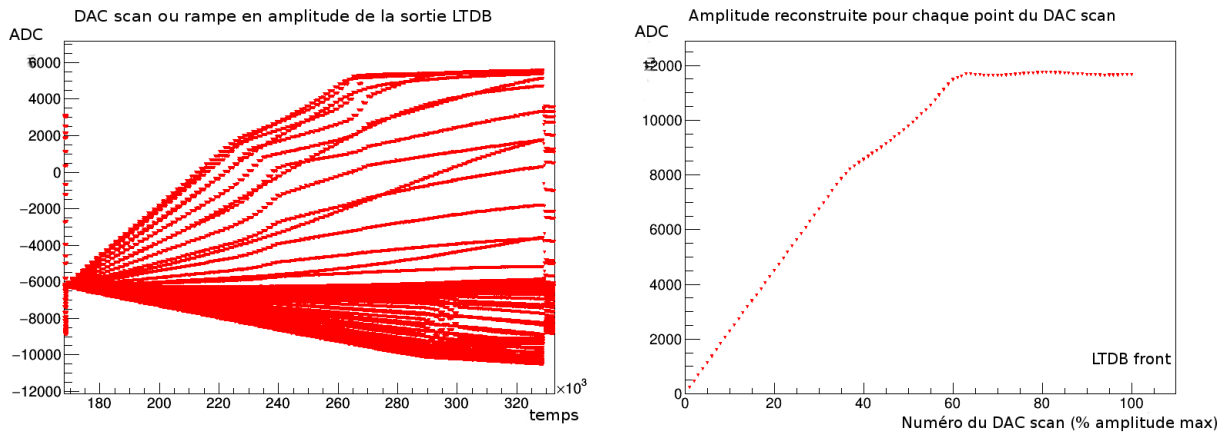


FIGURE 3.15 – Rampe en amplitude (gauche) et amplitude reconstruite pour chaque point de la rampe (droite) pour la sortie LTDB du canal front.

Pour étudier plus finement la linéarité, il est intéressant de regarder pour chaque point du DAC scan la dispersion de l'amplitude sur plusieurs périodes. Comme nous disposons de 10 impulsions pour chaque point d'intensité, la Figure 3.16 illustre le RMS de la distribution de l'amplitude reconstruite en fonction du numéro du DAC scan. Pour le signal d'entrée, l'amplitude de chaque point d'intensité est reconstruit avec un RMS de 20 MeV pour le canal front et de 55 MeV pour le canal middle; similairement, pour la sortie LTDB, l'incertitude est en moyenne de 55 MeV dans les deux canaux (à comparer avec les RMS obtenus dans la rafale Table 3.4). La linéarité est donc bien stable dans le temps pour chaque point du DAC scan.

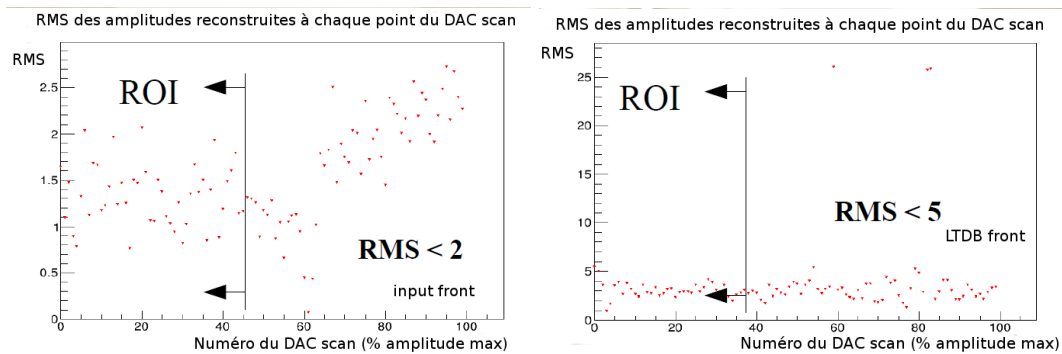


FIGURE 3.16 – Dispersion des amplitudes reconstruites pour chaque point du DAC scan pour l'entrée (a) et la LTDB (b) du canal front.

De même, quantifier la linéarité peut être effectué en interpolant la courbe précédente Figure 3.15 avec un polynôme de degré 1 et de calculer, pour chaque point, la distance qui les sépare. Cette quantité appelée "résidu" peut permettre de repérer des phénomènes locaux de non-linéarité différentielle. La Figure 3.17 illustre la distance entre les échantillons et la pente divisée par la valeur de la pente, ce qui fait apparaître les non-linéarités intégrales. A faible intensité, on s'attend à avoir un comportement divergent, mais les résidus doivent normalement converger vers 0 de manière homogène. Pour la sortie différentielle LTDB, il est à noter un point singulier dont la position est différente pour les deux canaux, signe d'une non-linéarité d'un composant. Ce phénomène sera



détaillé dans l'étude du deuxième prototype de LTDB produite à Saclay, qui comporte davantage de valeurs de gains. Une fois la saturation atteinte, les résidus divergent, comme on peut le voir pour la sortie LTDB front.

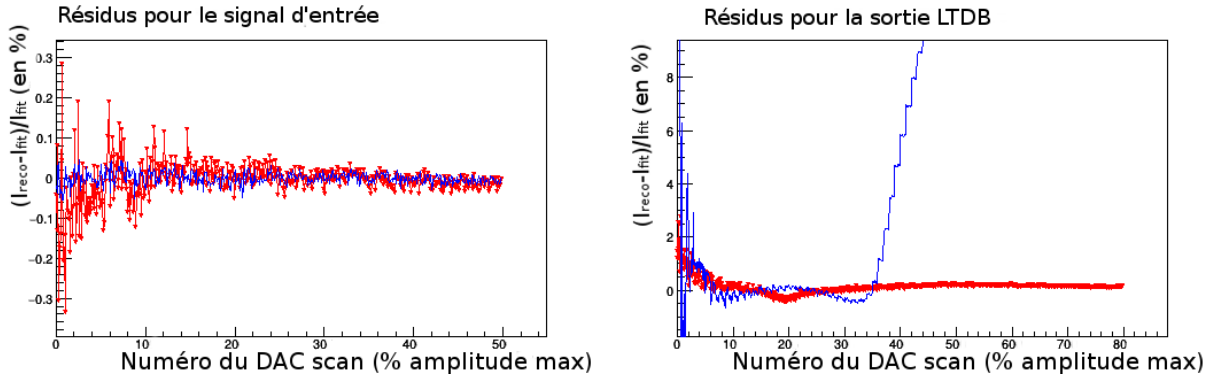


FIGURE 3.17 – Résidus pour le signal d'entrée (gauche) et la sortie LTDB (droite) pour le canal front (bleu) et middle (rouge).

### 3.2.5 Etude de l'effet de la phase

De manière analogue à l'étude de la linéarité, on peut s'intéresser à l'effet d'un décalage temporel sur la reconstruction de l'amplitude et la position du maximum. Cela revient à considérer différentes valeurs pour le déphasage entre le générateur d'impulsions et l'ADC de sortie. Puisque les signaux sont sommés après des lignes à retard qui essaient de les recentrer, cette étude peut estimer la précision de la reconstruction pour un certain décalage en temps grâce aux données du Delay Run qui sont constituées de 24 séries de 10 impulsions analogues décalées chacune d'une nanoseconde ( $1/10^{\text{ème}}$  d'unité en temps). La Figure 3.18 (gauche) montre l'évolution de la position du maximum relative au début du pulse pour les trois séquences de données prises (rafale, delay run et DAC scan).

L'analyse des résidus de la position en temps du maximum reconstruit par interpolation permet à nouveau de tester la présence de non-linéarité temporelle. La Figure 3.18 (droite) illustre l'évolution de la position du maximum interpolé en fonction du décalage en temps dans le delay run. La pente attendue est de 1, la différence observée provient de l'échantillonnage du pulse, ce qui maximise l'incertitude sur la position lorsque le maximum théorique est entre deux échantillons. Pour les deux canaux, les résidus restent sous la barre du 1 % de distance, ce qui correspond à une marge d'erreur de reconstruction de la position de 0.1 ns.

En plus d'étudier l'effet d'un décalage sur la position du maximum, il est intéressant d'analyser la variation que ceci implique sur l'amplitude reconstruite. Un numéro d'échantillon fixe est choisi pour minimiser l'erreur sur la position reconstruite pendant le delay run entier, par exemple le  $3^{\text{ème}}$  pour l'entrée et le  $6^{\text{ème}}$  pour la LTDB dans le canal front. Cela signifie que pour un retard particulier, cet échantillon est le plus proche du maximum de l'impulsion reconstruite. La Figure 3.19 (gauche) illustrent l'évolution de la valeur de cet échantillon (le  $3^{\text{ème}}$  pour le signal d'entrée, le



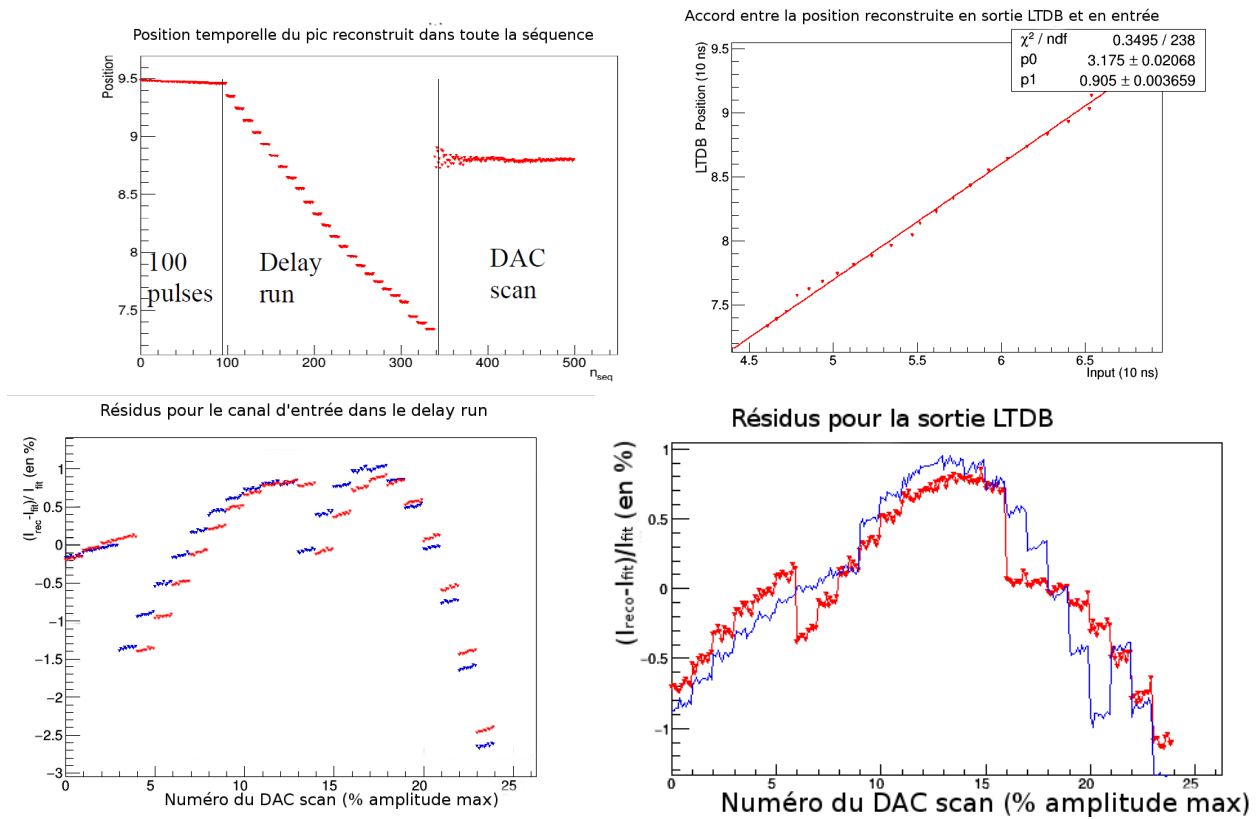


FIGURE 3.18 – Position temporelle du maximum reconstruit pendant différentes séquences de données (haut gauche); accord entre la position reconstruite en sortie de la LTDB et la position reconstruite dans le signal d’entrée (haut droite); résidus de la position en temps du maximum pour l’entrée et la sortie LTDB (bas) pour les canaux front (bleu) et middle (rouge).

$6^{\text{ème}}$  pour la sortie LTDB) pendant le delay run. Aux alentours d’un décalage de 15 nanosecondes, cet échantillon est quasiment le sommet de l’impulsion pour le signal d’entrée. Si cet échantillon est choisi comme référence pour la reconstruction du pulse, c’est à dire que les points utilisés dans l’interpolation sont centrés autour de lui, la reconstruction de l’amplitude doit être optimale dans la région du delay run proche de cette optimisation et médiocre dans des régions éloignées. Par exemple, pour l’impulsion d’entrée, l’échantillon fixe choisi (le  $3^{\text{ème}}$ ) correspond à une phase nulle autour de 15 ns de décalage (où la reconstruction est donc optimale) : un décalage de 9ns autour du point 15 ns correspond à une variation de 3% de l’amplitude reconstruite (11 410 pour  $t=15$  ns contre 11 700 pour  $t=6$  ns, cf. Figure 3.19 (droite)). Donc, si l’échantillon bouge de 9 ns autour de la position du maximum, l’erreur sur l’amplitude calculée sera d’à peu près 3 %.

En remontant à la Figure 3.19 (gauche), qui illustre l’effet de la phase sur l’amplitude d’un échantillon fixe, il est possible de faire correspondre une incertitude sur la valeur de l’échantillon maximal (fixe) à une incertitude sur l’amplitude du maximum reconstruit. Par exemple, 9 ns de décalage temporel pour l’impulsion d’entrée font varier la valeur de cet échantillon fixe de 10 % (11 500 pour  $t=15$  ns contre 10 250 pour  $t=6$  ns) alors que l’amplitude reconstruite autour de cet échantillon variera de 3 % comme vu précédemment.

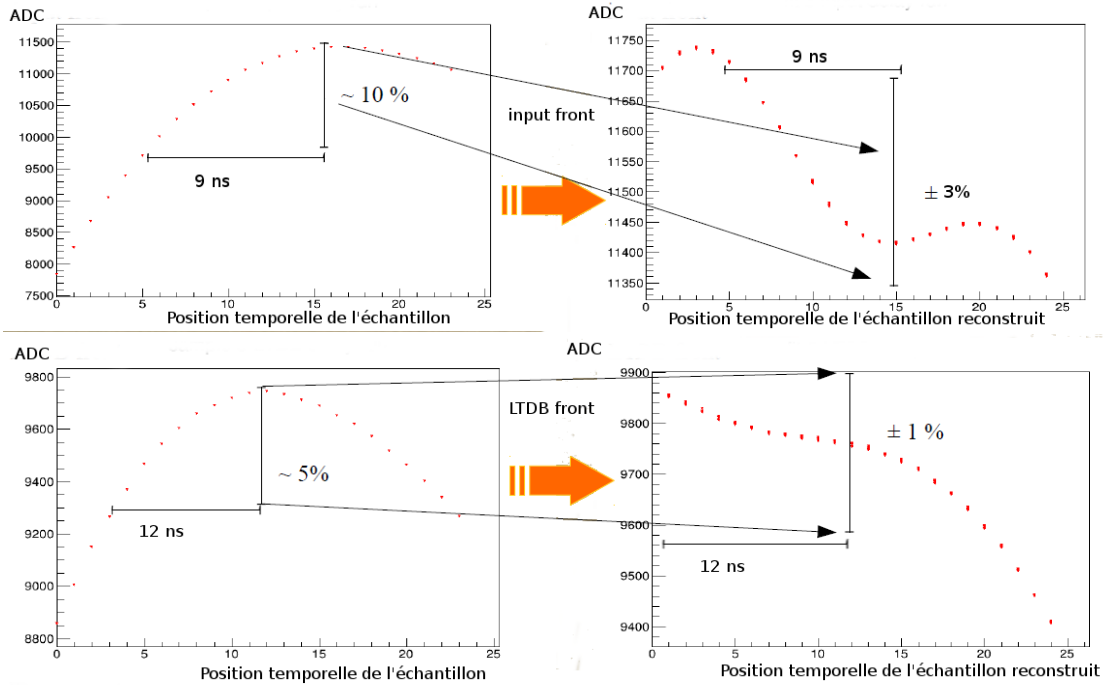


FIGURE 3.19 – Correspondance entre l’incertitude sur l’amplitude et la position de l’échantillon maximum (gauche) et l’incertitude sur l’amplitude reconstruite (droite) pour le signal d’entrée (haut) et la sortie LTDB (bas) dans le canal front.

Ceci signifie, pour la sortie LTDB, que malgré l’échantillonnage et les lignes à retard qui peuvent entraîner une incertitude de quelques nanosecondes sur le signal, cette interpolation peut reconstruire la position du maximum et de l’amplitude avec une précision de l’ordre de 1 %, comme montré Figure 3.19 (bas). La Table 3.6 donne pour un décalage temporel donné la variation de la valeur de l’échantillon à phase nulle ainsi que la variation de l’amplitude reconstruite :

TABLE 3.6 – Erreur sur la position (connue) de l’échantillon maximal pour une variation d’amplitude de 5 % (10 % pour input front) ; erreur sur l’amplitude reconstruite correspondant à une variation de la position reconstruite entre 9 et 12 ns selon le canal et le signal.

	échantillon	échantillon	reconstruction sur delay run
	% amplitude	ns	% amplitude
input front	10%	±9	3%
LTDB front	5 %	±12	5%
input middle	5%	±12	3%
LTDB middle	5%	±10	7%

### 3.2.6 Étude du bruit diaphonique

Le bruit diaphonique est une source de bruit électronique entre plusieurs voies dont les circuits sont physiquement proches et qui arrivent à communiquer via des composants communs en amont ou en aval. Une des façons de détecter cet écho consiste à envoyer un signal sur une voie et observer la distribution du bruit dans les voies avoisinantes. S'il y a en effet du bruit diaphonique, il devrait apparaître une corrélation entre les pulses et la forme du bruit.

Des données ont été spécialement prises pour étudier cet effet, il s'agit uniquement d'une séquence de pulses à amplitude constante envoyée dans le signal d'entrée d'une voie A, tandis que les données des sorties TBB et LTDB de la voie B voisine de A sont enregistrées. Connaissant la période des pulses, il suffit de replier toute la séquence sur une période pour voir s'il y a statistiquement une accumulation autour de la région du pulse ou pas.

La Figure 3.20 présente les résultats obtenus entre deux canaux front-front pour, d'une part, le signal d'entrée et, d'autre part, la sortie LTDB affectée par le bruit diaphonique. Aucun bruit diaphonique entre des voies de différent canal (*front-middle*) n'est observé en raison de la disposition des pistes sur la carte. Pour ce qui est des voies *front-front* et *middle-middle*, l'effet du parasitage sur le bruit électronique est inférieur à 1 pour mille, comme résumé dans la Table 3.7. Ainsi le bruit diaphonique est totalement négligeable dans la carte LTDB.

TABLE 3.7 – Variations d'amplitude de l'entrée pour la voie excitée et de la sortie LTDB pour la voie observée pour les deux types de canaux.

Canaux excité-observé	Variation entrée coups d'ADC	LTDB coups d'ADC	LTDB+ coups d'ADC	LTDB- coups d'ADC
Front-Front	9160	6.5	6.2	0.3
Middle-middle	13050	6	5.2	0.8

Il apparait que la sortie LTDB+ est plus affectée par le bruit diaphonique comparé à la sortie LTDB-, cela est du à l'architecture de la carte et à la proximité des circuits associés.

## 3.3 Améliorations de la LTDB2

À ce jour, les données issues de la carte LTDB1 du détecteur n'ont pas pu être encore analysées à cause d'une configuration inachevée du système de lecture. À terme, cette carte permettra de tester en direct ses performances en vue de l'Upgrade. Une nouvelle version du prototype, la LTDB2, a été conçue, proposée et construite par les ingénieurs, techniciens et physiciens du SEDI et du SPP avec une architecture retravaillée grâce aux tests faits sur la première carte ainsi qu'une gamme étendue de gains. Contrairement à la LTDB1 qui ne comptait que deux types de canaux (front

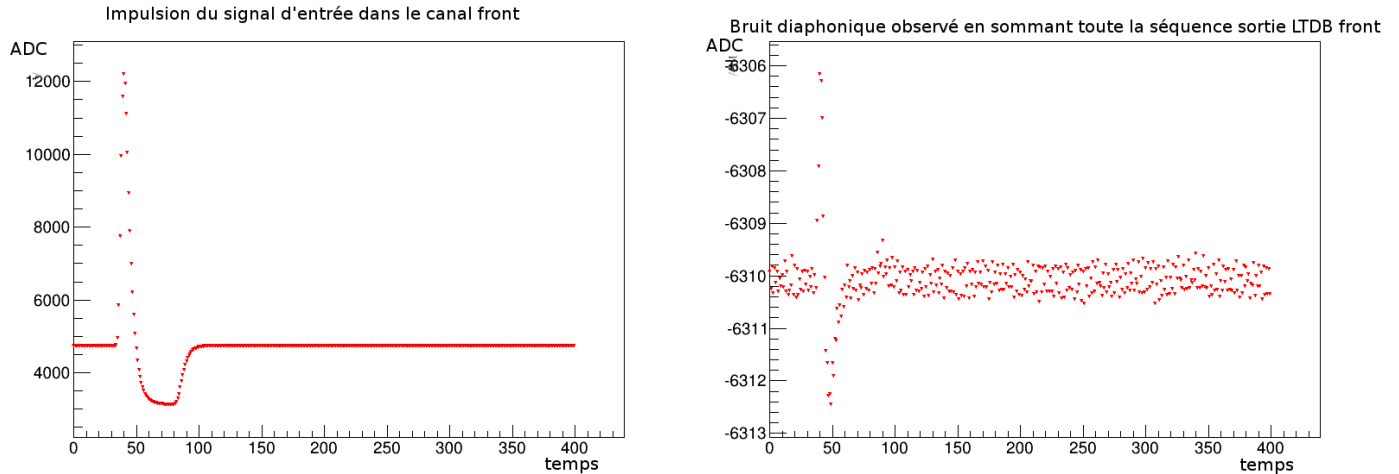


FIGURE 3.20 – Impulsion injectée dans le signal d’entrée du canal front (gauche) et bruit diaphonique observé dans la sortie LTDB du canal front (droite).

et middle) caractérisés par deux valeurs de gains, il est ici possible d’étudier l’impact de ce gain sur les caractéristiques déjà présentées plus haut. Les 8 canaux présentent des gains s’étendant de 0.5 à 3.5, couvrant les différentes couches du calorimètre (middle, front, presampler). Ces canaux sont présentés dans la Table 3.8 avec leurs gains et  $K$ , qui est l’inverse du gain. La seule différence entre les canaux front et middle vient du gain associé. Les canaux du presampler ont une impédance d’entrée différente des autres canaux, ce qui, notamment, modifie la gamme de fonctionnement hors saturation. L’impact du gain sur le bruit, l’amplitude et la linéarité va être étudié dans cette partie, en revanche, la stabilité en temps étant indépendante du gain, il n’est pas utile de la vérifier. De même, il a été montré précédemment que le bruit diaphonique était négligeable pour deux gains différents, il ne sera donc pas abordé dans cette partie.

TABLE 3.8 – Caractéristiques des différents canaux utilisés.

Nom	14AM1	8AM1	3AM1	14AF1	14BP1	9AF4	1AP1	1AF4
$K$	1.77521945	1.20365552	0.98150315	0.72622097	0.52904	0.49257339	0.3033532	0.29389333
Gain	0.5633	0.8308	1.0188	1.377	1.89	2.03	3.296	3.4026
Type	<i>middle</i>	<i>middle</i>	<i>middle</i>	<i>front</i>	<i>presampler</i>	<i>front</i>	<i>presampler</i>	<i>front</i>

### 3.3.1 Impact du gain sur le bruit et l’amplitude reconstruite

Dans le même esprit que l’étude précédente, le bruit dans les piédestaux va être estimé dans les deux configurations suivantes : en l’absence de signal, c’est à dire juste après un créneau, et entre deux impulsions, c’est à dire dans la rafale. Les deux situations sont illustrées Figure 3.21. La même problématique de dérive du piédestal est observée, donc la dispersion du bruit va être estimée à l’aide du RMS de la distribution de 75 points en l’absence de signal (après le créneau) et

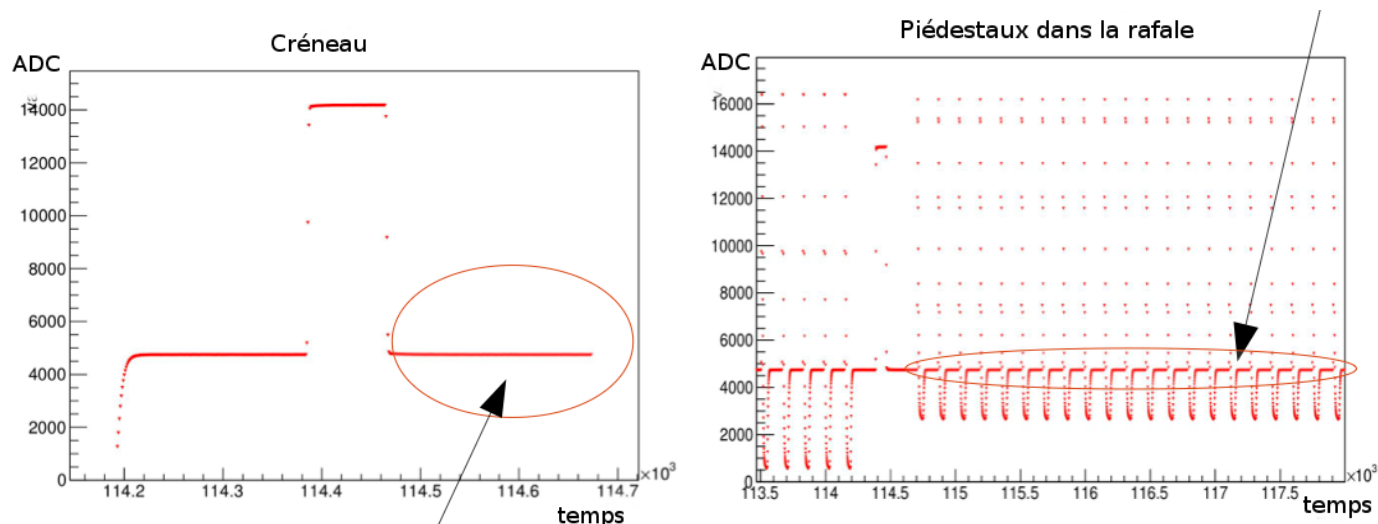


FIGURE 3.21 – Zones d'étude du bruit du piédestal : en l'absence de signal et entre deux pulses.

grâce à la distance à la moyenne du piédestal pour chaque impulsion (pour la rafale). Les résultats obtenus sont résumés dans la Table 3.9, en coups d'ADC. Pour les grands gains, la fluctuation du bruit augmente, ce qui est attendu. Les valeurs élevées des canaux du presampler s'expliquent par l'impédance d'entrée différente qui modifie le gain total. Un effet similaire sur l'amplitude reconstruite est à prévoir, avec comme phénomène supplémentaire l'apparition d'une saturation pour les forts gains qui va polluer l'interpolation du pulse et donc élargir la distribution des amplitudes. Les valeurs obtenues, en coups d'ADC et en MeV, sont présentées dans la Table 3.10.

TABLE 3.9 – Dispersion du bruit dans les piédestaux.

Nom	14AM1	8AM1	3AM1	14AF1	14BP1	9AF4	1AP1	1AF4
Gain	0.5633	0.8308	1.0188	1.377	1.89	2.03	3.296	3.4026
Input créneau (ADC)	1.404	1.648	1.495	1.531	1.687	1.303	1.275	1.408
TBB créneau (ADC)	1.962	1.681	1.728	1.753	-	1.636	-	1.749
LTDB créneau (ADC)	1.676	1.566	1.809	1.6	2.813	2.274	5.317	3.916
Input rafale (ADC)	1.36	1.36	1.36	1.33	1.545	1.363	1.536	1.363
TBB rafale (ADC)	1.606	1.585	1.604	1.588	-	1.571	-	1.624
LTDB rafale (ADC)	1.549	1.571	1.635	1.704	1.871	1.843	2.289	2.058

TABLE 3.10 – Dispersion de l'amplitude reconstruite pour les différents canaux.

Nom	14AM1	8AM1	3AM1	14AF1	14BP1	9AF4	1AP1	1AF4
Gain	0.5633	0.8308	1.0188	1.377	1.89	2.03	3.296	3.4026
Input créneau (ADC)	1.574	1.262	1.316	1.364	11.22	1.45	10.68	1.153
input créneau (MeV)	11.6	13.7	17.5	24.6	-	38.5	-	51.3
LTDB créneau (ADC)	1.351	1.201	1.53	1.653	5.538	2.56	26.79	6.689
LTDB créneau (MeV)	9.9	13.1	20.4	29.8	-	68.0	-	298

Le canal 1AF4 (celui ayant le gain le plus fort), la sortie LTDB sature extrêmement tôt ce qui explique cette valeur de presque 300 MeV, bien trop élevée. En comparaison, l'entrée de ce canal n'est pas saturée et la RMS des amplitudes associées est effectivement cohérente, comme l'illustrent les Figures 3.22. Dans un régime non saturé, la variation de l'amplitude suit à quelques exceptions près, un comportement linéaire en fonction du gain, ce qui est attendu.

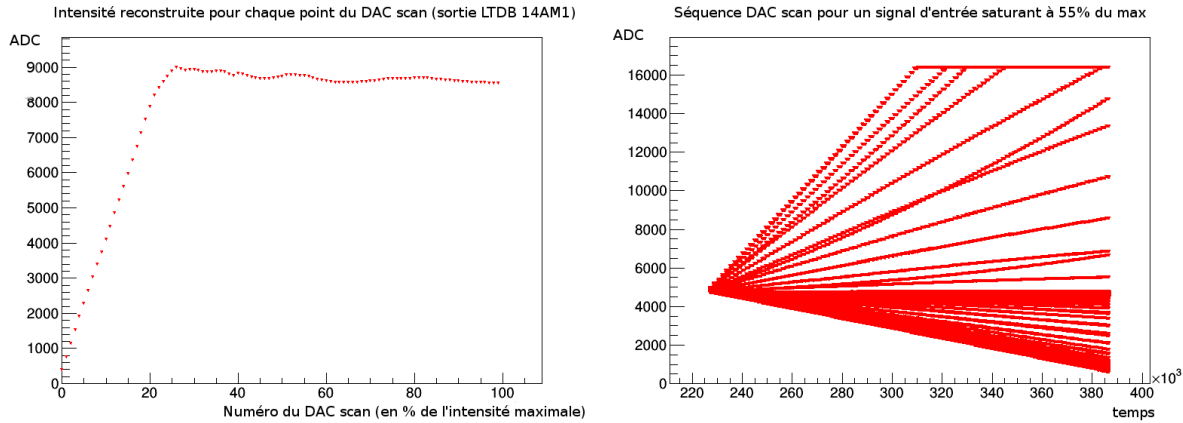


FIGURE 3.22 – L'intensité reconstruite de la sortie LTDB du canal 14AM1 dans le DAC sature très vite (20 %) (gauche) alors que les pulses de l'entrée (droite) ne saturent pas immédiatement.

### 3.3.2 Impact du gain sur la linéarité

Le gain étant lié à la voie LTDB, avoir une gamme complète permettra d'observer peut-être des phénomènes de non-linéarité que seule la modulation de l'amplitude qu'offre le DAC scan ne permet pas de voir. La Figure 3.23 présente la courbe de linéarité obtenue pour un canal middle (a) et un canal front (b) en comparant la sortie à l'entrée. La pente plus accentuée pour le canal front provient du gain plus élevé, de même, la saturation de l'ADC intervient plus vite. Les valeurs de pentes pour chaque canal sont reportées dans la Table 3.11 ainsi que le produit pente  $\times$  gain qui est censé être constant. Les canaux du presampler ont encore une fois un gain supplémentaire qui augmente d'autant les pentes de l'entrée et de la sortie. Enfin, le rapport  $\frac{\text{pente}_{LTDB}}{\text{pente}_{entree}}$  en fonction de  $1/K$  est tracé dans la Figure 3.24 (a) pour voir la tendance générale de ce qui est censé être une droite parfaite.

Plusieurs sauts sont visibles, correspondant notamment aux canaux presampler. Cette courbe illustrerait qu'il y a un comportement non homogène entre les différentes voies ce qui a été vérifié avec un autre jeu de données. L'explication physique de ceci provient des diagrammes de Bode des différents canaux dans lesquels les fréquences de coupure associées à chaque canal ne sont pas strictement identiques bien que très proches. Il s'agit donc d'une inhomogénéité dans la réponse en fréquence des canaux qu'on détecte ici. Sur la LTDB1, les résidus des courbes de linéarité montraient un point de repli à faible amplitude, signe d'une non-linéarité. Les différents gains disponibles sur la LTDB2 permettent de regarder plus en détails ce phénomène. Comme illustrée Figure 3.24 (a), la

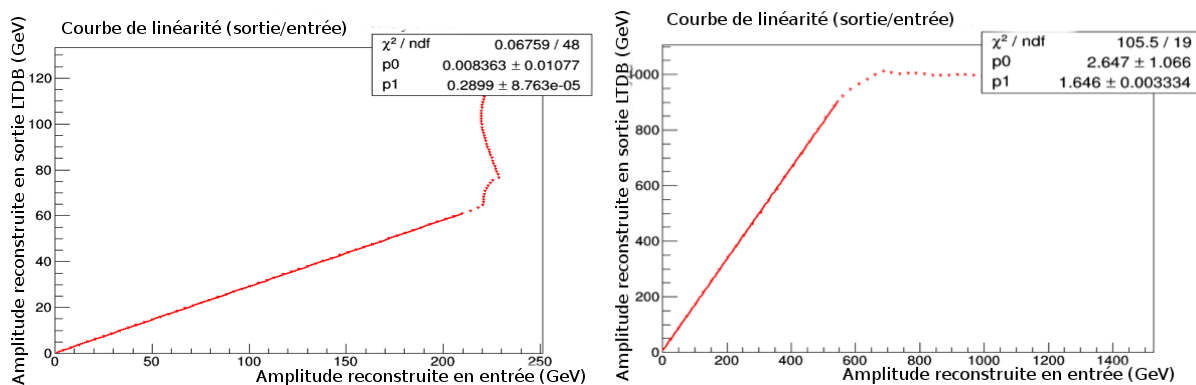


FIGURE 3.23 – Courbes de linéarité représentant l’amplitude reconstruite de la sortie LTDB en fonction de celle de l’entrée pour deux canaux : 14AM1 middle (gauche) et 1AF4 front (droite)

TABLE 3.11 – Pentés des courbes de linéarité pour les amplitudes reconstruites.

Canal	K	Gain	pente input	pente LTDB	ratio	ratio $\times$ K
14AM1	1.77521945	0.5633	$225.7 \pm 0.007$	$65.2 \pm 0.01$	0.289	0.513
8AM1	1.20365552	0.8308	$225.1 \pm 0.018$	$100.8 \pm 0.117$	0.4478	0.539
3AM1	0.98150315	1.0188	$225.3 \pm 0.0063$	$119.9 \pm 0.118$	0.532	0.522
14AF1	0.72622097	1.377	$226.4 \pm 0.0046$	$166.2 \pm 0.099$	0.7341	0.533
14BP1	0.52904	1.89	$329.4 \pm 0.055$	$332.5 \pm 2.7$	1.009	0.534
9AF4	0.49257339	2.03	$226.2 \pm 0.0077$	$234.5 \pm 0.211$	1.0367	0.511
1AP1	0.3033532	3.296	$334.8 \pm 0.118$	$568.4 \pm 5.475$	1.698	0.515
1AF4	0.29389333	3.4026	$227.1 \pm 0.04$	$357 \pm 4.55$	1.572	0.462

position de ce repli dépend du gain du canal. C’est tout à fait compréhensible : cette non-linéarité apparaissant pour une certaine amplitude, augmenter le gain revient à accéder à cette amplitude très vite dans le DAC scan et donc à réduire la position du repli. La Figure 3.24 (b) illustre la position de cette non-linéarité en fonction de la valeur du gain. Les canaux du presampler sont quelque peu incohérents : l’impédance d’entrée étant différente, le gain effectif mesuré dans les voies est nécessairement plus important que celui que nous avons donné dans la Table 3.8.

Après investigation, la source de cette non-linéarité s’est avérée être un composant de l’amplificateur différentiel de la sortie LTDB qui a effectivement un comportement hasardeux pour de très faibles amplitudes. Différentes solutions ont été proposées pour le résoudre et sont en cours d’arbitrage. L’utilisation d’une méthode de reconstruction de l’amplitude à base de poids optimaux [6] au lieu de l’interpolation polynomiale permet de gommer cet effet grâce à l’importance des poids à basse fréquence, loin de la non-linéarité.

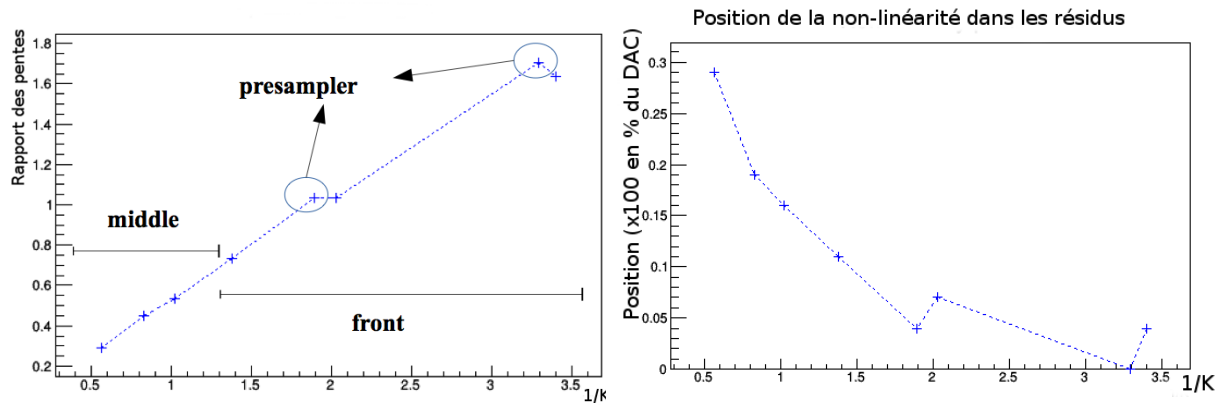


FIGURE 3.24 – Ratio des pentes de linéarité sortie sur entrée en fonction du gain (gauche) position de la non-linéarité dans les résidus en % de DAC (droite).

### 3.4 Conclusions

Grâce à un banc de test élaboré au CEA Saclay, les principales caractéristiques du démonstrateur Liquid argon Trigger Digitalizer Board actuellement placé dans le détecteur pour validation en vue de l'Upgrade ont été étudiées sur plusieurs jeux de données élaborés pour pouvoir balayer différents comportements.

Les premières mesures ont permis de quantifier le bruit électronique et d'optimiser une méthode de reconstruction de l'amplitude, utilisée pour étudier la linéarité de la carte et plus précisément ses résidus. Une procédure similaire a été déployée pour estimer la précision temporelle nécessaire sur les échantillons pour ne pas dépasser la marge d'erreur de 1 % sur l'amplitude reconstruite. Une étude du bruit diaphonique a montré qu'il était négligeable puisqu'en dessous du 1 %.

Sur la deuxième carte, le même genre d'études ont pu être menées avec la possibilité de regarder l'impact des différentes valeurs de gains sur les observables précédentes. Comme attendu, la dispersion du bruit et de l'amplitude reconstruite augmente linéairement avec le gain jusqu'à l'apparition du régime saturé. Une analyse des courbes de linéarité a permis de découvrir un effet de la réponse en fréquences inhomogène en fonction des canaux. De même, l'inspection des résidus a définitivement montré l'existence d'une non-linéarité à faible intensité. Ce phénomène a par la suite été compris et différentes solutions ont été proposées.

La prochaine étape pour le démonstrateur est d'étudier ses performances grâce aux données physiques du Run 2. Pour le moment, une troisième version, la LTDB3 est en train d'être conçue et intègre un module de lecture des données pour faire des tests en laboratoire.



# Bibliographie

- [1] The ATLAS Collaboration, "LAr Calorimeter Technical Design Report", *CERN/LHCC 96-41*, 15 décembre 1996
- [2] The ATLAS Collaboration, "ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report", 1998
- [3] Buchanan, N J, Chen, L et al., "ATLAS liquid argon calorimeter front end electronics", *J. Instrum.*, *3*, P09003, 2008
- [4] The ATLAS Collaboration, "The LArg Tower Builder Board : calculation, simulation, measurements.", *ATL-LARG-2002-001*, May 2002
- [5] The ATLAS Collaboration, "LAr Calorimeter Phase-I Upgrade TDR", *CERN-LHCC-2013-017*, ATLAS-TDR-022-2013, 1 septembre 2013
- [6] Cleland, W E and Stern, E G, "Signal Processing Considerations for Liquid Ionization Calorimeters in a High Rate Environment", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, *338*, 467-497, 1994



## Chapitre 4

# Le quark top dans les modèles composites

Parmi les multiples développements théoriques autour des modèles de Higgs composites, le quark top tient constamment une place à part, ayant un lien privilégié avec le secteur fortement couplé. Cette position particulière à l'interface de la nouvelle physique en fait le candidat parfait pour sonder les modèles au-delà du Modèle Standard. Cela peut se faire via la recherche de contributions supplémentaires aux états finaux comportant plusieurs quarks top, provenant notamment de la désintégration de particules composites. Les topologies associées à des processus exotiques (production de paires de quarks lourds ou d'une résonance topophile) produisent des signatures d'états finaux comparables,  $t\bar{t}W(W)$  ou  $t\bar{t}t\bar{t}$ , qui possèdent la rare propriété de pouvoir donner une paire de leptons de même signe. Après un tour d'horizon des caractéristiques du quark top standard, une réalisation minimale d'un modèle de composition partielle est décrite en détail ainsi que les motivations particulières qu'il y a à s'intéresser au très prometteur canal 2 leptons de même signe.

### 4.1 La singularité du quark top dans le Modèle Standard

#### 4.1.1 Propriétés

Entre la découverte du quark  $b$  et du top, près de 20 ans se sont écoulés pendant lesquels l'existence de ce sixième quark a été débattue. La nécessité d'une troisième génération est apparue pour résoudre le problème de la violation de CP dans les kaons neutres via un terme de phase présent dans la matrice CKM [1]. L'observation du lepton  $\tau$  [2] a fortement appuyé l'idée de deux nouveaux quarks, ce qui fut à moitié vérifié en 1977 avec la production de bottomium  $\Upsilon$  au Fermilab [3]. L'écart de masse avec le top, inattendu, a fait se lever un doute sur son existence. Celle-ci, cependant, était accréditée par l'incompatibilité entre les mesures expérimentales et la prédiction théorique des rapports d'embranchement relatifs des mésons B dans les canaux dileptonique et semi-leptonique [4]. De même, certains processus, comme  $Z \rightarrow \gamma\gamma$ , impliquant des boucles fermioniques, requièrent un nombre égal de leptons et de quarks pour annuler des divergences, incompatibles avec la renormalisabilité de la théorie électrofaible [5]. Le LHC, après avoir pris la

relève du Tevatron, n'est que le deuxième accélérateur de particules capable de produire des quarks top. Nos connaissances sur la physique du top ne proviennent que de ces vingt dernières années, depuis sa découverte en 1995. Il faut noter que ses multiples propriétés le démarquent des autres quarks. Sa masse est mesurée avec précision dans différents canaux (hadronique, semi-leptonique) et la valeur combinée de toutes les expériences du Tevatron (CDF, D0) et du LHC (ATLAS, CMS) donne  $m_t = 173.34 \pm 0.27 \pm 0.71$  GeV [6], ce qui en fait la particule élémentaire la plus lourde connue. Par comparaison, la masse d'un atome d'or convertie dans la même unité donnerait 183.47 GeV, le top étant considéré comme élémentaire et ponctuel alors que le noyau d'or comporte 79 protons et 79 neutrons. Le quark  $u$  est à peu près 75 000 fois plus léger que le quark  $t$ , comme illustré Figure 4.1, ce qui constitue un rapport de hiérarchie des masses phénoménal et, à ce jour, non expliqué par le Modèle Standard. Le quark top fait partie du doublet  $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$  de la troisième génération avec le quark bottom ( $m_b = 4.18$  GeV) et est de charge  $+2/3$ . Il se désintègre à 99,8% en quark  $b$  par interaction faible en émettant un  $W^+$ . La contrepartie d'une si grande masse est une grande largeur de désintégration  $\Gamma_t$ , donnée à l'ordre NLO, par la formule 4.1 suivante [7], où  $\alpha_s$  est la constante de couplage de la QCD et  $G_F$  la constante de Fermi.

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{m_W^2}{m_t^2}\right) \left(1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right) \quad (4.1)$$

Ce qui donne un temps de vie très faible, de l'ordre de 5  $ys$ , 2 fois plus court que le temps moyen d'hadronisation de l'interaction forte  $\sim 10$   $ys$ . La conséquence pratique est que le quark top est capable de se désintégrer faiblement avant même d'être confiné par la force forte : il est donc vain de chercher à observer des états liés tels que le *toponium*  $\theta$  ( $t\bar{t}$ ), sur le même modèle des quarkonium  $\phi$  ( $s\bar{s}$ ),  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) et  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ), tout comme des mésons  $T$  ou des baryons  $\Omega$  ( $sst$  pour  $\Omega_t^0$ ).

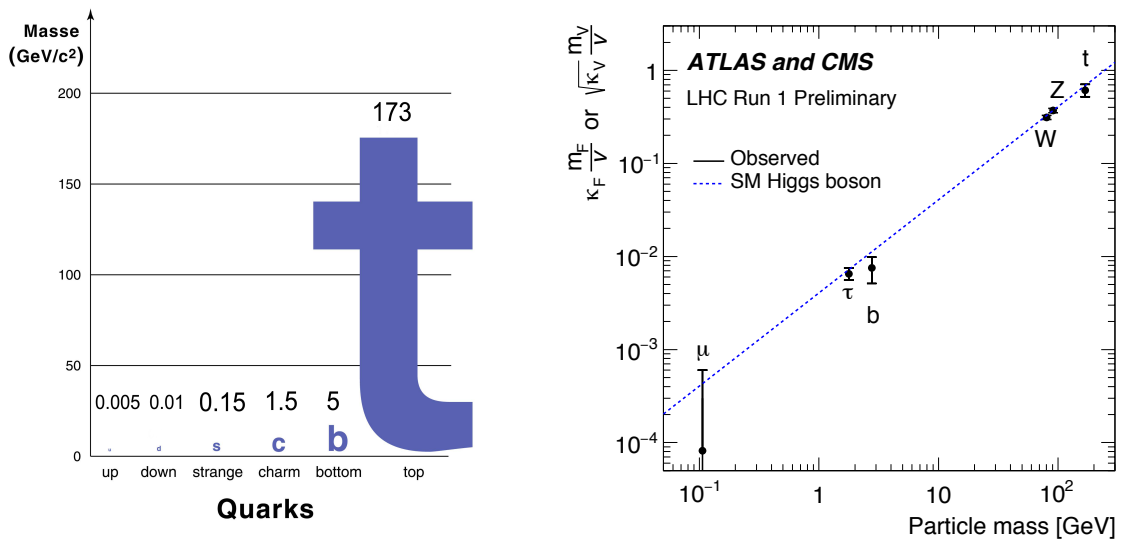


FIGURE 4.1 – Illustration de la hiérarchie des masses des différents quarks (gauche) et des couplages de Yukawa au boson de Higgs, mesurés par ATLAS et CMS lors du Run 1 (droite).

Dans le cadre de la brisure spontanée de symétrie électrofaible du Modèle Standard, l'échelle de hiérarchie des masses des différents quarks est remplacée par une hiérarchie des couplages de Yukawa au boson de Higgs via le mécanisme de Higgs. Ainsi, le quark  $t$  possède un couplage  $y_t = 0,996$ , comme illustré Figure 4.1, 100 fois plus élevé que le couplage suivant, celui du bottom [8].

#### 4.1.2 Liens avec les bosons vecteurs

La formule de la largeur du top fait intervenir la masse du boson  $W$ . De manière plus générale, le quark top est intimement relié au boson de Higgs ainsi qu'aux bosons de jauge  $W^\pm$  et  $Z$ . Cette proximité relie la physique du top aux questions posées par les propriétés du potentiel de Higgs  $V(\Phi) = \mu^2\Phi\Phi^\dagger + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2$ . La connaissance précise des propriétés du top, du boson de Higgs et des bosons électrofaibles constituent actuellement un ensemble de tests de précision du Modèle Standard. Les divergences quadratiques de la masse du boson de Higgs dans le cas où le Modèle Standard est une théorie effective en-dessous d'une échelle d'énergie  $\Lambda$  sont de l'ordre de  $(\frac{\Lambda}{5})^2$ . Pour un  $\Lambda$  de 1 TeV, les corrections sont de près de 50 TeV.

De même, partant des valeurs des masses en fonction de la valeur moyenne du Higgs dans le vide, il est possible d'exprimer les corrections électrofaibles des bosons de jauge sous la forme de l'équation suivante où les différentes constantes ont été rassemblées en  $\beta_i$  pour alléger la formule [9] :

$$m_W^2 \sim m_Z^2 \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{\beta_1}{m_Z^2 (1 - \beta_2 m_W^2 \log \frac{m_H^2}{m_W^2} - \beta_3 m_W^2 \log \frac{m_t^2}{m_W^2} + \beta_4 m_t^2)}} \right) \quad (4.2)$$

Cette relation provient de différentes corrections aux paramètres électrofaibles et permet de tester la cohérence du Modèle Standard via les mesures des différentes masses, comme illustré Figure 4.2, où les bandes d'incertitudes sur les masses  $m_W$  et  $m_t$  sont en accord avec les valeurs attendues de la masse du boson de Higgs dans différents schémas d'ajustement [10].

Par ailleurs, le paramètre  $\lambda$  du potentiel de Higgs fait aussi l'objet d'études sur sa dynamique. En effet, selon le modèle choisi à l'échelle de Grande Unification, le potentiel de Higgs devient instable à une énergie  $\Lambda_l$  et  $\lambda$  tend vers des valeurs négatives. Pour une masse du boson de Higgs de  $m_H = 125.09$  GeV, dans le modèle  $\overline{MS}$ , qui est un schéma de renormalisation absorbant les divergences perturbatives, cela arrive à une échelle de  $\Lambda_l = 10^{10}$  GeV [14]. L'univers pourrait de fait inclure un état du vide stable d'énergie plus basse que  $v$  à une échelle inférieure à l'échelle de Planck. Un effet de tunnel entre les deux états pourrait complètement supprimer la structure de la matière connue et les masses des particules associées pour rejoindre un état inconnu [12–15]. Cette stabilité du vide s'exprime par la nécessité d'avoir  $\lambda(\Lambda_{Planck}) \geq 0$ , ce qui, grâce à des calculs NNLO, implique pour les masses  $m_t$  et  $m_H$  [14] :

$$m_H \geq 129.6 + 1.8 \frac{m_t - 173.2}{0.9} - 0.5 \frac{\alpha_s(\Lambda = m_Z) - 0.1184}{0.0007} \pm 0.3 \quad (4.3)$$

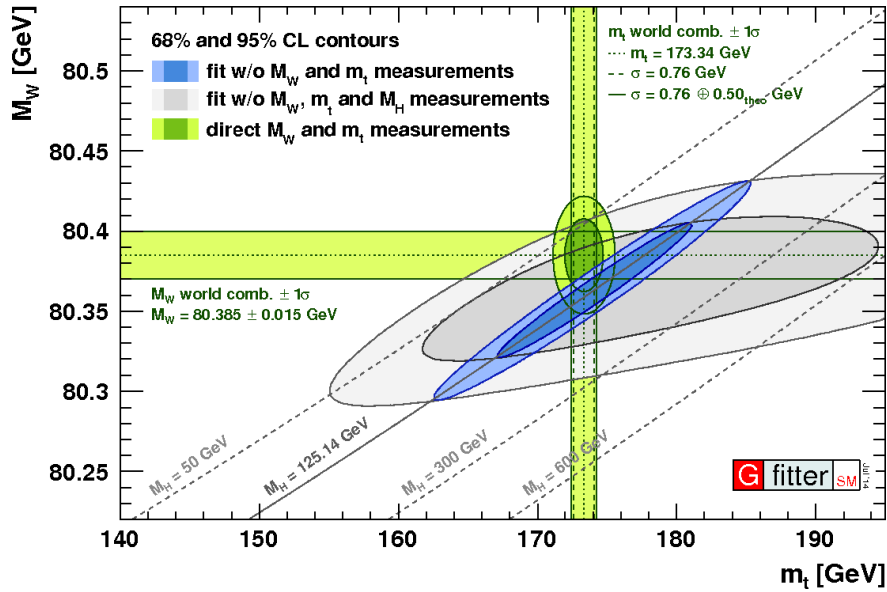


FIGURE 4.2 – Ajustements électrofaibles (ellipses vertes, bleues et grises) effectués à partir des mesures des masses du top, du Higgs et du W en utilisant différentes contraintes : sans mesures des masses (gris), avec les mesures directes de  $m_W$  et  $m_t$  (vert clair), avec seulement  $m_H$  (bleu) [10].

Où tout est exprimé en GeV,  $\alpha_s(\Lambda = m_Z)$  étant le couplage fort à l'échelle du Z et  $m_t$  la masse au pôle du propagateur (ce qui pose la question de quelle masse est mesurée dans les détecteurs, ce qui est hors de notre propos ici [11]). Ainsi, pour les valeurs du couplage fort choisi dans le modèle  $\overline{MS}$  et des masses des deux particules les plus lourdes du Modèle Standard, le quark top et le boson de Higgs, le "destin de l'univers" pourrait être partagé en 3 avenir possibles : une stabilité totale avec  $\lambda > 0$ , une instabilité totale pour  $\lambda < 0$  et une zone de métastabilité où la constante de temps associée à l'effet tunnel vers le vrai vide est plus grande que l'échelle de temps de l'univers. Les derniers travaux théoriques donnent les diagramme montrés Figure 4.3. Selon le choix d'unification des couplages à l'échelle GUT, la zone de stabilité est plus ou moins incluse dans les ellipses d'exclusion.

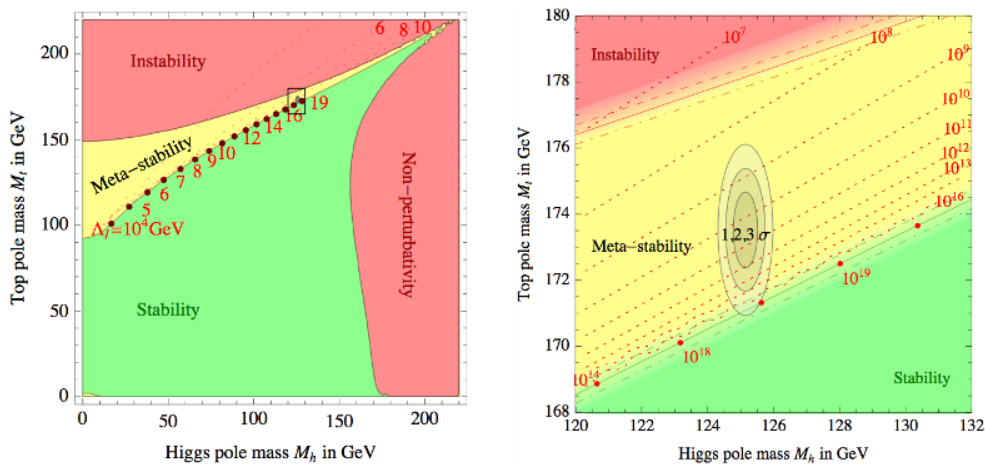


FIGURE 4.3 – Diagramme de phase du MS en fonction de la masse du top et du boson de Higgs. Les contours en pointillés montrent les échelles d'instabilité  $\Lambda_I$  dans le modèle  $\overline{MS}$  [14].

## 4.2 Le top, un quark composite ?

Ces différentes propriétés singulières du quark top en font un candidat tout désigné pour jouer l'interface expérimental entre le Modèle Standard et les théories fortement couplées de brisure de symétrie électrofaible générée dynamiquement, dont les mécanismes sont expliqués ci-dessous.

### 4.2.1 Motivations des modèles de Higgs composite

Comme expliqué au chapitre 1 ("LE MODÈLE STANDARD ET SES EXTENSIONS"), l'idée centrale des modèles fortement couplés consiste à supposer l'existence d'un secteur fort associé à une nouvelle symétrie forte brisée qui contient directement ou indirectement le doublet de Higgs. Il s'agit d'un moyen d'incorporer de nouveaux mécanismes dynamiques de brisure spontanée de la symétrie électrofaible à l'aide d'un boson scalaire composite. Des variantes sans Higgs existaient mais ont été très largement marginalisées par les tests de précision électrofaibles et par l'observation, en 2012, d'un boson scalaire similaire au boson de Higgs. La motivation pour une telle théorie provient, en premier lieu, d'une analogie avec la théorie BCS de la supraconductivité, phénomène qui apparaît en-dessous d'une température critique par la formation dynamique de paires de Cooper via l'oscillation des ions de la maille du réseau atomique [16]. L'interaction effective d'échange de phonons entre électrons peut devenir attractive et former des états liés  $\langle e^- e^- \rangle$  de spins opposés, quasi-particules bosoniques se condensant dans un unique état fondamental de charge  $2e$ , dont la valeur attendue dans le vide non-nulle brise le groupe de symétrie  $U(1)_Q$  et donne une masse aux photons, ce qui rend l'interaction électromagnétique de faible portée. Ainsi, les champs magnétiques extérieurs sont écartés à la surface du matériau, c'est l'effet Meissner.

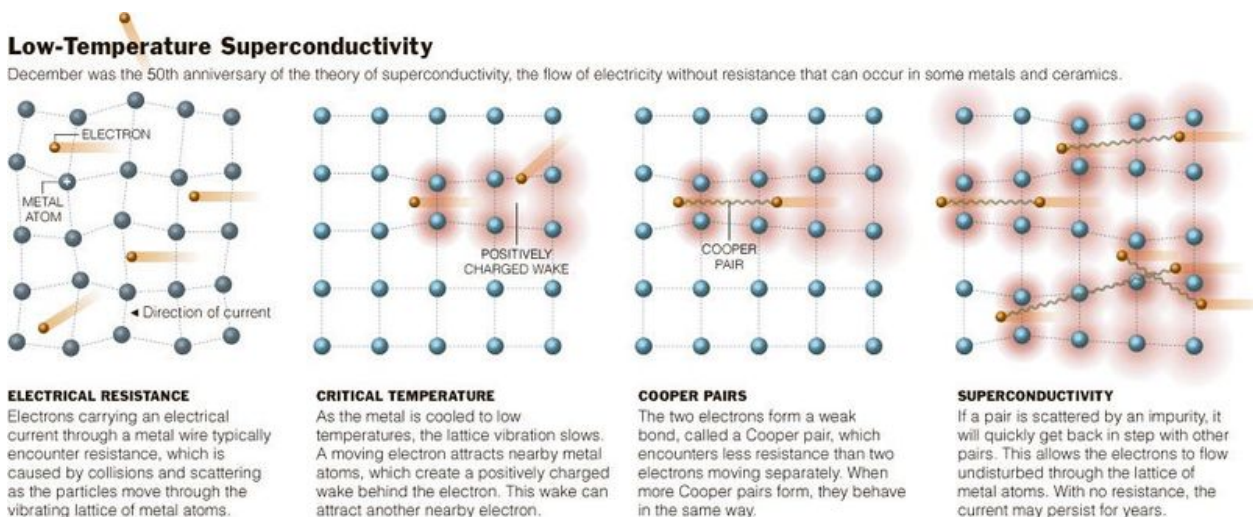


FIGURE 4.4 – Mécanisme d'apparition de la supraconductivité : à température ambiante, les vibrations thermiques de la maille et la diffusion des électrons créent la résistance électrique ; à faible température, la maille s'immobilise et vibre au passage d'un électron qui peut créer des paires de Cooper qui deviennent insensibles à la diffusion et donc annule la résistance électrique du matériau.

En remplaçant les paires de Cooper par le boson de Higgs et les électrons par des quarks top, on retrouve l'idée de base d'un boson de Higgs comme condensat de tops sous forme de toponium  $\langle t\bar{t} \rangle$  avec brisure de symétrie électrofaible dynamique, ce qui constitue une piste (ancienne) des modèles composites, la Topcolor [17]. Dans le Modèle Standard, cette situation se produit en QCD où la symétrie chirale est brisée par les condensats de quarks de type  $\langle q\bar{q} \rangle$  et fait émerger, via les pseudo-bosons de Nambu-Goldstone, les mésons pseudoscalaires.

Quelle que soit l'extension du Modèle Standard considérée, supersymétrique, composite ou bien à gravité quantique, le problème de l'ajustement fin de la masse du Higgs à cause des divergences quadratiques est résolu par l'introduction d'une nouvelle échelle  $\Lambda_{NP}$  à partir de laquelle une nouvelle physique apparaît et corrige les divergences. Pour les mêmes raisons, la stabilité du vide ne se pose plus dans les mêmes termes : soit par l'ajout de contributions provenant de super partenaires (SUSY) soit parce qu'à cette échelle, le boson de Higgs émerge d'autres particules fondamentales (Higgs composite), soit parce que la brane du Modèle Standard est reliée à la brane de la gravité au travers d'une métrique exponentielle de sorte que l'échelle de Planck effective est de l'ordre de grandeur du TeV (dimensions supplémentaires). Il se trouve que les deux dernières interprétations ont donné une littérature conjointe très riche qui utilise l'idée de la compactification courbe de Randall-Sundrum dans le cas d'un groupe de symétrie en 5D spontanément brisé en deux groupes, l'un sur la brane de Planck, l'autre sur la brane du TeV, créant 4 bosons de Goldstone identifiés au doublet de Higgs [18, 19]. Un tel modèle minimal comporte  $SO(5) \times U(1) \times SU(3)$  comme groupe de symétrie global 5D brisé en  $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$  sur la brane 4D du Modèle Standard et en  $SO(4) \times U(1) \times SU(3)$  sur la brane de Planck. Ainsi, cette équivalence entre les bosons de Goldstone de l'espace-temps Anti de Sitter 5D et leur composante "holographique" sur la brane 4D du TeV est une illustration de la correspondance AdS/CFT qui relie une interprétation gravitationnelle à une théorie de jauge fortement couplée, dans laquelle le Higgs est composite en tant que pseudo-boson de Goldstone de la symétrie globale brisée. Dans un tel paradigme, les états du secteur composite correspondent à des excitations de Kaluza-Klein des particules du Modèle Standard.

Si la symétrie globale du secteur fort est notée  $\mathcal{G}$  et est brisée en un sous-groupe  $\mathcal{H} \subset \mathcal{G}$ , le nombre de bosons de Goldstone générés est  $\dim(\mathcal{G}) - \dim(\mathcal{H})$ . L'inclusion d'une symétrie de jauge au secteur fort sous la forme d'un sous-groupe  $\mathcal{G}' \subset \mathcal{G}$  lui-même brisé en  $\mathcal{H}' \subset \mathcal{H}$ , peut absorber des bosons de Goldstone pour donner de la masse (comme c'est le cas dans le mécanisme de Higgs), dans le cas où  $\mathcal{H}' \neq \mathcal{G}'$ , c'est-à-dire qu'une partie du groupe de jauge est brisée par l'état du vide du secteur fort. Dans ce cas, le nombre final de bosons de Goldstone physiques, après brisure spontanée de la symétrie forte et avant brisure électrofaible est alors :  $\dim(\mathcal{G}) - \dim(\mathcal{H}) - \dim(\mathcal{G}') + \dim(\mathcal{H}')$ . Ce nombre est nécessairement supérieur ou égal à 4, afin de générer les 4 degrés de liberté du boson de Higgs. Des corrections radiatives peuvent briser la symétrie électrofaible et faire émerger un potentiel de Higgs. La réalisation minimale est dictée par le fait que de nouvelles résonances scalaires n'ont pas été observées pour le moment et donc que seul le doublet de Higgs est généré dans le secteur fort, donnant  $\mathcal{G}' = \mathcal{H}' = SU(2) \times U(1)$ , groupe de jauge électrofaible, afin de ne pas "avaler" les Goldstone en masse. Afin de générer 4 bosons de Goldstone,  $SU(2) \times U(1)$  étant de dimension 4, les groupes  $\mathcal{G}$  et  $\mathcal{H}$  peuvent être respectivement de dimension 8 et 4,  $\mathcal{H} = \mathcal{G}' = SU(2) \times U(1)$  et  $\mathcal{G} = SU(3)$  étant mathématiquement possible mais physiquement défavorable pour des raisons de



corrections trop importantes des vertex  $Zb\bar{b}$  sur le paramètre  $\rho$ , proche de 1, qui mesure la différence de masse entre les masses du  $W$  et du  $Z$  [20]. Les tests de précision électrofaibles n'ayant pas vu de déviation, le schéma  $SU(3) \rightarrow SU(2) \times U(1)$  doit inclure nécessairement une symétrie *custodiale* dont le but est de stabiliser ce paramètre  $\rho$ , chose rendue possible dans le cas  $\mathcal{G}/\mathcal{H} = SO(5)/SO(4)$  qui constitue le modèle minimal de Higgs composite.

#### 4.2.2 Le top dans le modèle minimal de Higgs composite

Dans la section précédente, un mécanisme de brisure spontanée de symétrie globale du secteur fort permettait de générer le doublet de Higgs, sans briser immédiatement le groupe électrofaible (c'est le cas de la technicouleur), avec une hiérarchie d'énergie entre l'échelle électrofaible  $v_{EW}$  et l'échelle du secteur fort  $f_{\text{fort}}$  telle que  $v_{EW} \ll f_{\text{fort}}$ . Le modèle minimal de Higgs composite [21] consiste à se placer sous l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie forte et considérer deux secteurs, un *élémentaire* et un *composite*, chacun associé à une constante de couplage  $g_{EW}$  et  $g_*$ . Le mécanisme de génération des masses des fermions utilise des couplages linéaires de proto-Yukawa entre les champs du Modèle Standard et les états du secteur fort : un tel modèle est dit **partiellement composite** (ou *partial compositeness*) et les états propres de masse sont constitués d'un mélange entre les états élémentaires sans masse et les excitations composites correspondantes :

$$|\text{SM}_n\rangle = \cos \phi_n |\text{élémentaire}_n\rangle + \sin \phi_n |\text{composite}_n\rangle \quad (4.4)$$

$$|\text{Lourd}_n\rangle = -\sin \phi_n |\text{élémentaire}_n\rangle + \cos \phi_n |\text{composite}_n\rangle \quad (4.5)$$

Les constantes de couplage pour chaque type de fermion dépendent des couplages de proto-Yukawa qui, après brisure de symétrie électrofaible, génèreront une masse aux particules du Modèle Standard. La hiérarchie des masses est remplacée par une hiérarchie des couplages de proto-Yukawa qui pourrait être facilement expliquée dynamiquement par la métrique exponentielle de Randall-Sundrum. Cependant, s'agissant ici d'un modèle phénoménologique simplifié, ce lien théorique est perdu. Le doublet de Higgs étant purement composite ( $\sin \phi_H = 1$ ), la force de couplage du boson de Higgs avec une paire de particules  $p_1$  et  $p_2$  du Modèle Standard est donnée par  $g_* \sin \phi_1 \sin \phi_2$ , c'est à dire le paramètre de mélange relatif à l'état composite dont elles sont issues. Ainsi, les états massifs obtenus après brisure de symétrie électrofaible, ressentent les interactions de Yukawa via leur partie composite seulement. Autrement dit, les particules les plus lourdes doivent être majoritairement composites (grand  $\sin \phi$ ) pour acquérir une grande masse. C'est en ce sens précis que le quark top est réputé très fortement composite et constitue une sonde des modèles composites. Inversement, les quarks légers ont une composante composite quasi-intégralement supprimée ce qui peut expliquer pourquoi aucune déviation n'a été observée dans les tests de précision ou de saveurs. La symétrie custodiale de  $SO(5)/SO(4)$  permet de protéger les vertex  $Zb\bar{b}$  de contributions composites venant de  $\sin \phi_{b_L} = \sin \phi_{t_L}$ , néanmoins dans l'hypothèse affaiblie ne comprenant pas la protection custodiale, le  $t_L$  est faiblement composite : dans ce cas, le  $t_R$  compense en étant intégralement composite.

### 4.2.3 Les partenaires exotiques du quark top

Le groupe  $\mathcal{G} = SO(5)$  de la symétrie globale comprend, comme états composites, un bi-doublet de Higgs  $H = (2, 2)$  et des versions excitées, au sens de Kaluza-Klein, des fermions et des bosons de jauge du Modèle Standard. Les leptons ainsi que les quarks légers sont ici négligeables au vu de leur masse qui les assure d'être intégralement élémentaires ; les bosons vecteurs et leurs partenaires composites sont ici ignorés ; seule reste la troisième génération  $\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$  et  $t_R$  qui est associée à des excitations décomposées selon  $5 = (2, 2) \oplus (1, 1)$  en un bi-doublet et un bi-singlet de la symétrie globale :  $Q = (2, 2)$  et  $\tilde{T} = (1, 1)$ , où  $b_R$  a été négligé en raison de sa faible masse comparée au top.

$$Q = \begin{bmatrix} T & T_{5/3} \\ B & T_{2/3} \end{bmatrix}, \quad \tilde{T} = [\tilde{t}_1, \tilde{t}_2] \quad , \quad H = \begin{bmatrix} \phi_0^* & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi_0 \end{bmatrix}$$

Les quarks  $T, B$  et  $\tilde{t}_1$  ont les mêmes nombres quantiques que  $t_L, b_L$  et  $t_R$ . Le doublet de quarks lourds  $\begin{pmatrix} T_{5/3} \\ T_{2/3} \end{pmatrix}$  et le singlet  $\tilde{t}_2$  sont des conséquences de la symétrie custodiale introduite pour stabiliser le vertex  $Zb_L\bar{b}_L$  et le paramètre  $\rho$ . Le doublet de quarks lourds contient les partenaires custodiaux du top : le  $T_{2/3}$  de charge  $+2/3$  et le  $T_{5/3}$  de charge  $+5/3$ . Comme ces quarks composites n'acquièrent pas leur masse par interaction de Yukawa, ils doivent être vectoroïdes (*vector-like* en anglais), c'est-à-dire exister dans les deux chiralités. Le lagrangien étendu est alors :

$$L = \bar{q}_L \not{\partial} q_L + \bar{t}_R \not{\partial} t_R + Tr(\bar{Q}(\not{\partial} - M_Q)Q) + \bar{\tilde{T}}(\not{\partial} - M_{\tilde{T}})\tilde{T} \quad (4.6) \\ + Y_* Tr(\bar{Q}H)\tilde{T} + \Delta \bar{q}_L(T, B) + \bar{\Delta} \bar{t}_R \tilde{T} + hc$$

Où  $Y_*$  est le couplage de Yukawa. En simplifiant les termes classiques du MS, comme le potentiel de Higgs ou les termes cinétiques, les différentes contributions de ce lagrangien sont [22] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{élémentaire}} + \mathcal{L}_{\text{composite}} + \mathcal{L}_{\text{mélange}} \quad \text{où :} \\ \mathcal{L}_{\text{élémentaire}} \sim \bar{q}_L i \not{D} q_L + \bar{q}_R i \not{D} \tilde{q}_R \\ \mathcal{L}_{\text{composite}} \sim \bar{\chi}_L (i \not{D} - m_\chi) \chi_L + \bar{\tilde{\chi}}_R (i \not{D} - \tilde{m}_{\tilde{\chi}}) \tilde{\chi}_R \quad (4.7) \\ \mathcal{L}_{\text{mélange}} \sim \bar{q}_L \Delta \chi_R + \bar{\tilde{q}}_R \tilde{\Delta} \tilde{\chi}_L + \text{h.c}$$

Les termes de masse font intervenir les angles de mélange composite définis dans le modèle de Higgs composite partiel,  $\Delta = M_Q \tan \phi_L$  et  $\tilde{\Delta} = M_{\tilde{T}} \tan \phi_R$ . Le développement du lagrangien dans les états propres de masse après brisure de symétrie électrofaible donne plusieurs informations. En premier lieu,  $\mathcal{L}_{\text{masse}} = -\frac{M_Q}{\cos \phi_L} (\bar{T}T + \bar{B}B) - \frac{M_{\tilde{T}}}{\cos \phi_R} \bar{\tilde{T}}\tilde{T} - M_Q \bar{T}_{5/3} T_{5/3} - M_Q \bar{T}_{2/3} T_{2/3}$  indique que de

ces quatre partenaires exotiques du quark top, le doublet custodial  $\begin{pmatrix} T_{5/3} \\ T_{2/3} \end{pmatrix}$  parfois noté  $\begin{pmatrix} X_{5/3} \\ X_{2/3} \end{pmatrix}$  est le plus léger et donc le plus accessible aux recherches directes au LHC, comme illustré Figure 4.5 [23].

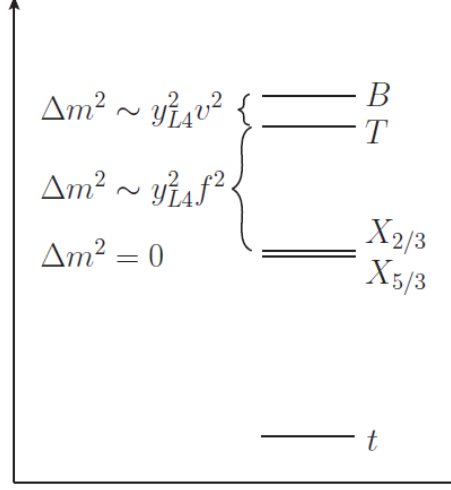


FIGURE 4.5 – Spectre de masse des partenaires exotiques  $T, B, T_{2/3}, T_{5/3}, \tilde{T}$  [23].

Le quark top ne se couple pas directement aux quarks custodiaux, seuls les quarks lourds peuvent interagir dans le secteur fort. L'interaction entre le top et le  $T_{5/3}$  se fait donc à travers la partie composite en  $T_{2/3}$  du quark top. Le couplage effectif de ce vertex, représenté Figure 4.6 est donné par l'équation 4.8. La correspondance entre les notations donne  $g_L^{eff} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sin \theta_{T_{2/3}, t_L} = Y_* \sin \phi_{t_L}$ .

$$L_{Yukawa} = Y_* \sin \phi_L \sin \phi_R (\bar{t}_L \phi_0 t_R) + Y_* \cos \phi_L \sin \phi_R (\tilde{T} \phi_0 t_R - \bar{B} \phi^- t_R) \quad (4.8)$$

$$+ Y_* \sin \phi_L \cos \phi_R (\bar{t}_L \phi_0 \tilde{T} - \bar{b}_L \phi^- \tilde{T}) + Y_* \sin \phi_R (T_{5/3}^- \phi^+ t_R + T_{2/3}^- \phi_0 t_R) + \dots$$

Les processus de production de cette particule contenus dans le lagrangien sont de deux types, illustrés Figure 4.7 : une production de paires initiée par un processus QCD  $pp \rightarrow T_{5/3} \bar{T}_{5/3}$  et une production simple  $pp \rightarrow q T_{5/3} \bar{t}$  en association avec un jet. Le seul mode de désintégration du quark lourd  $T_{5/3}$  est exclusivement  $T_{5/3} \rightarrow t W^+$  dont la largeur est donnée par [22, 24] :

$$\Gamma = \frac{g_{R,eff}^2 M^3}{32\pi m_W^2} \left( \left(1 + \frac{m_t^2 - m_W^2}{M^2}\right) \left(1 + \frac{m_t^2 + 2m_W^2}{M^2}\right) - 4 \frac{m_t^2}{M^2} \right) \times \sqrt{1 - 2 \frac{m_t^2 + m_W^2}{M^2} + \frac{(m_t^2 - m_W^2)^2}{M^4}} \quad (4.9)$$

Cette largeur de désintégration du  $T_{5/3}$  dépend du couplage effectif précédent, ce qui a pour conséquence directe que la section efficace de la production simple variera en fonction de ce couplage alors que la production de paires sera indépendante de ce paramètre.

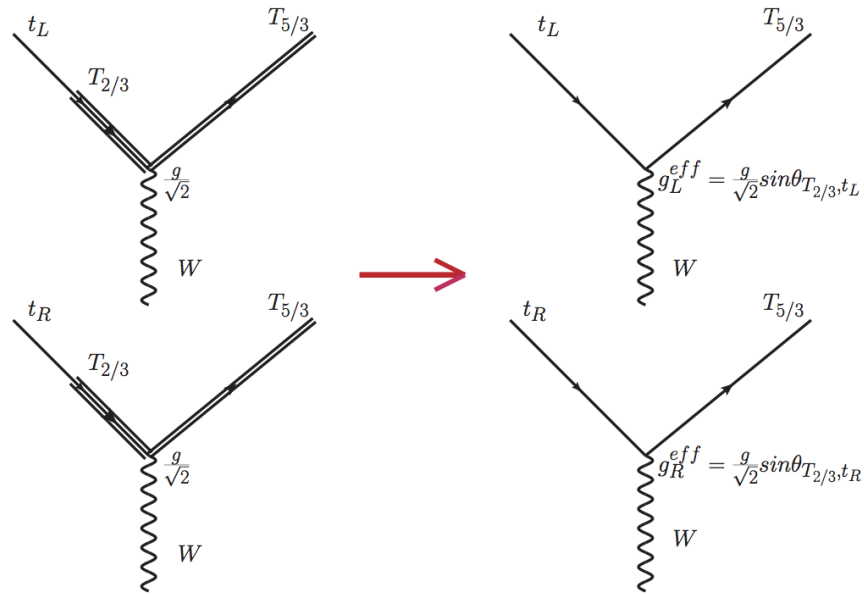


FIGURE 4.6 – Couplage entre le partenaire exotique  $T_{5/3}$ , le quark top et le boson  $W$  via la composante  $T_{2/3}$  du top.

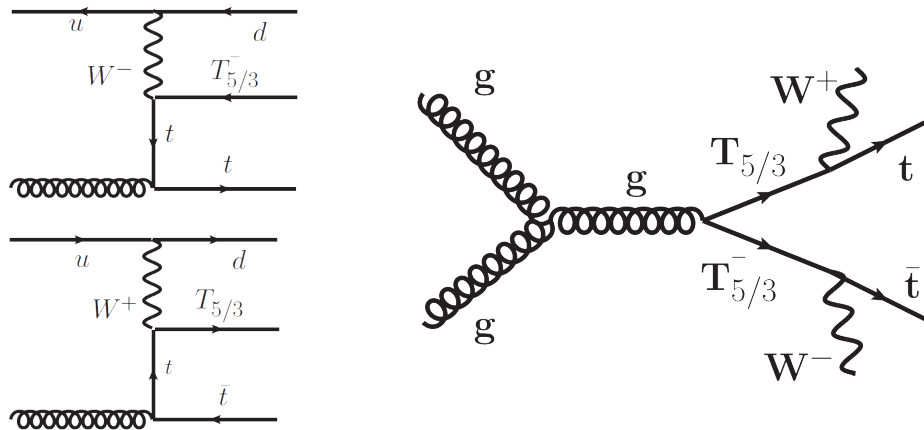


FIGURE 4.7 – Diagrammes de Feynman de production simple (gauche) et de paires (droite) du  $T_{5/3}$ .

### 4.3 Les canaux d'études des états finaux à 2 quarks top

Dans le cadre des modèles composites, le quark top est très majoritairement composite et peut se coupler à des quarks lourds du secteur fort. Le partenaire custodial, en particulier, est d'un grand intérêt. Quel que soit le quark lourd considéré, il est possible d'en créer une paire quark-antiquark par fusion de gluons et observer les produits de désintégration. Lors de la désintégration d'un  $T$ ,  $B$  ou  $T_{5/3}$ , un quark top peut être produit en association avec un  $W$  ce qui signifie qu'une production de paires de quarks lourds donne une paire  $t\bar{t}$  avec deux  $W$ , c'est à dire un état final  $t\bar{t}W^+W^-$ . Du fait de sa masse, le quark top se désintègre via l'interaction faible en un boson  $W$  et un quark  $b$  dans presque 100% des cas. Le quark  $b$  peut quant à lui s'hadroniser, tandis que le  $W$  peut donner : soit un lepton et un antineutrino de même saveur leptonique, soit une paire de quark-antiquark de

différentes saveurs, comme illustré dans le diagramme Figure 4.8. Parmi les leptons possibles, le  $\tau$  peut lui-même produire des quarks ou des  $e/\mu$ , ce qui complique l'estimation de l'état final : dans les analyses présentées dans cette thèse, par lepton, on entend électron ou muon, venant ou non d'un  $\tau$ .

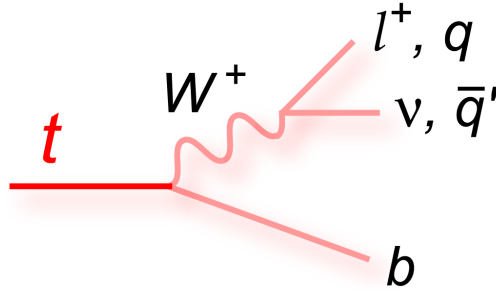


FIGURE 4.8 – Diagramme de Feynman de désintégration du quark top en boson  $W$  et en quark  $b$ .

Ainsi, la production de paires de  $T_{5/3}$  produit l'état final composé de 2 jets de  $b$  et, selon le canal considéré, entre 0 et 8 jets supplémentaires ainsi qu'entre 0 et 4 leptons accompagnés d'énergie transverse manquante ; dans le cas de la production simple, c'est un peu différent, avec toujours 2 jets de  $b$ , mais du fait qu'il n'y a que 3  $W$  et un jet associé, selon le canal, il peut y avoir entre 1 et 7 jets additionnels et entre 0 et 3 leptons accompagnés d'énergie transverse manquante. Ces états finaux sont représentés dans la figure 4.9. Au vu du nombre de particules présentes, il s'agit d'une topologie complexe et très dense avec plusieurs caractéristiques :

- pour des masses élevées, proche du TeV, la paire de  $T_{5/3}$  est produite au repos vu l'énergie disponible pour les gluons de l'état initial, ce qui peut donner des événements dos à dos,
- la présence d'un quark accéléré à l'avant est constitutif de la production simple et pourrait peut-être constituer un critère de sélection,
- la désintégration hadronique d'un  $T_{5/3}$  donne la possibilité de reconstruire le quark top, les  $W$  et finalement le quark exotique afin de remonter, en cas de découverte, à sa masse et sa largeur, si la résolution en énergie le permet,
- vu les masses mises en jeu, les quarks top issus des désintégrations du  $T_{5/3}$  peuvent être très accélérés et donner lieu à l'apparition de topologies dites *boostées*, avec une superposition de jets très rapprochés, qui nécessite une sélection ad hoc.

Les autres quarks composites possèdent des chaînes de désintégration un peu différentes [25] :

- pour le doublet  $(T \ B)$ , les modes de désintégration sont :  $T \rightarrow W^+b$ ,  $T \rightarrow Zt$  et  $T \rightarrow Ht$  pour  $T$  et  $B \rightarrow W^-t$ ,  $B \rightarrow Zb$  et  $B \rightarrow Hb$  pour  $B$ .
- pour le doublet  $(T_{5/3} \ T_{2/3})$  :  $T_{5/3} \rightarrow W^+t$ ,  $T_{2/3} \rightarrow Zt$  et  $T_{2/3} \rightarrow Ht$ .
- certains modèles [23] introduisent un doublet  $(B \ Y_{-4/3})$  où  $Y_{-4/3}$  est de charge  $-4/3$ , dans ce cas les modes de désintégration sont :  $Y_{-4/3} \rightarrow W^-b$ ,  $B \rightarrow Zb$  et  $B \rightarrow Hb$ .
- ces doublets peuvent interagir entre eux, comme  $T \rightarrow W^-T_{5/3}$  ou  $B \rightarrow W^+Y_{-4/3}$ , mais ces couplages ne sont pas considérés ici.

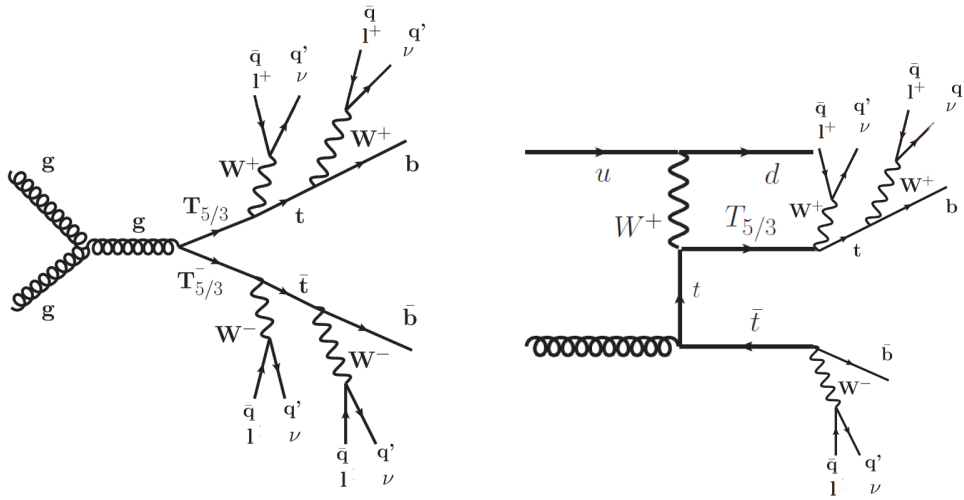


FIGURE 4.9 – Diagrammes de Feynman des deux modes de production inclusive du  $T_{5/3}$ .

Ainsi, pour des processus de création de quarks composites donnant un état final  $t\bar{t}W^+W^-$  (ou  $t\bar{t}ZZ$ ), il est possible d'observer des canaux très rares : c'est le cas du canal **trileptonique**, avec 3  $W$  leptoniques et un  $W$  hadronique, ou du canal **quadrileptonique**  $l^+l^-l^+l^-$  et surtout du canal **2 leptons de même signe**  $l^\pm l^\pm$  permis par la présence de 2  $W$  de chaque signe à l'état final. Dans le canal **semileptonique**, avec un seul lepton, ainsi que **dileptonique**, sans s'intéresser à la charge de la paire de leptons créée, ces processus exotiques donnent une signature similaire à la création de paires de quarks top du Modèle Standard. Il s'agit du bruit de fond principal, produit avec une très grande section-efficace dont il faudra s'abstraire.

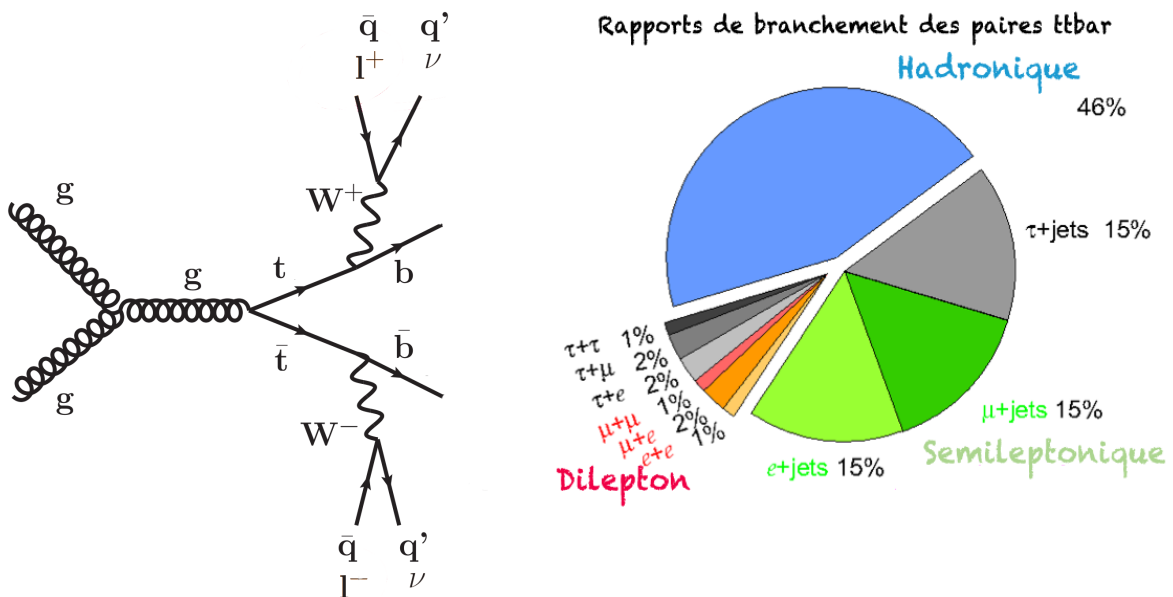


FIGURE 4.10 – Diagramme de Feynman d'un événement  $t\bar{t}$  (gauche) et rapports de branchement des différents états finaux de la paire de tops (droite).

Un des moyens de séparer la production de  $t\bar{t}$  de celle de  $T_{5/3}\overline{T_{5/3}}$  dans ces états finaux à 2 quarks top est de regarder le signe des leptons produits et de se placer dans le canal 2 leptons de même signe puisqu'une paire de quarks top ne peut produire que des leptons de signe opposés. De même, demander au moins 3 leptons est un moyen d'éliminer les événements  $t\bar{t}$ . Le principal problème venant de la statistique de ces canaux, il est nécessaire de trouver un compromis entre la sensibilité d'un canal, en maximisant le rapport signal sur bruit, et entre l'efficacité de sélection du canal choisi. Un état final similaire peut être produit dans les événements comportant 4 quarks top : en effet les états  $t\bar{t}W^+W^-$  obtenus par un processus  $T_{5/3}\overline{T_{5/3}}$  et les états  $t\bar{t}W^+W^-$  donnent tout deux des signatures avec  $W^+W^-W^+W^-$ . La Table 4.1 résume les probabilités de différents canaux leptoniques pour deux types d'états finaux, à deux tops ( $t\bar{t}$ ) ou à quatre tops ( $t\bar{t}t\bar{t}$  et  $T_{5/3}\overline{T_{5/3}}$ ).

TABLE 4.1 – Rapports de branchement leptoniques pour des états finaux à 2 ou 4 quarks tops. Les  $\tau$  n'ont pas été pris en compte, le total ne fait donc pas 100%.

Canal	Rapport 4 tops	Rapport 2 tops
0 lepton	19.7 %	44.4 %
1 lepton	26.3 %	29.6 %
2 leptons	13.2%	4.9 %
dont même signe	4.4 %	-
et signes opposés	8.8 %	4.9 %
3 leptons	2.9 %	-
4 leptons	0.2 %	-

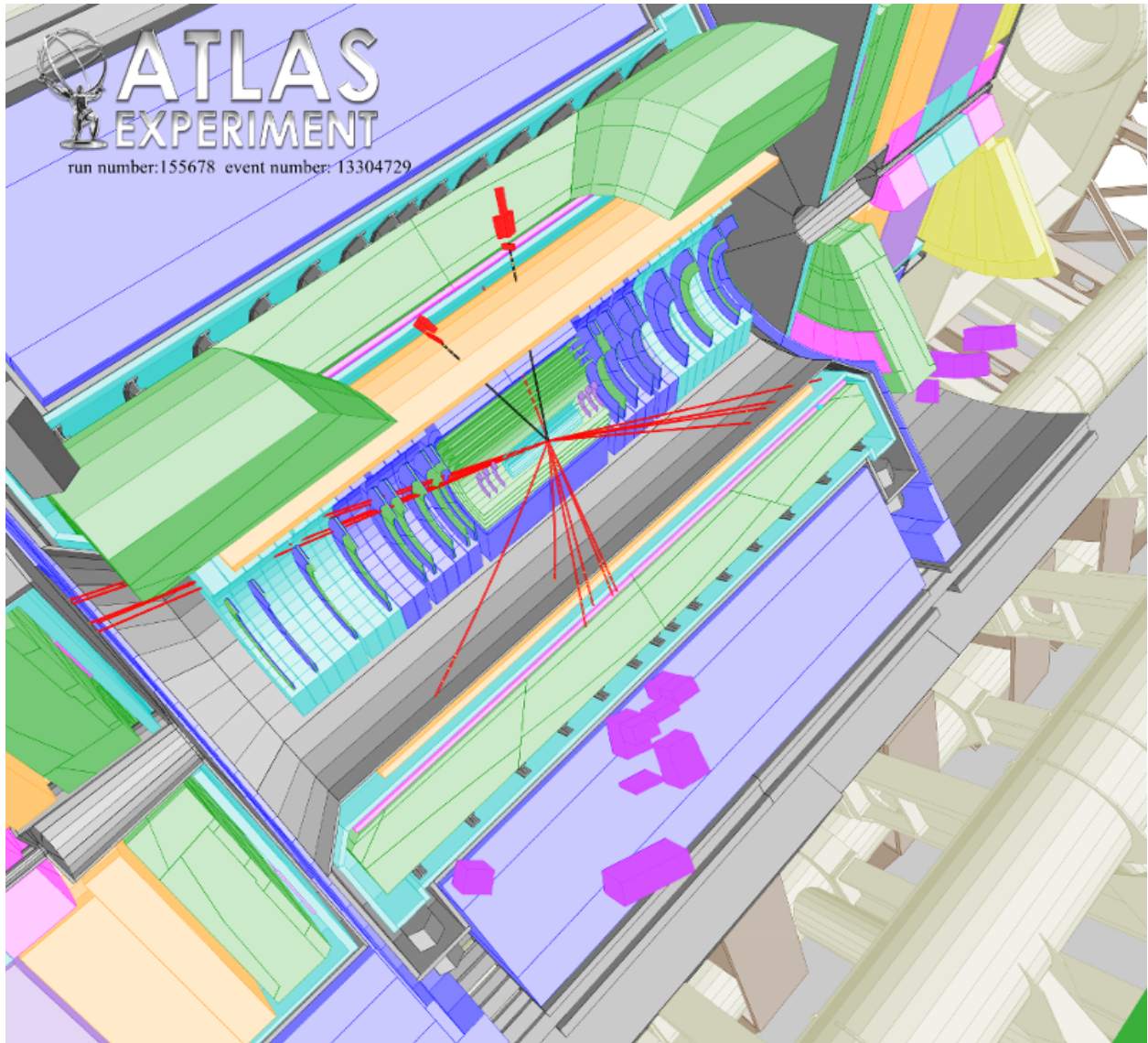


FIGURE 4.11 – Visualisation avec PERSINT [26] du premier candidat  $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-$  à 7 TeV.



# Bibliographie

- [1] M. Kobayashi et T. Maskawa, "CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction", *Progress of Theoretical Physics* 49 (2) : 652–657 (1973)
- [2] M. Perl, G. Abrams et al, "Evidence for Anomalous Lepton Production in e+e- Annihilation", *Physical Review Letters* 35 (22) : 1489 (1975)
- [3] The E288 Collaboration, "Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 Gev in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions", *Physical Review Letters* 39 : 252–255 (1977)
- [4] G. Kane et M. Peskin, "A constraint from B decay on models with no t quark", *Nuclear Physics B* 195, 1, 29-38 (1982)
- [5] C. Bouchiat, J. Iliopoulos et P. Meyer, "An anomaly free version of Weinberg's model", *Physics Letters B* 38, 7, 519-523 (1972)
- [6] The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, "First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass", *ATLAS-CONF-2014-008, CDF-NOTE-11071, CMS-PAS-TOP-13-014, D0-NOTE-6416* (2014)
- [7] M. Jezabek et J. Kuhn, "QCD corrections to semileptonic decays of heavy quarks", *Nuclear Physics B* 314, 1, 1-6 (1989)
- [8] The ATLAS and CMS Collaborations, "Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC *pp* collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV", *3rd Annual Large Hadron Collider Physics Conference* (2015)
- [9] G. Burgers et F. Jegerlehner, " $\delta r$  or the relation between the electroweak couplings and the weak vector boson masses", *Conference Proceedings C8902201 55-88 p18* (1989)
- [10] The Gfitter Collaboration, "The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC", *DESY-14-124* (2014)
- [11] M. Smith et S. Willenbrock, "Top quark pole mass", *Physics Review Letters* 79, 3825-3828 (1997)
- [12] G. Degrassi, S. Di vita, J. Elias Miro et al, "Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO", *Journal of High Energy Physics* 1208 098 (2012)
- [13] S. Alekhin, A. Djouadi et S. Moch, "The top quark and Higgs boson masses and the stability of the electroweak vacuum", *Physics Letters B* 716 214-219 (2012)
- [14] D. Buttazzo, G. Degrassi, P. Giardino, G. Guidice, F. Sala, A. Salvio and A. Strumia, "Investigating the near-criticality of the Higgs boson", *10.1007/JHEP12(2013)089* (2013)

- [15] Y. Mambrini, N. Nagata, K. Olive and J. Zheng, "Vacuum Stability and Radiative Electroweak Symmetry Breaking in an SO(10) Dark Matter Model", *LPT-Orsay-16-12* (2016)
- [16] W. Bardeen, C. Hill et M. Lindner, "Minimal dynamical symmetry breaking of the standard model", *Physical Review D* 41 (5) : 1647–1660 (1990)
- [17] C. Hill, "Topcolor : top quark condensation in a gauge extension of the standard model", *Physics Letters B* 266 (3-4) : 419–424 (1991)
- [18] R. Contino, Y. Nomura et A. Pomarol, " Higgs as a Holographic Pseudo-Goldstone Boson", *Nucl.Phys.B*671 :148-174 (2003)
- [19] R. Contino, "A holographic composite Higgs model", *IFAE 2006, Pavia, Italy* (2006)
- [20] P. Sikivie, L. Susskind, M. Voloshin et V. Zakharov, "Isospin breaking in technicolor models", *Nucl. Phys. B* 173, 189 (1980)
- [21] M. Son, R. Sundrum, R. Contino et T. Kramer, "Warped/Composite phenomenology simplified", *Journal of High Energy Physics* 0705, 074 (2007)
- [22] G. Servant et R. Contino, "Discovering the top partners at the LHC using same-sign dilepton final states", *Journal of High Energy Physics* 0806 :026 (2008)
- [23] O. Matsedonskyi, G. Panico et A. Wulzer, "Top partners searches and composite Higgs models", *arXiv :1512.04356* (2015)
- [24] J. A. Aguilar-Saavedra, "Identifying top partners at LHC", *JHEP* 0911, 030 (2009), ARXIV :0907.3155
- [25] A. de Simone, O. Matsedonskyi, R. Rattazzi et A. Wulzer, "A first top partner Hunter's guide", *JHEP* 1304 :004 (2013)
- [26] L. Chevalier, J. Ernwein, A. Formica, P-F. Giraud, J-F. Laporte, A. Ouraou, P. Sizun et Marc Virchaux, "PERSINT Event Display for ATLAS", *ATL-SOFT-PUB-2012-001* (2012)

## Chapitre 5

# Phénoménologie des événements $t\bar{t}t\bar{t}$

La production d'états finaux à 4 quarks top n'a pour le moment pas été observée au LHC, en raison de sa faible section efficace. Pourtant, dans le cadre de différents modèles exotiques ou supersymétriques, des contributions de nouvelle physique peuvent se rajouter au processus du Modèle Standard et augmenter le nombre d'événements attendus [1, 2]. Le cas d'une résonance topophile générique, notée  $Z'$ , ainsi qu'une interaction de contact sont étudiés dans ce chapitre [4]. Il s'agit d'évaluer leur potentiel de découverte ainsi que celui du processus standard  $pp \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ , dans différents canaux leptoniques à 13 et 14 TeV. Cette étude phénoménologique [5] n'utilisant aucune simulation officielle d'ATLAS permettra d'identifier les coupures de sélection les plus appropriées pour rechercher des déviations au Modèle Standard et d'estimer la luminosité intégrée nécessaire pour y être sensible. La reconstruction de quarks top est aussi décrite pour étudier sa polarisation [3]. La production de 4 tops dans la configuration d'un accélérateur proton-proton de  $\sqrt{s} = 100$  TeV, tel que le Future Circular Collider (FCC), est brièvement considérée.

### 5.1 Introduction

Les modes de production dominants des événements à 4 tops du Modèle Standard proviennent majoritairement d'une fusion de gluons et, dans moins de 10% des cas à 14 TeV, d'une fusion de quarks. La section efficace totale attendue est de 15 fb, avec une incertitude provenant majoritairement du choix des fonctions de distribution de partons (PDF). L'état final du processus  $t\bar{t}t\bar{t}$  possède une topologie proche des états finaux dans le cas d'une production de quarks composites lourds. En effet, la désintégration de la paire de  $T_{5/3}$  donne  $W^+W^-W^+W^-bb$  alors que les événements à 4 tops étudiés ici donnent  $W^+W^-W^+W^-bbbb$ . En dehors de la multiplicité des jets de b, les signatures attendues sont équivalentes. Deux scénarios de nouvelle physique contribuant aux 4 tops du Modèle Standard sont étudiés, en lien avec les modèles composites, illustrés Figure 5.1 :

- la production générique d'une particule exotique lourde (gluon massif de Kaluza-Klein ou résonance vectorielle composite) qui se couple uniquement aux quarks top, notée  $Z'$ , et dont la masse correspond à l'échelle d'énergie des résonances de la nouvelle physique.

- l'interaction de contact entre 4 quarks top composites dans l'hypothèse d'une échelle de masse de nouvelle physique trop grande pour être produite de manière résonante au LHC ( $\gg \text{TeV}$ ).

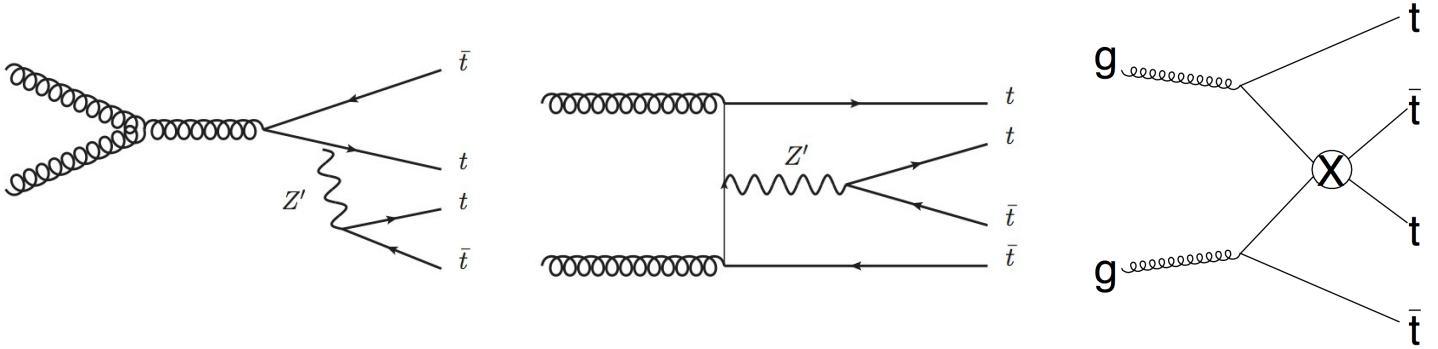


FIGURE 5.1 – Exemples de productions de 4 tops via un  $Z'$  topophile et une interaction de contact.

Dans les modèles à composition partielle, comme présentés au chapitre précédent, les états propres de masse correspondent à une superposition entre les états élémentaires et les états composites qui donne naissance aux particules du Modèle Standard et aux particules lourdes (ou exotiques). L'accent a été mis sur la composition partielle des quarks, en raison d'un intérêt croissant de la communauté et d'une multitude de recherches expérimentales des quarks exotiques (dont le  $T_{5/3}$  fait partie), mais la version bosonique de ce mélange est aussi présente théoriquement [6]. Les bosons exotiques  $\rho^*$  se couplent aux fermions du Modèle Standard avec une force donnée par :

$$\rho^* q\bar{q} \propto g(\sin^2 \phi \cot \theta - \cos^2 \phi \tan \theta) \quad (5.1)$$

où  $\phi$  et  $\theta$  sont les angles de composition du quark et du boson. Pour des quarks légers ( $\phi \approx 0$ ), ce couplage est extrêmement faible, il est donc possible de supposer que ces bosons ne se couplent qu'au quark top droit  $t_R$ , pour lequel  $\sin \phi_{t_R} \sim O(1)$  (voir section 4.2.2 et [6] du Chap 4). Quelle que soit la réalisation choisie pour ces bosons exotiques, cette résonance générique topophile  $Z'$  modélise le phénomène de composition partielle du point de vue des bosons et permet de tester les modèles composites de manière complémentaire aux recherches de quarks exotiques, comme celles décrites pour le  $T_{5/3}$  dans les chapitres suivants.

## 5.2 Modèles exotiques

### 5.2.1 Le modèle $Z'$ topophile

#### Considérations théoriques

Ce modèle générique se place dans l'hypothèse d'un  $t_R$  majoritairement composite, décrite au chapitre précédent, qui découle d'une nouvelle symétrie du secteur composite. Ici, le groupe

de jauge du Modèle Standard est étendu grâce à l'ajout de  $U(1)_X$  relié à une nouvelle brisure spontanée de symétrie qui permet l'émergence d'une particule massive  $Z'$ . Le modèle est donc  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_X$  après brisure de symétrie électrofaible. Les couplages du  $Z'$  aux générations légères sont négligés de sorte qu'il ne se couple qu'au  $t_R$  selon le lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + m_{Z'}^2 Z'_\mu Z'^\mu - \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - g_{t_R} \bar{t}_R \gamma^\mu Z'^\mu t_R \quad (5.2)$$

L'ajout d'un neutrino lourd  $\nu'$  appartenant au secteur composite et jouant le rôle de matière noire [7] est possible et peut donner lieu à une désintégration possible  $Z' \rightarrow \nu' \bar{\nu}'$ . Un tel  $Z'$  topophile est essentiellement observable dans les événements à multitops issus d'une radiation d'un  $Z'$  depuis une création de paire de tops. En effet, le  $Z'$  étant une particule vectorielle massive, elle ne peut se coupler directement à deux particules vectorielles identiques sans masse, comme des gluons : il ne peut donc pas y avoir de production  $gg \rightarrow Z'$  réel ("*on-shell*"), c'est le théorème de Landau-Yang [10, 11]. Dans le cas d'un diagramme  $gg \rightarrow Z' \rightarrow t\bar{t}$  via une boucle triangle comme dans la Figure 5.2, un calcul attentif du propagateur incluant la largeur montre l'absence de pôle à la masse du  $Z'$  (cf. Appendice A de [8]). Ce processus est négligeable car l'amplitude du processus est très faible lorsque  $s = m_{Z'}^2$ . Concrètement, cela signifie qu'un tel processus ne décrit pas la production et la désintégration d'un  $Z'$  réel et que le théorème de Landau-Yang ne s'applique pas [7–9]. En résumé, le  $Z'$  est très peu contraint par les paires  $t\bar{t}$  ce qui justifie de se focaliser sur la production de 4 quarks top, pour laquelle il est à noter la présence de diagrammes non résonants, comme montré Figure 5.2, qui ne produisent pas de paires de quarks top accélérés.

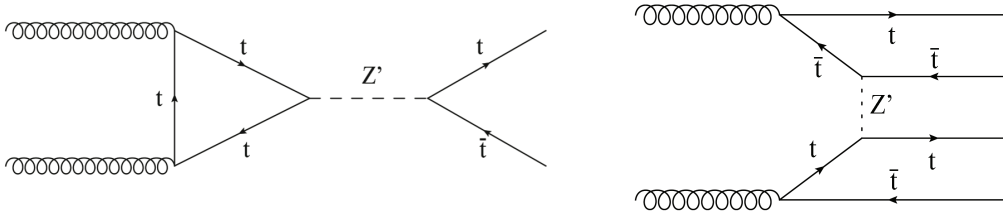


FIGURE 5.2 – Production d'une résonance  $t\bar{t}$  d'un  $Z'$  topophile via une boucle de quarks top (gauche) et production d'un événement à 4 quarks top non-résonante (droite).

## Simulations

Les échantillons Monte-Carlo sont simulés au niveau partonique avec un modèle exotique LO développé à Saclay pour MadGraph4, lequel reprend la configuration par défaut du Modèle Standard et y ajoute une nouvelle particule ( $Z'$ ), un nouveau couplage ( $Z'q\bar{q}$ ) et les paramètres associés (masse, largeur, constante de couplage). La largeur du  $Z'$  est calculée à partir de la formule suivante :

$$\Gamma = \frac{g_{t_R}^2}{24\pi} \left( m_{Z'} - 2 \frac{m_t^2}{m_{Z'}} \right) \sqrt{1 - 4 \frac{m_t^2}{m_{Z'}^2}} \quad (5.3)$$

Le choix particulier des paramètres du modèle topophile permet de générer des événements représentatifs de la topologie des 4 tops exotiques (gluon massif, scalaire composite) afin de contraindre la section efficace exotique. Poser une limite sur la masse d'un  $Z'$  dépendrait du couplage et du modèle choisi. Les analyses d'ATLAS et CMS à 8 TeV [12–15] ont exclu des sections efficaces 4 tops supérieures à environ 50 fb ce qui correspond, dans la réalisation particulière d'un  $Z'$  avec  $g_{t_R} = 3$  à des échantillons de masses inférieures à 600-700 GeV. Les masses étudiées ici sont  $m_{Z'} = 1$  et 2 TeV, pour un couplage  $g_{t_R} = 3$  et couvrent des régimes non exclus a priori au Run 1.

### 5.2.2 Le modèle de théorie effective

Pour des  $Z'$  de masses élevées ( $\geq 5$  TeV), les diagrammes 5.1 précédents sont remplacés par des interactions de contact qui suivent un formalisme de théorie effective incluant des opérateurs de dimension 6 [13,16]. Le lagrangien alors considéré, pour un couplage au top droit, est de la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{C_{4t}}{\Lambda^2} (\bar{t}_R \gamma^\mu t_R) (\bar{t}_R \gamma_\mu t_R) \quad (5.4)$$

où  $C_{4t}$  est une constante sans dimension et  $\Lambda$  représente l'échelle d'énergie de la nouvelle physique. Ce sont les seuls paramètres ajustables de ce modèle qui dépassent le cadre des résonances composites et englobent toute nouvelle physique à haute énergie dont la manifestation à basse énergie est une interaction de contact entre 4 quarks top  $t_R$ . Il est à noter que les paramètres de la théorie effective sont reliés au modèle du  $Z'$  topophile précédent dans le cas d'un  $Z'$  très massif : en effet, si  $g_{Z'}$  représente la constante de couplage du  $Z'$  et  $m_{Z'}$  sa masse,  $|C_{4t}|/\Lambda^2 \sim g_{Z'}^2 / (M_{Z'}^2)$ . Les sections efficaces correspondantes sont montrées Figure 5.3.

Les mêmes analyses expérimentales d'ATLAS et CMS citées ci-dessus [12,13] posent des limites sur la section efficace de production des théories effectives à 4 tops sous la forme de contraintes sur le rapport des paramètres  $C_{4t}$  et  $\lambda$ . Ainsi, à  $\sqrt{s} = 8$  TeV, les cas tels que  $|C_{4t}|/\Lambda^2 \gtrsim 6-7$  TeV sont exclus, ce qui correspond à  $\Lambda \lesssim 400$  GeV à peu près, comme illustré Fig. 5.3. Les échantillons utilisés dans cette analyse phénoménologique sont simulés avec  $C_{4t} = 1$  et  $\Lambda = 0.5, 1$  et 1.5 TeV.

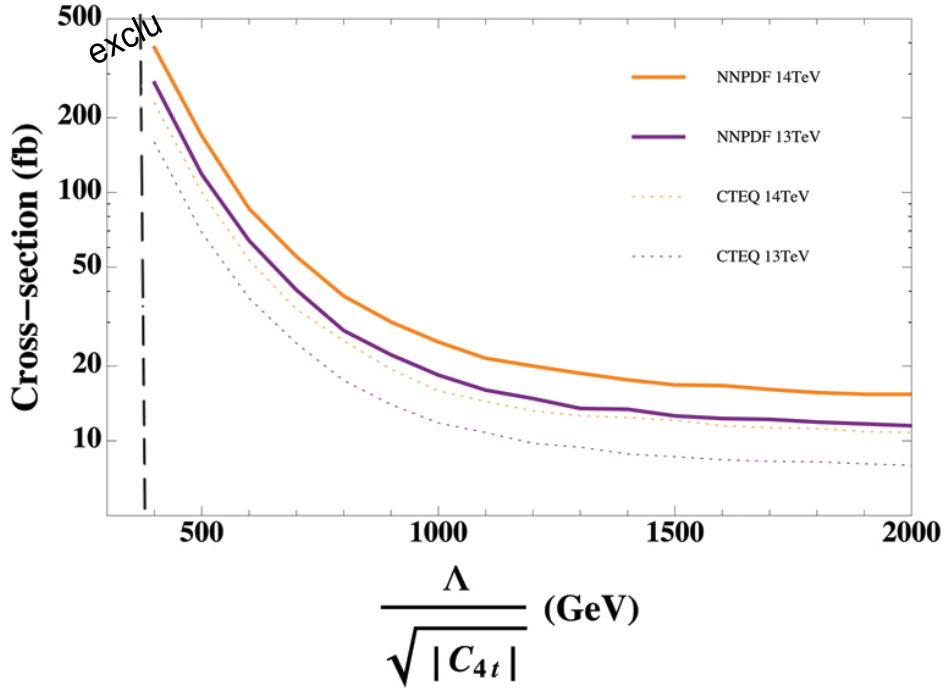


FIGURE 5.3 – Sections efficaces à 13 et 14 TeV de l’interaction effective pour  $C_{4t} = 1$ .

### 5.3 Modélisation du bruit de fond

#### 5.3.1 Différents canaux étudiés et bruits de fond correspondants

Comme expliqué plus haut, l’état final des événements à 4 tops est  $W^+W^-W^+W^-bbbb$ , ce qui peut produire plusieurs signatures leptoniques, qui seront presque toutes étudiées. Dans chaque canal considéré, plusieurs processus peuvent constituer des bruits de fonds, les voici détaillés :

- si tous les  $W$  se désintègrent hadroniquement, ce qui arrive dans 19.7% des cas, l’état final ne possède que des jets (8 légers et 4 lourds) ce qui n’est pas très singulier pour isoler ce signal, d’autant qu’un tel événement serait noyé dans le bruit QCD en l’absence de lepton.
- s’il n’y a qu’un seul lepton ( $e$  ou  $\mu$ ), dans 26,3 % des cas, l’état final est constitué d’énergie transverse manquante, d’un lepton et d’une grande multiplicité de jets (6 légers et 4 lourds). Cette signature est commune aux événements semi-leptoniques  $t\bar{t}$  à l’exception du nombre de jets qui pourrait être une coupure discriminante. Les autres processus contribuent marginalement à ce canal en raison de leur faible section efficace.
- dans le cas de 2 leptons, une distinction est faite selon la charge de cette paire de leptons. En effet, une paire de signes opposés (OS) apparaît dans 8,8 % des cas contre 4,4 % pour la paire de même signe (SS). Des processus de type dibosons ( $WW$ ,  $WZ$  et  $ZZ$ ) peuvent donner deux leptons et de l’énergie transverse manquante, mais pas forcément un nombre de jets de  $b$  aussi élevé. Par contre, les événements  $t\bar{t}$  associés à un boson vecteur ( $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}Z$  et  $t\bar{t}H$ ) ont une signature très proche, pouvant donner une paire de leptons SS ou OS. Enfin,

les paires de tops dileptoniques sont le bruit majoritaire du canal 2 leptons de signes opposés alors que dans le cas d'un même signe, ce bruit n'existe que sous la forme d'une erreur instrumentale de reconstruction de la charge de l'électron ("mis-id"). Dans les deux cas, un bruit supplémentaire ("fakes") existe : il s'agit de  $t\bar{t}$  semi-leptonique dont une gerbe hadronique a donné un lepton supplémentaire assimilé à une désintégration leptonique d'un  $W$ .

- la présence de 3 leptons, dont forcément un de signe opposé aux deux autres, se produit dans 2,9 % des cas et présente un nombre de jets légers faible (2) en plus d'une grande énergie transverse manquante. Le bruit principal est  $t\bar{t}Z$  ainsi que la contribution des fakes.
- enfin, si les 4 désintégrations sont leptoniques, à peine 0,2% des cas, il est légitime de s'attendre à ne plus avoir aucun bruit de fond au vu de la multiplicité des jets de b, mais le peu de statistique disponible additionné aux performances instrumentales (étiquetage de jets de b, identification des leptons) font qu'il est très difficile d'utiliser ce canal, dont la bonne sensibilité a priori est contrecarrée par sa probabilité d'occurrence.

Ainsi, les bruits principaux à étudier sont  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}$  avec ou non des effets instrumentaux (fakes/non-prompt, misid) puis secondairement,  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}H$ . Les bruits minoritaires, comme les dibosons  $VV$ ,  $t\bar{t}W^\pm W^\mp$  ou encore  $tZq$ , sont négligeables après les coupures en nombre de jets de b. Dans la suite, les canaux considérés sont : **1L** (exactement 1 lepton), **2LOS** (exactement 2 leptons de signes opposés), **2LSS** (exactement 2 leptons de même signe) et **3L** (exactement 3 leptons). Ainsi, ces canaux étant orthogonaux, leurs résultats peuvent être combinés. Un exemple d'état final pour les 3 signaux considérés dans le canal 2 leptons de même signe est montré Figure 5.4.

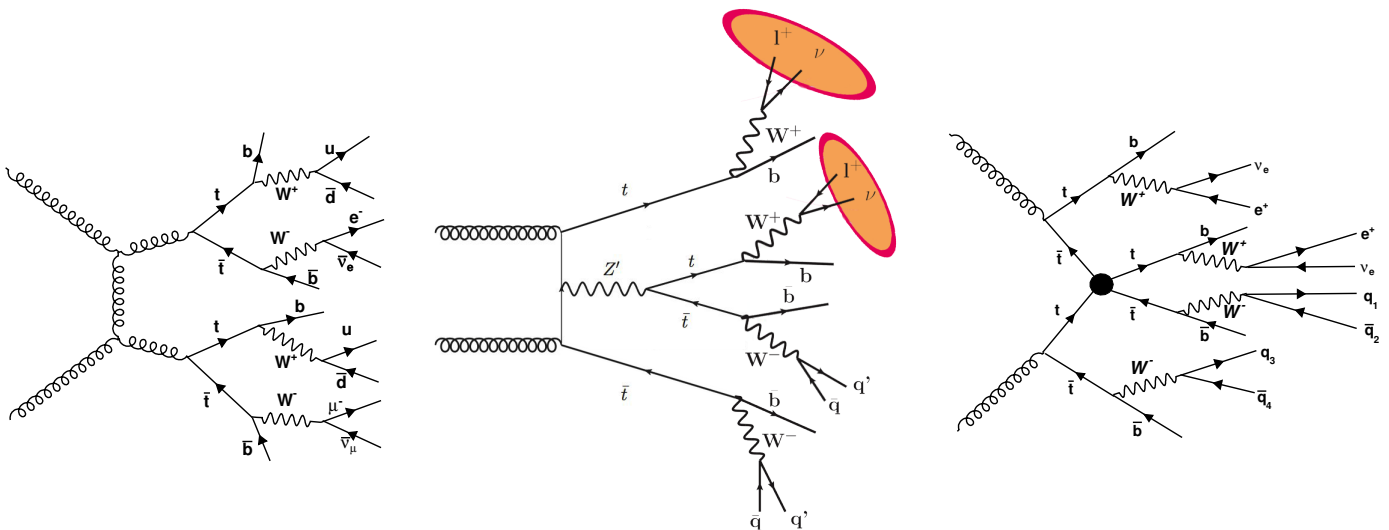


FIGURE 5.4 – Exemples de productions de 4 tops standards (gauche), via une résonance  $Z'$  topophile (milieu) et via une interaction de contact (droite) dans le canal 2 leptons de même signe.



### 5.3.2 Simulations Monte-Carlo

Les modèles utilisés sont importés dans MG5\_aMC@NLO v2.2.3 et interfacés avec Pythia 6.428 pour l'hadronisation et la désintégration des gerbes. Le jeu de PDF utilisé est celui par défaut dans MadGraph5, NNPDF23LO. Les échelles de renormalisation et de factorisation ne sont pas fixées à priori et sont choisies dynamiquement par MadGraph, néanmoins les sections efficaces résultantes sont proches de celles obtenues avec les valeurs suivantes :

$$\mu_F = \mu_R = m_t + \frac{m_{Z'}}{2} \text{ pour la production induite via un } Z' \quad (5.5)$$

$$\mu_F = \mu_R = 2m_t \text{ pour } t\bar{t}\bar{t} \text{ standard} \quad (5.6)$$

$$\mu_F = \mu_R = m_t \text{ pour } t\bar{t} \quad (5.7)$$

$$\mu_F = \mu_R = 2m_t + m_W \text{ pour } t\bar{t}W \quad (5.8)$$

Le module GETJET de MadGraph procède à un regroupement des particules de l'état final (mésons, hadrons, photons) en jets hadroniques grâce à un algorithme de cônes (de rayon  $\Delta R = 0.4$ ) et effectue un étiquetage des jets de b. L'interface MadGraph-Pythia permet d'appliquer une procédure de *matching* pour éviter de compter deux fois des événements lors de la génération de diagrammes avec des partons supplémentaires, comme illustré Figure 5.5. Par exemple, lorsque MadGraph génère  $t\bar{t} + 0$  jet et  $t\bar{t} + 1$  jet, les deux échantillons sont respectivement inclusifs, ainsi après radiations et hadronisation par Pythia, un événement  $t\bar{t} + 0$  jet pourrait avoir une radiation finale analogue à un événement  $t\bar{t} + 1$  jet sans radiation finale. La méthode utilisée pour fusionner les éléments de matrice et les gerbes partoniques est le matching MLM [17] avec un algorithme  $k_t$  de regroupement des jets pour Pythia. Une simulation des effets de détecteur est réalisée uniquement pour le bruit des faux leptons grâce au paquet DELPHES [18] de MadGraph qui consiste en une paramétrisation de la réponse de chaque sous-partie des détecteurs. Ceci permet d'estimer grossièrement les effets instrumentaux sur des échantillons  $t\bar{t}$  hadroniques ou semi-leptoniques.

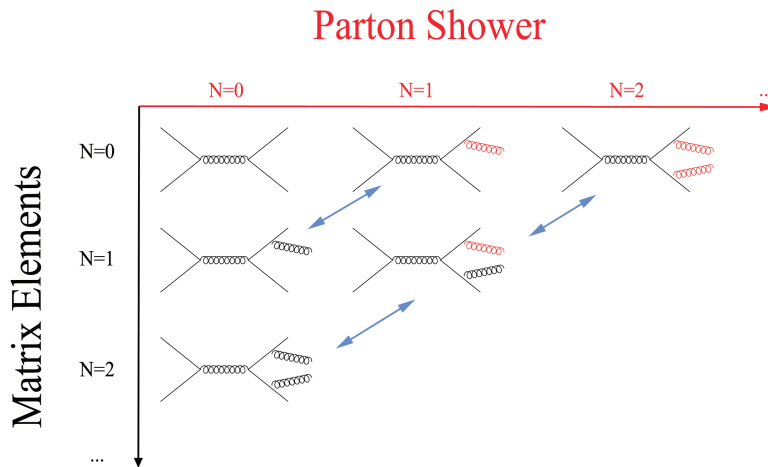


FIGURE 5.5 – Double comptage (en bleu) des événements provenant des éléments de matrice (noirs) et des gerbes partoniques (rouge).

Les signaux exotiques sont constitués des 4 tops du Modèle Standard et de la contribution exotique correspondante ( $Z'$  ou théorie effective) afin de tenir compte des interférences entre ces processus. Les bruits de fond à considérer dépendent du canal étudié, leurs sections efficaces sont reproduites dans la Table 5.1 pour une énergie au centre de masse de 13 et 14 TeV. La valeur inclusive a été obtenue après la procédure de *matching* par Pythia, sans aucune coupure, puis les sections efficaces dans les canaux successifs calculées après sélection des événements. Les leptons et jets de  $b$  considérés respectent  $|\eta| \leq 5$  et  $p_T \geq 30$  GeV. Les signaux sont générés avec 0 et 1 jets supplémentaires tandis que les bruits de fond  $t\bar{t}(V)$  le sont jusqu'à 2 jets supplémentaires.

TABLE 5.1 – Sections efficaces des différents processus à 13 et 14 TeV dans différents canaux, avec  $g_{tR} = 3$  et  $C_{4t} = 1$  pour les signaux exotiques.

Processus	$\sigma_{incl}$ (fb)		$\sigma_{1L+\geq 3b}$ (fb)		$\sigma_{2LOS}$ (fb)		$\sigma_{2LSS}$ (fb)		$\sigma_{3L}$ (fb)	
	13 TeV	14 TeV	13 TeV	14 TeV	13 TeV	14 TeV	13 TeV	14 TeV	13 TeV	14 TeV
$\sqrt{s}$										
SM $t\bar{t}t\bar{t}$	10.5	14	3.2	4.2	0.62	0.84	0.32	0.41	0.12	0.17
$Z'(1 \text{ TeV})$	110	149.5	34.6	46.5	6.85	9.63	3.54	4.82	1.54	1.94
$Z'(2 \text{ TeV})$	17.3	23.6	5.41	7.35	1.08	1.52	0.54	0.73	0.23	0.31
Eff. ( $\Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ )	119.6	166.6	37.5	53.2	7.84	11.2	4.05	5.5	1.72	2.28
Eff. ( $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ )	18.4	24.9	5.8	7.7	1.14	1.59	0.58	0.76	0.23	0.33
Eff. ( $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ )	12.8	17	3.85	5.20	0.76	1.01	0.38	0.51	0.15	0.22
$t\bar{t}$	615k	731k	6 230	7 577	9 175	9 679	-	-	-	-
$ttW$	493	573	5.57	6.71	14.42	18.82	7.01	8.86	1.31	1.65
$ttZ$	630	765	27.48	34.48	27.09	32.94	0.42	0.55	5.83	7.25
$ttH$	452	547	62.64	75.54	12.06	14.71	2.07	2.49	0.90	1.08
$tZq$	771	651	14.69	16.02	22.35	25.70	0.42	0.55	9.62	11.00

Les rapports  $\sigma_{2L}/\sigma_{incl}$  et  $\sigma_{3L}/\sigma_{incl}$  peuvent être vérifiés en levant les coupures en  $p_T$ , connaissant les rapports d'embranchement des  $W$  :  $BR(W \rightarrow e, \mu) = \frac{2}{9}$  et  $BR(W \rightarrow had) = \frac{6}{9}$ . Par exemple,  $BR(\geq 2L) = 6 \left(\frac{2}{9}\right)^2 \times \left(\frac{6}{9}\right)^2 + 4 \times \left(\frac{2}{9}\right)^3 \times \left(\frac{6}{9}\right) + \left(\frac{2}{9}\right)^4$ . Les différences observées proviennent des désintégrations leptoniques des  $\tau$  et surtout des coupures sur le  $p_T$  des leptons.

### 5.3.3 Bruits instrumentaux

Deux types de bruits supplémentaires sont à prendre en compte pour les canaux les plus rares (2LSS ou 3L). Il s'agit, en premier lieu, de l'erreur de reconstruction de la charge d'un électron. Ce phénomène est étudié expérimentalement et estimé depuis les données des détecteurs, comme expliqué dans les chapitres d'analyse ATLAS à 8 et 13 TeV, et est négligé pour les muons en raison d'un grand bras de levier disponible. La grille Figure 5.6, issue des résultats publics d'ATLAS à 8 TeV, montre la probabilité d'avoir inversé la charge d'un électron en fonction de son impulsion transverse  $p_T$  et de sa pseudo-rapacité  $\eta$ , qui, dans le canal 2 leptons de même signe, donne une erreur moyenne de 0,25 %. Bien que cette erreur soit dépendante des performances du détecteur

en fonction de l'énergie au centre de masse, en première approximation sa valeur à 13 et 14 TeV seront inchangées. Afin de couvrir une mauvaise extrapolation de cette erreur aux énergies du Run 2, ces valeurs seront multipliées par 10 dans un deuxième temps pour estimer l'erreur systématique associée. Cette erreur est appliquée sur les événements  $t\bar{t}$ , comme résumé dans le diagramme suivant.

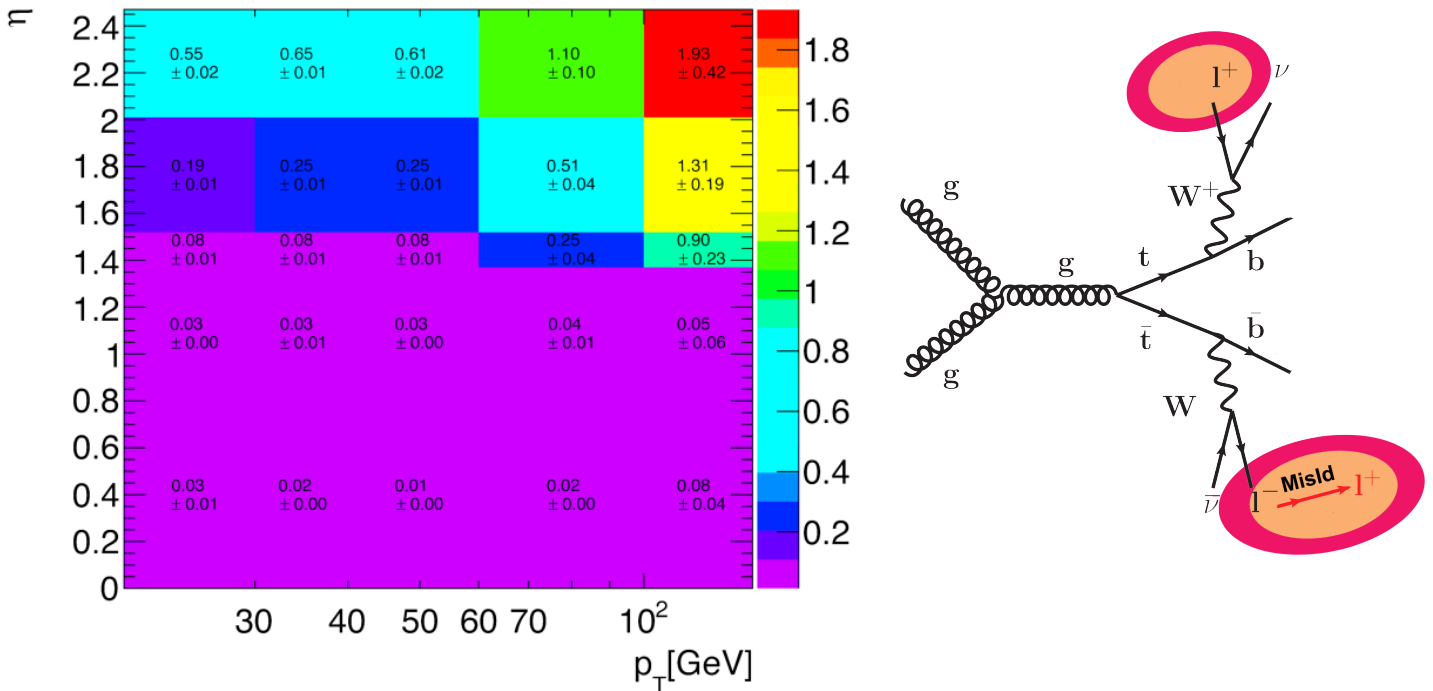


FIGURE 5.6 – Probabilité en % de mal reconstruire la charge d'un électron en fonction de  $p_T$  et  $\eta$ , estimée par ATLAS à 8 TeV (gauche) et diagramme associé pour  $t\bar{t}$  dileptonique (droite).

Le deuxième bruit expérimental, beaucoup plus difficile à maîtriser, concerne la mauvaise reconstruction des leptons non-issus d'un boson  $W$  (fréquemment appelés "fakes/non-prompts"). Il peut s'agir de leptons venant d'une gerbe hadronique ou d'autres particules identifiées comme des leptons. Ce bruit est directement extrait des données dans les expériences CMS et ATLAS et ses probabilités associées dépendent fortement de la méthode utilisée et de la sélection choisie dans l'analyse. Ainsi, il semble plus délicat d'essayer de réutiliser les résultats publics pour cette étude phénoménologique. Par conséquent, nous effectuons une méthode d'estimation des fakes basée sur une simulation paramétrique des détecteurs ATLAS et CMS du paquet DELPHES.

En raison de la section efficace de production des paires de top et des coupures sur la multiplicité des jets de  $b$ , le processus qui contribue principalement à ce bruit est  $t\bar{t}$ , comme illustré dans le diagramme Figure 5.7. Une source physique de tels leptons vient des gerbes de désintégration des quarks  $b$  qui peuvent contenir des leptons. Généralement, ceux-ci ne sont pas isolés et sont contenus dans les cônes des jets mais occasionnellement ils peuvent sortir du jet et passer pour des leptons principaux. Cet effet peut être simulé par Delphes en prenant un échantillon MadGraph  $pp \rightarrow t\bar{t}$  où les  $W$  ne se désintègrent qu'en quarks. Ainsi, aucun lepton n'est attendu au niveau partonique ; les leptons observés dans l'échantillon final (après hadronisation de Pythia et réponse

du détecteur de DELPHES) peuvent être assimilés aux fakes/non-prompts. Le graphique Figure 5.7 montre le pourcentage d'événements  $t\bar{t}$  hadroniques qui comportent au moins un lepton, en fonction d'une coupure sur l'impulsion transverse du lepton. Différentes configurations de Delphes sont testées, pour les deux détecteurs ainsi que différentes énergies du centre de masse, et donnent une probabilité de fakes/non-prompts  $\epsilon_f$  comprise entre 0.001% et 0.004%.

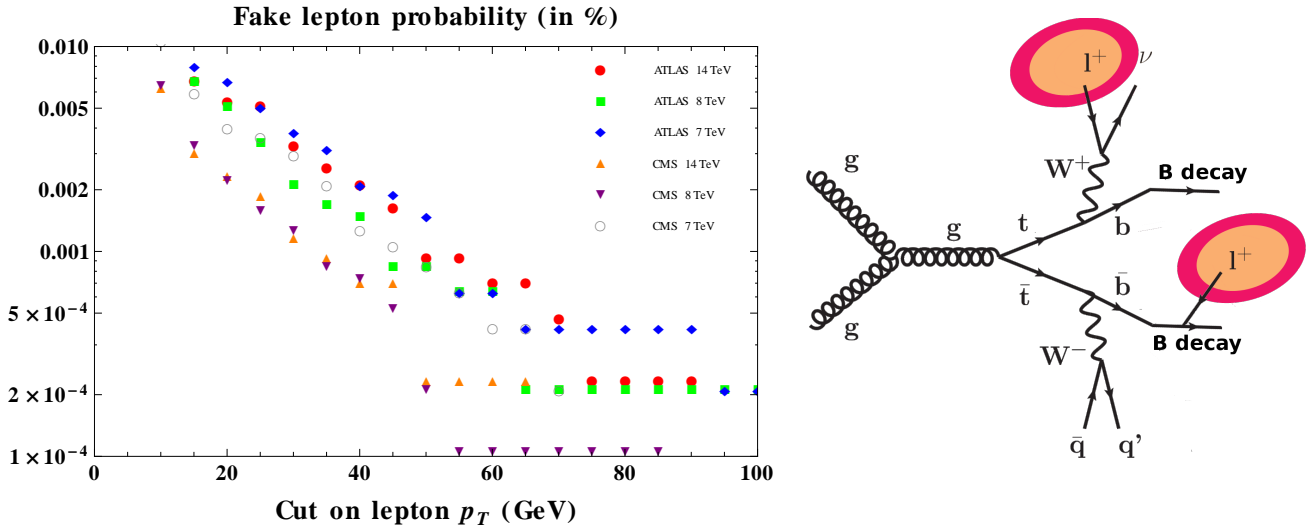


FIGURE 5.7 – Probabilité de reconstruire un lepton au-delà d'une coupure en  $p_T$  pour différentes configurations expérimentales (gauche) et diagramme associé pour un  $t\bar{t}$  semi-leptonique (droite).

Cette estimation rejoint plusieurs valeurs citées dans la littérature : ces fakes/non-prompts irréductibles provenant des désintégrations de saveurs lourdes dans les jets, simulés par DELPHES, sont estimés de l'ordre de  $10^{-4}$  dans [19] tandis qu'une seconde source réductible, provenant des gerbes hadroniques mal-identifiées comme des leptons, sont difficilement modélisables et dépendent des algorithmes de reconstruction utilisés. Une probabilité  $\epsilon_{200} = 3.10^{-4} - 6.10^{-5}$  de prendre un jet de  $p_T = 200$  GeV pour un lepton reproduit des résultats expérimentaux [19]. Les valeurs extraites de la Figure 5.7 sont validées sur des comparaisons avec différentes analyses dans le canal 2 leptons de même signe [21–29] pour lesquelles l'estimation du bruit venant des fakes/non-prompts est cruciale. Seule une partie des résultats publics de ces recherches est exploitable numériquement et les sélections correspondantes ont été reproduites, avec une préférence pour les régions comportant plusieurs jets de  $b$ . La répartition observée du bruit de fond entre les fakes/non-prompts, la mauvaise reconstruction de la charge et les processus  $t\bar{t}W$  est en accord avec ces analyses pour des probabilités  $\epsilon_f = 10^{-5} - 10^{-4}$ . Ainsi, la valeur nominale choisie pour dériver le potentiel de découverte sera de  $\epsilon_f = 4.10^{-5}$  tandis qu'une valeur plus pessimiste de  $\epsilon_f = 4.10^{-4}$  permettra d'estimer la variation des luminosités de découverte pour des taux de fakes/non-prompts plus élevés.

## 5.4 Étude des différents canaux

Pour chaque canal, les distributions cinématiques et topologiques du bruit de fond et des signaux vont être comparées pour trouver un jeu de coupures optimales qui permettent d'optimiser la signification du résultat. Cette signification est définie par  $\sigma = \frac{S}{\sqrt{B}}$ , où  $S$  et  $B$  sont les nombres d'événements respectifs du signal et du bruit après coupures. Dans cette partie, l'énergie au centre de masse considérée est de 14 TeV et la luminosité intégrée pour laquelle sont calculés les nombres d'événements attendus est  $100 \text{ fb}^{-1}$ . La multiplicité des jets de  $b$  étant l'un des critères de sélection, il est nécessaire d'incorporer aux résultats une efficacité d'étiquetage des jets de  $b$  de 77 % via une renormalisation de  $(0.77)^{n_b}$  où  $n_b$  est le nombre de jets de  $b$  de la sélection correspondante. Tous les objets utilisés dans les coupures de sélection ont une impulsion transverse supérieure à 30 GeV.

### 5.4.1 Canal 1 lepton

En présence d'un seul lepton, le signal exotique est très faible comparé au bruit majoritaire provenant de  $t\bar{t}$ . Les événements avec  $n_{b\text{-jet}} \geq 3$  permettent d'avoir une meilleure idée des différentes contributions du Modèle Standard, comme illustrées Figure 5.8 avec le sous-ensemble 1 lepton de  $p_T \geq 30 \text{ GeV}$  et au moins 3 jets de  $b$ , de  $p_T$  quelconques. Les nombres d'événements attendus pour chaque distribution montrent une prépondérance d'au moins 2 ordres de grandeurs de  $t\bar{t}$  face aux autres bruits  $t\bar{t}V$ . Les faux leptons provenant de  $t\bar{t}$  hadronique sont négligeables.

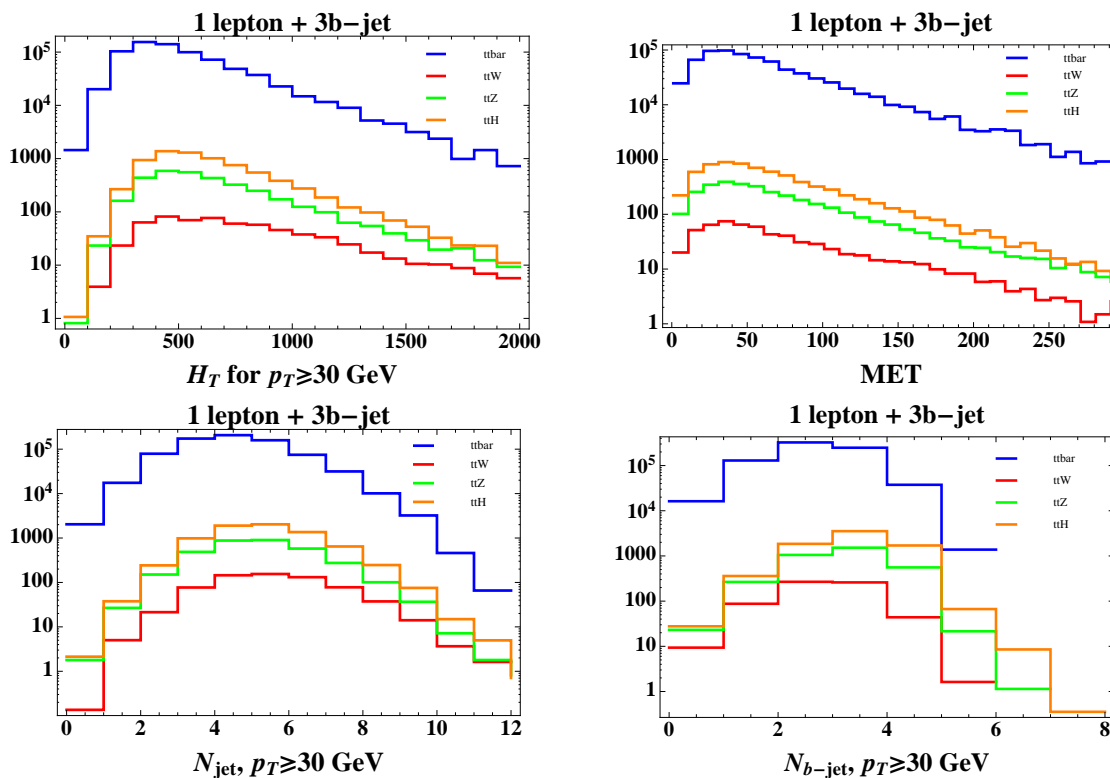


FIGURE 5.8 – Distributions en  $H_T$ , MET, nombres de jets et de  $b$ -jets pour les différents bruits du Modèle Standard dans le canal 1 lepton + 3  $b$ -jets pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

Les Figures 5.9 comparent les différents signaux au bruit de fond constitué de la somme des processus précédents. L'énergie transverse manquante n'étant pas discriminante, l'optimisation des coupures est faite sur les trois variables  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$ . Différentes observables angulaires ont été testées mais ne présentent pas de séparation exploitable. Il est à noter que le modèle effectif pour  $\Lambda = 0.5$  GeV possède une distribution en  $H_T$  plus dure que le modèle  $Z'(1\text{ TeV})$ , justifiant des coupures optimales plus élevées et une meilleure signification.

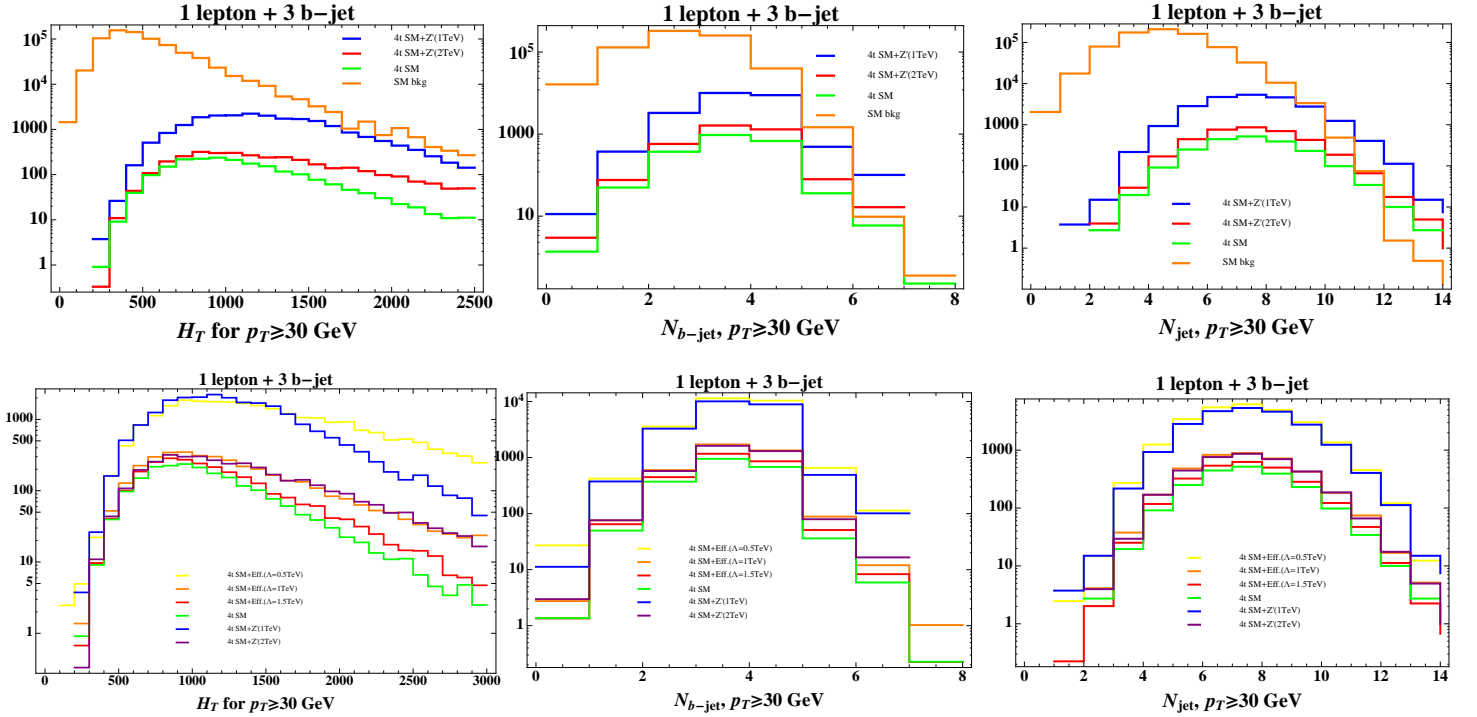


FIGURE 5.9 – Comparaison des distributions en  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$  entre le bruit de fond et certains signaux (haut) et entre tous les signaux exotiques (bas) dans le canal 1 lepton + 3 b-jets pour une luminosité intégrée de  $100\text{ fb}^{-1}$ .

Il semble a priori plus intéressant de regarder  $n_{b-jet} \geq 4$  que  $n_{b-jet} \geq 3$ , mais en raison de l'efficacité de l'étiquetage des  $b$  qui diminue de 17% la signification, cela n'améliore pas les résultats. Après un balayage des coupures possibles pour  $H_T \geq [500, 1400]$ ,  $n_{jet} \geq [6, 10]$  et  $n_{b-jet} \geq 3$ , les sélections optimales trouvées pour les différents signaux sont résumées dans la Table 5.2 avec le nombre d'événements attendus et la signification et l'erreur statistique correspondantes.

TABLE 5.2 – Coupures optimales dans le canal 1 lepton + 3 jets de  $b$  pour  $\mathcal{L} = 100\text{ fb}^{-1}$  pour  $\epsilon_{btag} = 77\%$  accompagnées du nombre d'événements attendus pour chaque processus.

Processus	$H_T$ (GeV)	$n_{jet}$	$n_{b-jet}$	Signal	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}H$	$t\bar{t}$	$\sigma$
$t\bar{t}t\bar{t}$ Modèle Standard	$\geq 1000$	$\geq 8$	$\geq 3$	$46.4 \pm 1.0$	$12.8 \pm 0.9$	$31.0 \pm 1.5$	$72.4 \pm 3.4$	$2520.9 \pm 275.1$	$0.90 \pm 0.02$
$Z'$ topophile (1 TeV)	$\geq 1400$	$\geq 9$	$\geq 3$	$205.5 \pm 8.4$	$3.1 \pm 0.4$	$6.3 \pm 0.7$	$11.7 \pm 1.4$	$210.1 \pm 79.4$	$13.5 \pm 2.8$
$Z'$ topophile (2 TeV)	$\geq 1400$	$\geq 9$	$\geq 3$	$31.2 \pm 1.0$	$3.1 \pm 0.4$	$6.3 \pm 0.7$	$11.7 \pm 1.4$	$210.1 \pm 79.4$	$2.0 \pm 0.4$
Th. Eff. ( $\Lambda = 0.5$ TeV)	$\geq 1400$	$\geq 7$	$\geq 3$	$780.9 \pm 13.3$	$12.1 \pm 0.9$	$31.0 \pm 1.5$	$72.4 \pm 3.4$	$2520.9 \pm 275.1$	$18.9 \pm 1.5$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1$ TeV)	$\geq 1400$	$\geq 9$	$\geq 3$	$30.7 \pm 1.0$	$3.1 \pm 0.4$	$6.3 \pm 0.7$	$11.7 \pm 1.4$	$210.1 \pm 79.4$	$2.0 \pm 0.4$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1.5$ TeV)	$\geq 1000$	$\geq 8$	$\geq 3$	$58.7 \pm 1.1$	$12.8 \pm 0.9$	$31.0 \pm 1.5$	$72.4 \pm 3.4$	$2520.9 \pm 275.1$	$1.1 \pm 0.1$

### 5.4.2 Canal 2 leptons de signes opposés

Une paire de lepton  $l^+l^-$  est caractéristique du processus  $t\bar{t}$  dileptonique qui constitue le bruit de fond principal. En raison des faibles sections efficaces et de la prédominance de  $t\bar{t}$ , ce canal est le moins prometteur. Le seul moyen de gagner en sensibilité serait de durcir énormément les coupures en multiplicité des jets, comme le montrent les distributions Figure 5.10, mais la statistique disponible serait trop faible. Néanmoins, une fois combiné avec les autres canaux, ce canal peut contribuer à augmenter la signification des résultats.

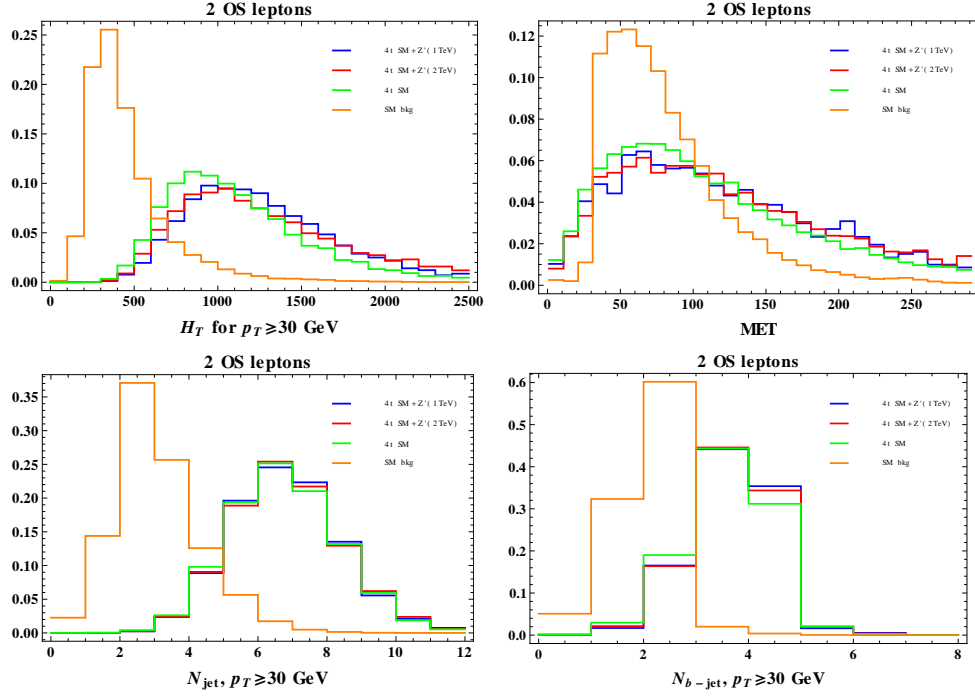


FIGURE 5.10 – Distributions normalisées à l'unité de  $H_T$ , MET,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$  pour le bruit et les signaux dans le canal 2 leptons de signes opposés.

Les significances statistiques obtenues après optimisation des différentes coupures sont assez similaires au canal 1 lepton. La Table 5.3 résume les meilleures sélections pour chaque signal ainsi que le nombre d'événements attendus pour  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

TABLE 5.3 – Coupures optimales dans le canal 2 leptons OS pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  pour  $\epsilon_{btag} = 77 \%$  accompagnées du nombre d'événements attendus pour chaque processus.

Processus	$H_T$ (GeV)	$n_{jet}$	$n_{b-jet}$	Signal	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}H$	fakes	$t\bar{t}$	$\sigma$
$t\bar{t}t\bar{t}$ Modèle Standard	$\geq 900$	$\geq 7$	$\geq 3$	$12.5 \pm 0.2$	$1.9 \pm 0.3$	$7.3 \pm 0.8$	$11.5 \pm 0.8$	$0.30 \pm 0.02$	$150.1 \pm 67.1$	$0.95 \pm 0.20$
$Z'$ topophile (1 TeV)	$\geq 1100$	$\geq 7$	$\geq 3$	$131.9 \pm 4.3$	$1.5 \pm 0.3$	$5.2 \pm 0.7$	$7.2 \pm 0.6$	$0.20 \pm 0.01$	$90.0 \pm 52.0$	$12.9 \pm 3.5$
$Z'$ topophile (2 TeV)	$\geq 1100$	$\geq 7$	$\geq 3$	$20.2 \pm 0.5$	$1.5 \pm 0.3$	$5.2 \pm 0.7$	$7.2 \pm 0.6$	$0.20 \pm 0.01$	$90.0 \pm 52.0$	$2.0 \pm 0.5$
Th. Eff. ( $\Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 1300$	$\geq 7$	$\geq 3$	$146.3 \pm 3.6$	$0.8 \pm 0.2$	$3.0 \pm 0.5$	$4.5 \pm 0.5$	$0.09 \pm 0.01$	$60.0 \pm 42.4$	$17.7 \pm 5.8$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ )	$\geq 1100$	$\geq 7$	$\geq 3$	$20.7 \pm 0.5$	$1.5 \pm 0.3$	$5.2 \pm 0.7$	$7.2 \pm 0.6$	$0.20 \pm 0.01$	$90.0 \pm 52.0$	$2.0 \pm 0.5$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 900$	$\geq 7$	$\geq 3$	$14.8 \pm 0.3$	$1.9 \pm 0.3$	$7.3 \pm 0.8$	$11.5 \pm 0.8$	$0.30 \pm 0.02$	$150.1 \pm 67.1$	$1.1 \pm 0.2$

### 5.4.3 Canal 2 leptons de même signe

La composition du bruit de fond change drastiquement dans ce canal en raison de l'impossibilité pour le processus  $t\bar{t}$  de produire une paire de leptons de même signe. Néanmoins, une erreur instrumentale sur la charge d'un lepton peut imiter cette signature : ainsi, la contribution de  $t\bar{t}$  dileptonique est attachée à la probabilité de mauvaise identification présentée précédemment ce qui réduit énormément ce bruit et l'amène à peu près au même ordre de grandeur que  $t\bar{t}W$ . Une deuxième contribution de  $t\bar{t}$  semi-leptonique provient de la production d'un faux lepton via la probabilité de fakes. Les Figures 5.11 montrent les distributions de différentes variables cinématiques pour les différents bruits et signaux. Les valeurs explorées pour l'optimisation de la sélection sont :

- $500 \text{ GeV} \leq H_T \leq 1400 \text{ GeV}$
- $0 \leq n_{jet} \leq 6$
- $0 \leq n_{b-jet} \leq 3$

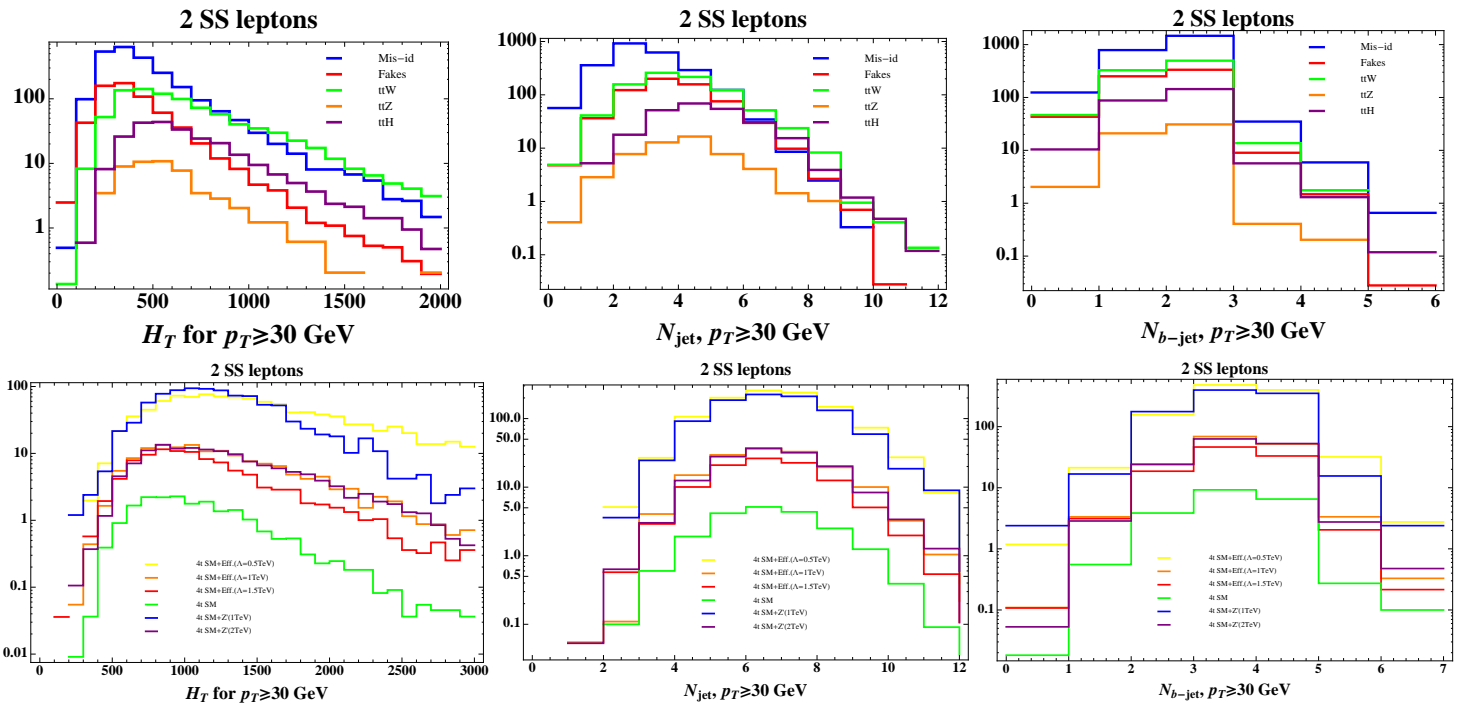


FIGURE 5.11 – Distributions de  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$  pour les différentes contributions du bruit de fond (haut) et pour les signaux (bas) pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  dans le canal 2LSS.

Les résultats de ce canal sont très prometteurs et sont résumés dans la Table 5.4. Comme illustré dans les distributions, ce sont à nouveau les événements à 3 jets de  $b$  qui sont les plus intéressants et permettent de séparer bruit et signaux avec de très bonnes significances statistiques. La différence entre la théorie effective  $\Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ ) et le  $Z'$  de 1 TeV provient à nouveau de la queue de la distribution en  $H_T$ .



TABLE 5.4 – Coupures optimales dans le canal 2 leptons SS pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  pour  $\epsilon_{btag} = 77 \%$  accompagnées du nombre d'événements attendus pour chaque processus.

Processus	$H_T$ (GeV)	$n_{jet}$	$n_{b-jet}$	Signal	$ttW$	$ttZ$	$ttH$	fakes	misid	$\sigma$
$t\bar{t}t$ Modèle Standard	$\geq 800$	$\geq 7$	$\geq 3$	$6.7 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.2$	$\leq 0.01$	$0.5 \pm 0.2$	$0.40 \pm 0.02$	$0.1 \pm 0.1$	$4.75 \pm 0.49$
$Z'$ topophile (1 TeV)	$\geq 800$	$\geq 6$	$\geq 3$	$123.7 \pm 4.1$	$1.6 \pm 0.3$	$\leq 0.01$	$0.9 \pm 0.2$	$0.73 \pm 0.03$	$1.0 \pm 0.3$	$60.0 \pm 5.2$
$Z'$ topophile (2 TeV)	$\geq 800$	$\geq 7$	$\geq 3$	$12.9 \pm 0.4$	$0.9 \pm 0.2$	$\leq 0.01$	$0.5 \pm 0.2$	$0.40 \pm 0.02$	$0.1 \pm 0.1$	$9.2 \pm 1.7$
Th. Eff. ( $\Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 1100$	$\geq 7$	$\geq 3$	$87.8 \pm 2.8$	$0.6 \pm 0.2$	$\leq 0.01$	$0.3 \pm 0.1$	$0.18 \pm 0.01$	$0.1 \pm 0.1$	$80.4 \pm 10.8$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ )	$\geq 800$	$\geq 7$	$\geq 3$	$13.1 \pm 0.4$	$0.9 \pm 0.2$	$\leq 0.01$	$0.5 \pm 0.2$	$0.40 \pm 0.02$	$0.1 \pm 0.1$	$9.3 \pm 1.0$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 800$	$\geq 6$	$\geq 3$	$12.2 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.3$	$\leq 0.01$	$0.9 \pm 0.2$	$0.73 \pm 0.03$	$1.0 \pm 0.3$	$5.9 \pm 0.5$

#### 5.4.4 Canal 3 leptons

La seule possibilité pour  $t\bar{t}$  de donner 3 leptons passe par la probabilité de créer un lepton secondaire, ce qui reste très faible comparé aux processus  $t\bar{t}Z$ , suivi de près par  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}H$  comme montré Figures 5.12. La coupure  $n_{b-jet} \geq 3$  permet de ramener le bruit de fond au même niveau que les signaux malgré une statistique assez limitée. Ceci ne suffit pas pour égaler les résultats du canal précédent, mais peut renforcer les résultats combinés.

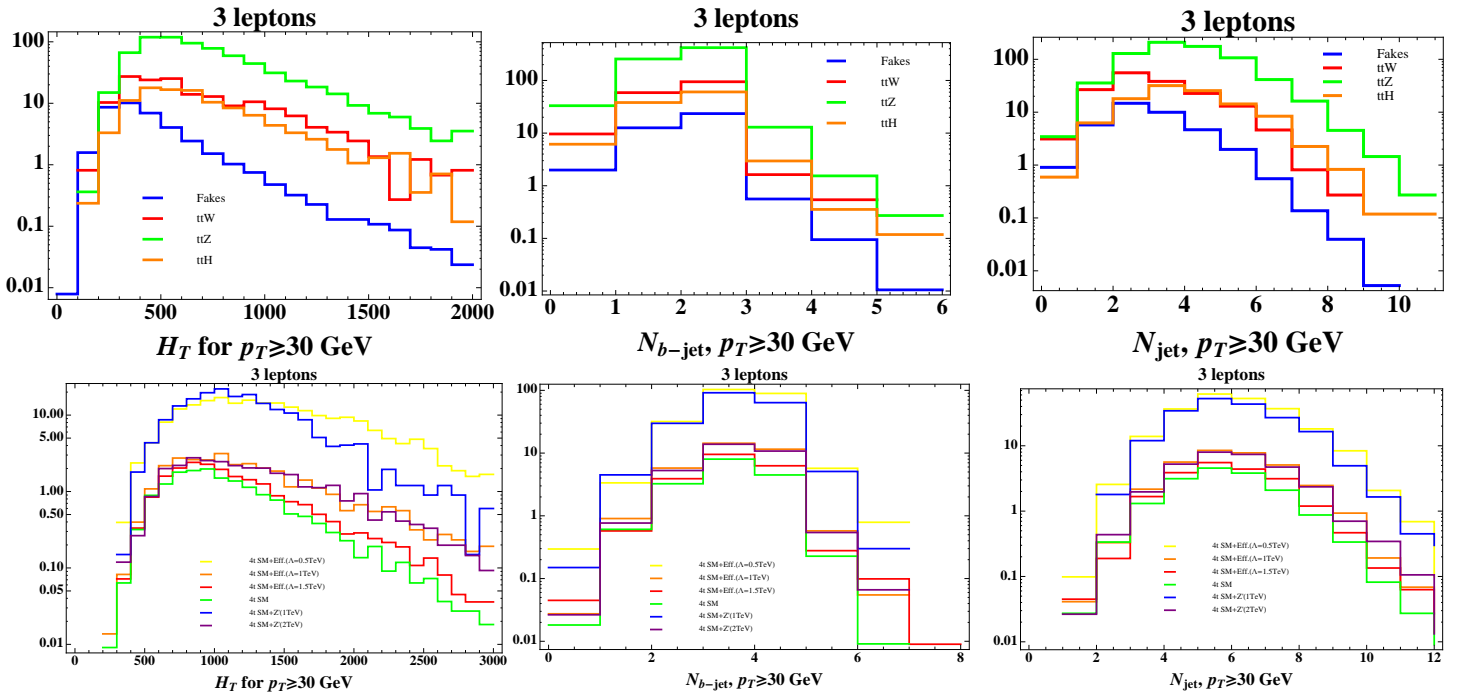


FIGURE 5.12 – Distributions en  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$  pour le bruit de fond (haut) et les signaux exotiques (bas) dans le canal 3 leptons pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

À nouveau, demander au moins 4 jets de  $b$  n'améliore pas plus la signification à cause entre autres du facteur (0.77) supplémentaire lié à l'étiquetage des  $b$ . Les signaux les plus importants ( $Z'$  de 1 TeV et théorie effective de 500 GeV) sont définitivement observables dans le canal tripleptonique à condition de posséder suffisamment de statistique vu le peu d'événements qui passent ces coupures dans un canal déjà très limité.

TABLE 5.5 – Coupures optimales dans le canal 3 leptons pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  pour  $\epsilon_{btag} = 77 \%$  accompagnées du nombre d'événements attendus pour chaque processus.

Processus	$H_T$ (GeV)	$n_{jet}$	$n_{b-jet}$	Signal	$ttW$	$ttZ$	$ttH$	$fakes$	$\sigma$
$t\bar{t}\bar{t}$ Modèle Standard	$\geq 600$	$\geq 4$	$\geq 3$	$5.4 \pm 0.1$	$0.7 \pm 0.2$	$5.3 \pm 0.5$	$1.1 \pm 0.2$	$0.14 \pm 0.01$	$2.0 \pm 0.1$
$Z'$ topophile (1 TeV)	$\geq 900$	$\geq 4$	$\geq 3$	$59.1 \pm 2.0$	$0.6 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.4$	$0.6 \pm 0.2$	$0.05 \pm 0.01$	$28.2 \pm 2.4$
$Z'$ topophile (2 TeV)	$\geq 1300$	$\geq 4$	$\geq 3$	$5.8 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$\leq 0.01$	$4.5 \pm 0.5$
Th. Eff. ( $\Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 1300$	$\geq 4$	$\geq 3$	$55.2 \pm 1.6$	$0.3 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$\leq 0.01$	$43.0 \pm 4.6$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ )	$\geq 900$	$\geq 4$	$\geq 3$	$9.4 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.2$	$3.1 \pm 0.4$	$0.6 \pm 0.2$	$0.05 \pm 0.01$	$4.5 \pm 0.3$
Th. Eff. ( $\Lambda = 1.5 \text{ TeV}$ )	$\geq 600$	$\geq 4$	$\geq 3$	$6.9 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.2$	$5.3 \pm 0.5$	$1.1 \pm 0.2$	$0.14 \pm 0.01$	$2.6 \pm 0.2$

## 5.5 Combinaison des résultats et potentiel de découverte

Les quatre canaux étant tous orthogonaux entre eux, il est possible de sommer quadratiquement la signification statistique obtenue pour chacun afin d'estimer la sensibilité totale accessible avec  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données à 14 TeV. Il est possible d'extrapoler les luminosités nécessaires pour observer ou découvrir les signaux exotiques considérés. Si la luminosité d'observation  $\mathcal{L}_{obs}$  est celle pour laquelle  $\sigma = 2$  et la luminosité de découverte  $\mathcal{L}_d$  telle que  $\sigma = 5$ , les formules pour les calculer sont :

$$\mathcal{L}_{obs} = 4 \times \mathcal{L} \frac{N_B}{N_S^2} \text{ pour } \sigma = 2 \quad (5.9)$$

$$\mathcal{L}_d = 25 \times \mathcal{L} \frac{N_B}{N_S^2} \text{ pour } \sigma = 5 \quad (5.10)$$

où  $N_B$  et  $N_S$  sont les nombres d'événements attendus pour le bruit et le signal à la luminosité  $\mathcal{L}$ .

La Table 5.6 (bas) résume pour les différents signaux les luminosités d'observation et de découverte associées aux coupures optimales dans chaque canal, ainsi que la signification combinée. Le canal 2 leptons de même signe est le plus prometteur et permettrait d'observer avec 2-3  $\sigma$  le processus du Modèle Standard au Run 2 et avec 5  $\sigma$  lors du Run 3 (2020-2023) où entre 200 et 300  $\text{fb}^{-1}$  de données à 14 TeV sont attendus. Le canal tripleptonique est aussi très sensible mais implique des nombres d'événements plus faibles ce qui peut être limitant dans le cadre d'analyses expérimentales. La relation  $\frac{g_{tR}}{\sqrt{2}m_{Z'}} \sim \frac{\sqrt{|C_{4t}|}}{\Lambda}$  entre modèle topophile et théorie effective est ici visible pour  $Z'(2 \text{ TeV}) \sim \Lambda = 1 \text{ TeV}$  et  $Z'(1 \text{ TeV}) \sim \Lambda = 0.5 \text{ TeV}$ , où les deux sont respectivement générés par deux modèles MadGraph indépendants. Les quelques différences observées dans les deux cas viennent des différentes statistiques générées au niveau Monte-Carlo ; le rapport entre les deux modèles est de  $\frac{g_{tR}\Lambda}{\sqrt{2}m_{Z'}} = 1.06$ . La Table 5.6 (haut) reproduit les mêmes résultats pour  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , avec une analyse strictement identique en conservant les coupures optimales de la Table 5.6 (bas).

TABLE 5.6 – Résultats combinés obtenus pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$  avec  $\epsilon_{btag} = 77 \%$  pour différents signaux de 4 tops à 14 TeV (bas) et 13 TeV (haut), avec NNPDF23LO,  $\langle \epsilon_{misid} \rangle = 0.25 \%$  et  $\epsilon_{fakes} = 0.004 \%$ . L'erreur statistique est donnée pour les nombres d'événements.

$\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$	1 lepton	2 OS leptons	2 SS leptons	3 leptons	combinaison
13 TeV - - - 4 tops du Modèle Standard					
$N_{\text{Signal}}$	$35.5 \pm 0.7$	$7.8 \pm 0.2$	$7.8 \pm 0.1$	$3.2 \pm 0.1$	-
$N_{\text{Bruit}}$	$1327.6 \pm 277.3$	$66.2 \pm 3.8$	$5.1 \pm 0.5$	$4.4 \pm 0.7$	-
$\sigma$	$1.0 \pm 0.1$	$1.0 \pm 0.1$	$3.4 \pm 0.2$	$1.5 \pm 0.2$	$4.0 \pm 0.3$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	429	430	34	174	25
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	2683	2686	212	1085	156
13 TeV - - - Z' topophile $M=1 \text{ TeV}$ et $M=2 \text{ TeV}$					
$N_{\text{Signal}}$	460.5, 68.4 $\pm 8.3, \pm 1.2$	108.6, 15.5 $\pm 2.9, \pm 0.4$	80.6, 9.1 $\pm 2.5, \pm 0.3$	27.3, 3.0 $\pm 1.4, \pm 0.1$	-
$N_{\text{Bruit}}$	1327.6, 1327.6 $\pm 277.3, \pm 277.3$	66.3, 66.3 $\pm 3.8, \pm 3.8$	3.4, 1.9 $\pm 0.4, \pm 0.3$	1.6, 0.7 $\pm 0.4, \pm 0.3$	-
$\sigma$	$12.6 \pm 1.5, 1.9 \pm 0.2$	$13.3 \pm 0.7, 1.9 \pm 0.1$	$43.8 \pm 4.0, 6.6 \pm 0.7$	$21.9 \pm 3.7, 3.5 \pm 0.9$	$52.3 \pm 5.7, 8.0 \pm 1.2$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	2.5, 113	2.2, 110	0.2, 9.1	0.8, 32	0.2, 6.2
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	15.7, 709	14, 687	1.3, 57	5.2, 202	0.9, 39
13 TeV - - - Théorie Effective $\Lambda=0.5 \text{ TeV}$ , $\Lambda=1 \text{ TeV}$ et $\Lambda=1.5 \text{ TeV}$					
$N_{\text{Signal}}$	550.8, 68.5, 43.1 $\pm 9.4, \pm 1.3, \pm 0.8$	103.2, 15.3, 9.6 $\pm 2.5, \pm 0.4, \pm 0.2$	85.5, 14.4, 9.7 $\pm 2.3, \pm 0.4, \pm 0.2$	31.2, 4.1, 4.7 $\pm 1.0, \pm 0.1, \pm 0.1$	-
$N_{\text{Bruit}}$	1111.4, 1327.6, 1327.6 $\pm 255.6, \pm 277.3, \pm 277.3$	33.4, 66.2, 66.2 $\pm 2.7, \pm 3.8, \pm 3.8$	1.9, 4.6, 5.1 $\pm 0.3, \pm 0.5, \pm 0.5$	0.7, 1.6, 6.1 $\pm 0.3, \pm 0.4, \pm 0.9$	-
$\sigma$	16.5, 1.9, 1.2 $\pm 2.1, \pm 0.2, \pm 0.1$	17.9, 1.9, 1.2 $\pm 1.1, \pm 0.1, \pm 0.1$	62.4, 6.7, 4.3 $\pm 6.7, \pm 0.5, \pm 0.3$	53.9, 3.3, 1.9 $\pm 12.7, \pm 0.6, \pm 0.2$	86.0, 7.9, 5.0 $\pm 14.6, \pm 0.8, \pm 0.4$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	1.5, 113, 287	1.3, 114, 286	0.1, 8.8, 22.	0.2, 37, 109	0.05, 6.4, 16.
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	9.2, 707, 1791	7.8, 708, 1785	0.7, 55, 137	0.9, 231, 679	0.4, 40., 100.
14 TeV - - - 4 tops du Modèle Standard					
$N_{\text{Signal}}$	$46.4 \pm 1.0$	$12.5 \pm 0.2$	$6.7 \pm 0.2$	$5.4 \pm 0.1$	-
$N_{\text{Bruit}}$	$2637.2 \pm 275.1$	$171.0 \pm 67.1$	$2.0 \pm 0.3$	$7.3 \pm 0.6$	-
$\sigma$	$0.90 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.20$	$4.75 \pm 0.5$	$2.0 \pm 0.1$	$5.3 \pm 0.5$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	490	441	18	99	15
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	3058	2752	111	615	89
14 TeV - - - Z' topophile $M=1 \text{ TeV}$ et $M=2 \text{ TeV}$					
$N_{\text{Signal}}$	205.5, 31.2 $\pm 8.4, \pm 1.0$	131.8, 20.2 $\pm 4.2, \pm 0.5$	123.7, 12.9 $\pm 4.1, \pm 0.4$	59.1, 5.8 $\pm 2.0, \pm 0.2$	-
$N_{\text{Bruit}}$	231.2, 231.2 $\pm 79.4, \pm 79.4$	104.1, 104.1 $\pm 52.0, \pm 52.0$	4.2, 2.0 $\pm 0.5, \pm 0.3$	4.4, 1.6 $\pm 0.4, \pm 0.3$	-
$\sigma$	$13.5 \pm 2.8, 2.1 \pm 0.4$	$12.9 \pm 3.5, 2.0 \pm 0.5$	$60.0 \pm 5.2, 9.2 \pm 1.7$	$28.2 \pm 2.4, 4.5 \pm 0.5$	$68.9 \pm 7.3, 10.6 \pm 1.9$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	2.2, 95	2.4, 102	0.1, 4.7	0.5, 20	0.1, 3.6
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	13.7, 593	15, 639	0.7, 30	3.2, 123	0.5, 23
14 TeV - - - Théorie Effective $\Lambda=0.5 \text{ TeV}$ , $\Lambda=1 \text{ TeV}$ et $\Lambda=1.5 \text{ TeV}$					
$N_{\text{Signal}}$	780.9, 30.7, 58.7 $\pm 13.3, \pm 1.0, \pm 1.1$	146.3, 20.7, 14.8 $\pm 3.6, \pm 0.5, \pm 0.3$	87.7, 13.1, 12.2 $\pm 2.8, \pm 0.4, \pm 0.3$	55.2, 9.4, 6.9 $\pm 1.6, \pm 0.2, \pm 0.2$	-
$N_{\text{Bruit}}$	1705.9, 231.2, 2637.2 $\pm 220.6, \pm 79.4, \pm 275.1$	68.4, 104.1, 171.0 $\pm 42.5, \pm 52.0, \pm 67.1$	1.2, 2.0, 4.2 $\pm 0.2, \pm 0.3, \pm 0.5$	1.6, 4.4, 7.3 $\pm 0.3, \pm 0.4, \pm 0.6$	-
$\sigma$	18.9, 2.0, 1.1 $\pm 1.5, \pm 0.4, \pm 0.1$	17.7, 2.0, 1.1 $\pm 5.8, \pm 0.5, \pm 0.2$	80.4, 9.3, 5.9 $\pm 10.7, \pm 1.0, \pm 0.5$	43.0, 4.5, 2.6 $\pm 4.6, \pm 0.3, \pm 0.2$	94.8, 10.7, 6.6 $\pm 13.1, \pm 1.2, \pm 0.6$
$\mathcal{L}_{\text{obs}} (\text{fb}^{-1})$	1.1, 98, 307	1.3, 97, 311	0.1, 4.6, 11.4	0.2, 19.7, 61	0.1, 3.5, 9.2
$\mathcal{L}_d (\text{fb}^{-1})$	7, 612, 1916	8, 606, 1942	0.4, 29, 71	1.4, 123, 377	0.3, 22, 57

Dans l'ensemble, pour  $\sqrt{s} = 13$  TeV, la sensibilité totale est moins bonne qu'à 14 TeV, ce qui est attendu en raison de l'augmentation du rapport des sections efficaces entre le signal et le bruit avec l'énergie. Pour le Run 2, d'une durée de 3 ans, il est prévu d'enregistrer  $\sim 100 \text{ fb}^{-1}$  de données à 13 TeV, ce qui dans les hypothèses de l'analyse, ne devrait pas suffire pour observer le processus standard avec une signification supérieure à 5 ; néanmoins l'analyse 2 leptons de même signe pourrait avoir des résultats entre  $2.5 \sigma$  et  $4 \sigma$  avec des premiers excès et indices d'observation. En cela, des  $Z'$  topophiles jusqu'à 2 TeV pourraient être observés ou exclus. En ce qui concerne l'interaction de contact, les théories effectives pouvant exprimer des physiques autres que simplement des résonances composites, il peut être intéressant de tracer l'évolution des luminosités de découvertes par canal en fonction de l'échelle d'énergie  $\Lambda$  du modèle effectif, ou de manière équivalente, en fonction de la section efficace de production exotique. Ceci est montré dans la Figure 5.13.

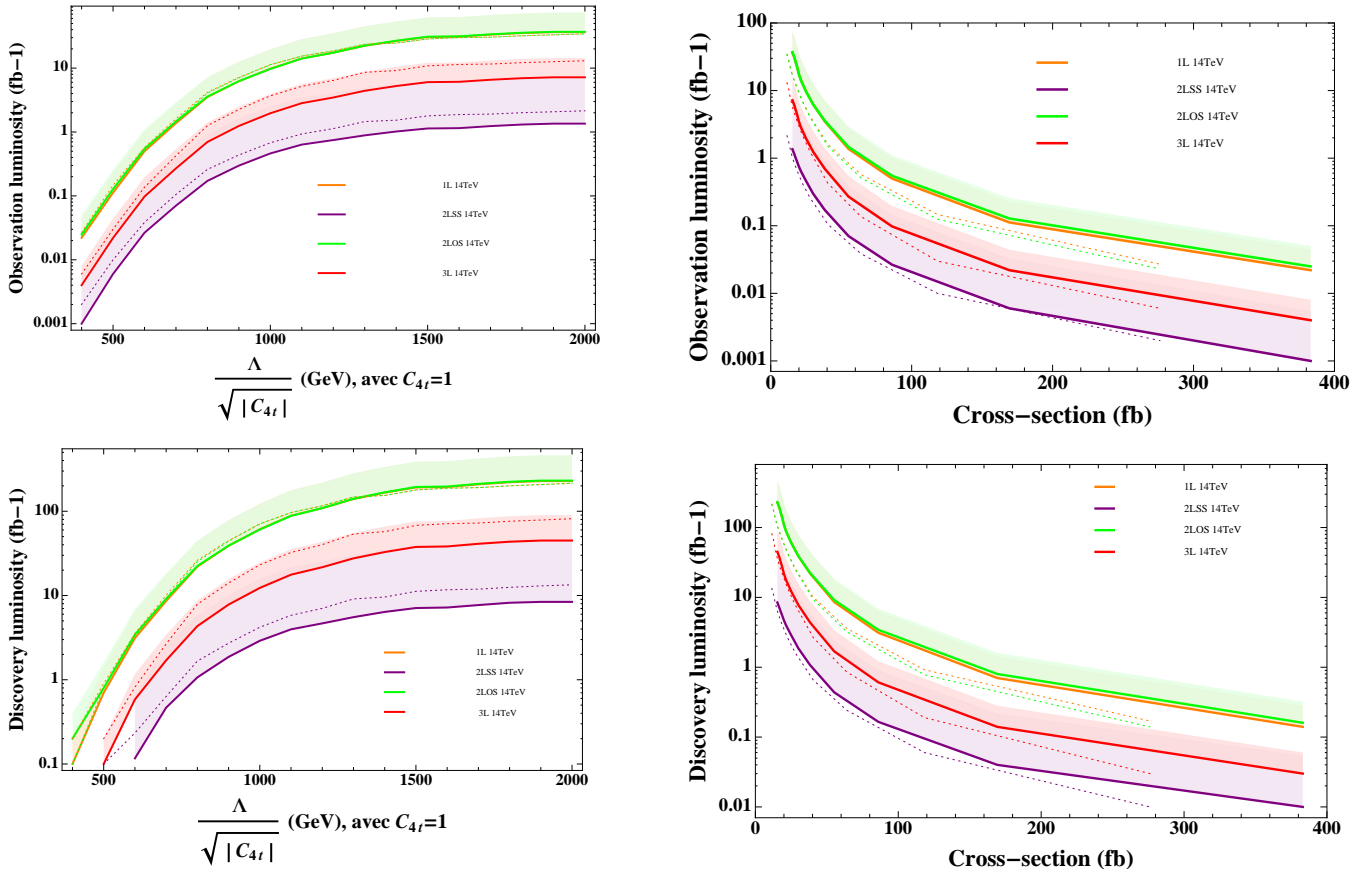


FIGURE 5.13 – Luminosités d'observation (haut) et de découverte (bas) du modèle effectif à 14 TeV dans chaque canal en fonction de  $\Lambda$  (gauche) ou de la section efficace (droite). Les luminosités correspondantes à 13 TeV sont montrées en pointillées, les bandes correspondent à l'utilisation de la PDF CTEQ et des probabilités  $\times 10$  des fakes et misid.

Pour avoir une idée de la dépendance des résultats aux choix techniques de l'analyse, un ensemble d'échantillons générés avec une PDF différente (CTEQ6L1) est utilisé, voir Table 5.7. Un tel changement de PDF implique une diminution entre 10 % (bruit) et 30 % (signal) environ de toutes les sections efficaces, ce qui diminue toutes les significances d'à peu près 20-30 %, donc

multiplie les luminosités finales par 1.5 ou 2. Ainsi, une telle incertitude sur les sections efficaces implique un changement de  $\pm 50\% - 100\%$  des luminosités de découvertes. Si la probabilité de mauvaise reconstruction de la charge se révèle 10 fois supérieure à 13 et 14 TeV comparé au Run 1, en décuplant le nombre d'événements de charge mal identifiée dans le canal 2 leptons de même signe, les coupures optimales changent légèrement et donnent des luminosités 3 fois plus grandes. De même, pour une probabilité de fakes/non-prompts 10 fois plus importante, seul le canal 2LSS est touché où les leptons secondaires représentent un quart du bruit de fond, ce qui signifie que le rapport  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  est divisé par deux et donc les luminosités multipliées par 4.

TABLE 5.7 – Sections efficaces inclusives des différents processus à 13 et 14 TeV pour deux PDF

	SM $t\bar{t}t\bar{t}$	$Z'(1 \text{ TeV})$	$Z'(2 \text{ TeV})$	$\Lambda = 0.5\text{TeV}$	$\Lambda = 1\text{TeV}$	$\Lambda = 1.5\text{TeV}$	$ttW$	$ttZ$	$ttH$	$t\bar{t}$
13 TeV CTEQ	7.3	69.6	11.1	69	11.8	8.63	498	552	393	470k
13 TeV NNPDF	10.5	110	17.3	119.6	18.4	12.8	493	630	452	615k
14 TeV CTEQ	9.8	96.7	15.4	100.2	15.9	12.1	579	620	480	560k
14 TeV NNPDF	14	149.5	23.6	166.6	24.9	17	573	765	547	731k

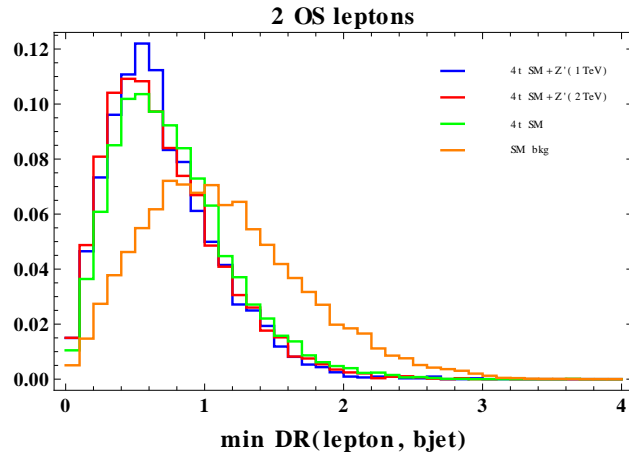
## 5.6 Reconstruction des tops

Le nombre de quarks top présents au niveau partonique est caractéristique du signal (4) et du bruit  $t\bar{t}$  (2). Il est légitime d'essayer d'utiliser cette information, autrement que par la multiplicité des jets de  $b$  entachée de difficultés expérimentales pour les étiqueter, afin d'augmenter davantage la signification des résultats. Le canal 1 lepton est un bon candidat ainsi que le canal 2 leptons de signes opposés. En revanche, les canaux 2 leptons de même signe et 3 leptons ne nécessitent pas ce travail en raison des significances élevées obtenues pour les signaux. Cette reconstruction permet surtout de pouvoir étudier la polarisation des tops produits, uniquement droite pour les modèles composites.

### 5.6.1 Dans le canal 2 leptons de signes opposés

La grande difficulté du canal 2LOS provient de la présence de deux neutrinos, indiscernables expérimentalement, qui se confondent donc dans l'énergie transverse manquante. Il n'est donc pas possible de reconstruire une masse invariante compatible avec le top leptonique, comme dans le canal 1 lepton, par exemple. En revanche, une manière d'identifier un candidat top serait de tirer partie de la séparation angulaire entre les jets et les leptons. La Figure 5.14 montre que les distributions angulaires piquent à des endroits différents :  $DR = 1$  pour le bruit et  $DR = 0.5$  pour le signal.

Les deux candidats tops leptoniques sont identifiés en utilisant un lepton et un jet de  $b$  tels que la masse invariante  $m_{inv}(\text{lep}, j) \leq 160 \text{ GeV}$  (pour que le neutrino ait emporté une quantité non négligeable d'énergie) et qui minimise l'écart angulaire  $DR(\text{lep}, j)$ . Le lepton et le jet de  $b$  utilisés sont retirés de l'événement. Quant aux tops hadroniques (du signal uniquement), ils sont formés à partir de deux jets légers dont la masse invariante est telle que  $|m_{inv}(j_1, j_2) - 80.4| \leq 15 \text{ GeV}$  puis

FIGURE 5.14 – Distance angulaire minimale entre leptons et jets de  $b$ .

de l'ajout d'un jet de  $b$  qui minimise l'écart de la masse invariante totale reconstruite à la masse du quark top, tout en respectant  $|m_{inv}(j_1, j_2, b) - 173.5| \leq 50$  GeV. À cause de la combinatoire, l'identification de plus de 2 candidats top est limitée statistiquement puisque qu'elle impose une coupure en nombre de jets de  $b$ . La Figure 5.15 montre le nombre d'événements attendus pour  $100 \text{ fb}^{-1}$  ayant 0, 1 ou 2 candidats tops, en l'absence de coupures (sur  $H_T$ ,  $n_j$  ou  $n_b$ ). En comparant les bins  $n_{t, reco} \geq 1$  au nombre total d'événements, l'efficacité de reconstruction des tops dans le canal 2LOS peut être estimée : elle est de 30-40 % pour le processus  $t\bar{t}t\bar{t}$  standard ou exotique et de 10 % pour  $t\bar{t}$ . L'application des coupures optimales trouvées pour le  $Z'$  précédemment améliore marginalement la sensibilité du canal en requierant au moins un top reconstruit :  $H_T \geq 1000$  GeV,  $n_{b-jet} \geq 3$  et  $n_{jet} \geq 6$  donne 56.5 événements  $Z'(1 \text{ TeV})$ , 3.8 événements  $t\bar{t}t\bar{t}$  standard et 21.76 événements du bruit de fond total (dont 16.7 de  $t\bar{t}$ ) ; la Figure 5.15 représente ces nombre d'événements, mais n'inclut que  $t\bar{t}$  comme bruit. Ainsi, les significances obtenues sont de  $0.82 \sigma$  pour les 4 tops standards (contre  $0.66 \sigma$ , voir Table 5.3) et  $12.12 \sigma$  (contre  $8.76 \sigma$ ). En terme de luminosité de découverte, cela correspond à une diminution de 33 % pour le processus standard ( $\mathcal{L}_d = 3756 \text{ fb}^{-1}$ ) et de 47 % pour un  $Z'$  de 1 TeV ( $\mathcal{L}_d = 17 \text{ fb}^{-1}$ ).

### 5.6.2 Dans le canal 1 lepton

Le canal 1 lepton donne une significane de  $0.8\sigma$  pour les 4 tops du Modèle Standard à 14 TeV avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ . L'avantage du canal à 1 lepton strict est que la grande majorité de l'énergie transverse manquante provient du neutrino émis par le top leptonique : ainsi, en additionnant les quadrivecteurs du lepton et du neutrino, le W leptonique est reconstruit très facilement. L'ajout du jet de  $b$  fait apparaître des problèmes de combinatoire. Quant aux tops hadroniques, ils sont reconstruits à partir des deux jets du W et d'un jet de  $b$  où, là aussi, l'aspect combinatoire réduit énormément l'efficacité de reconstruction. A priori, on s'attend à pouvoir reconstruire 1 top leptonique et jusqu'à 3 tops hadroniques pour les signaux exotiques et seulement 1 top leptonique et 1 top hadronique pour  $t\bar{t}$ . Mais la combinatoire fait que des tops hadroniques additionnels peuvent être reconstruits. Dans le détail, voici les deux méthodes de reconstruction utilisées :

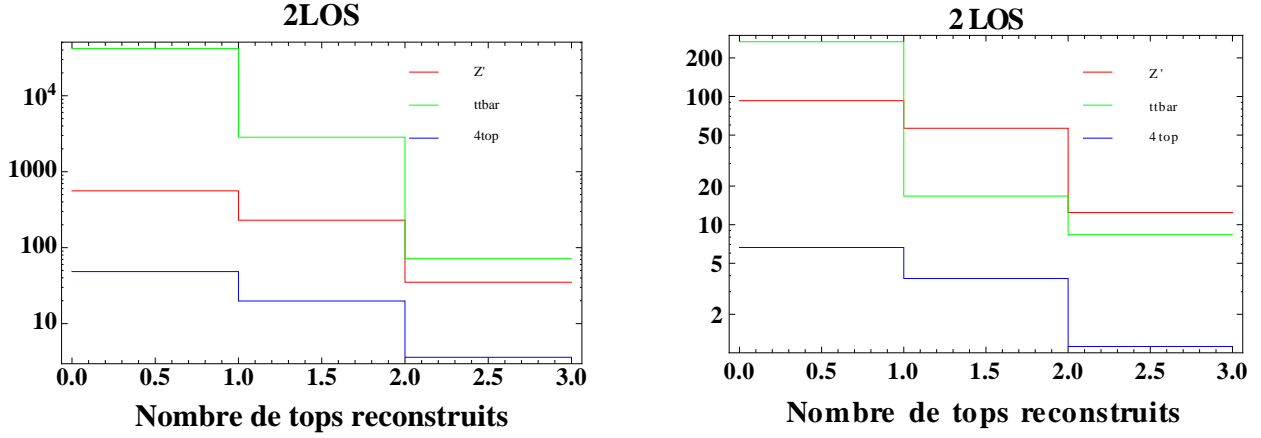


FIGURE 5.15 – Nombre de candidats tops reconstruits sans coupures (gauche) et avec coupures (droite) pour le bruit et les signaux pour  $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ .

- **W leptonique** : si la masse invariante du W reconstruit à partir du neutrino et du lepton est telle que  $|m_{reco} - 80.4| \leq 20 \text{ GeV}$  ;
- **top leptonique** : si  $n_{bjet} \geq 1$ , le top est tel que  $|m_{inv,b,W} - 173.5| \text{ GeV}$  est minimale ;
- les constituants utilisés dans la reconstruction du W et top leptoniques sont enlevés de l'événement pour les reconstructions suivantes ;
- **W hadronique** : si  $n_{jet} \geq 2$ , la masse invariante de toutes les combinaisons de jets (de 2 à  $n_{jet}$ ) doit minimiser la distance à la masse du W et respecter  $|m_{inv,jets} - 80.4| \leq 20 \text{ GeV}$  ;
- **top hadronique** : mêmes conditions que pour le top leptonique.

Ainsi, la reconstruction du top leptonique est un pré-requis avant de reconstruire les tops hadroniques : c'est légitime puisque le W leptonique est ici l'objet le plus simple à reconstruire dans cet état final. La Figure 5.16 montre le nombre d'événements des différents processus en fonction du nombre de tops reconstruits : l'ajout de coupures de sélection utilisées dans ce chapitre n'améliore pas les résultats (déjà bons pour le  $Z'$ ) obtenus précédemment. Ainsi dans ce canal, la reconstruction des tops n'est pas très efficace mais permet, par exemple, d'étudier la polarisation du top leptonique, qui est le top le mieux reconstruit de l'événement.

### 5.6.3 Étude de la polatisation du quark top dans le canal 1 lepton

Dans le Modèle Standard, les quarks top sont produits par des interactions QCD non polarisées. En revanche, les modèles composites, à cause des tests de précision électrofaibles qui contraignent davantage  $t_L$  que  $t_R$ , privilégient le top droit. Ainsi, la polarisation des quarks tops produits dans les événements à 4 tops peut être un moyen de tester le Modèle Standard. En effet, les produits de

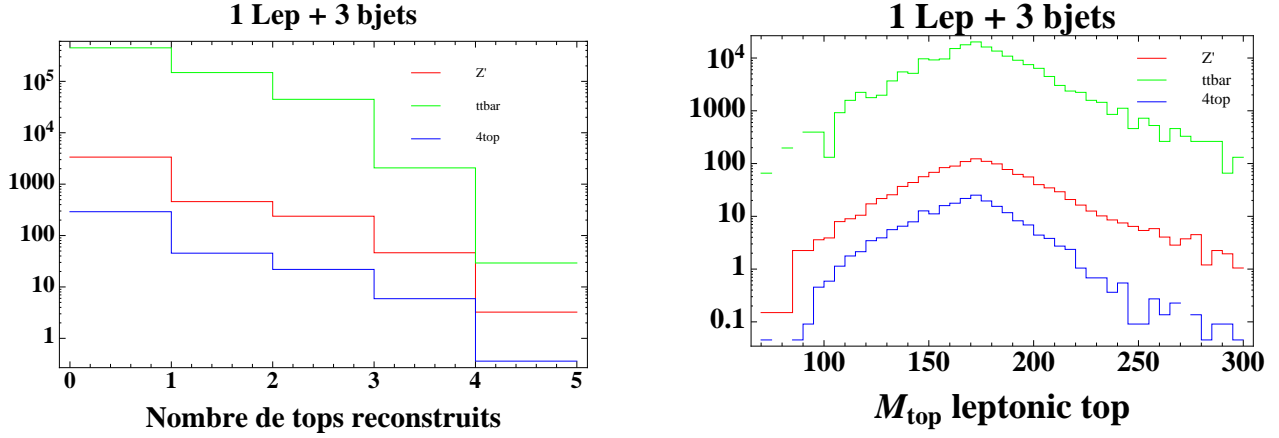


FIGURE 5.16 – Nombre de candidats tops reconstruits (gauche) ; masse invariante du top leptonique reconstruit (droite).

désintégration du quark top permettent de reconstruire sa polarisation. Selon la particule considérée dans la distribution angulaire ( $X = W^+, l^+, \nu, q, \bar{q}, b$ ), la distribution angulaire de cette particule est donnée par l'Eq. 5.11 [3]. Les variables  $\alpha_X$  prennent différentes valeurs selon le type de la particule : 1 pour un lepton chargé ou un antiquark, -0.32 pour un neutrino ou un quark, 0.41 pour un  $W^+$  et -0.41 pour un quark  $b$ . Ainsi, la section efficace différentielle de production du quark top est donné par l'Eq. 5.12 où  $A$  est la fraction de  $t_R$  produite ( $\sim 0.5$  dans le SM,  $\sim 0.8$  pour BSM).

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d \cos \theta_X} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_X \cos \theta_X) \quad (5.11)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \cos \theta_{lep}} = \frac{1}{2} + (A - \frac{1}{2}) \cos \theta_{lep} \quad (5.12)$$

L'angle  $\theta_X$  est calculé dans le référentiel du quark top, c'est à dire qu'il faut appliquer un boost à la particule  $X$  considérée. Pour un quark top et un lepton caractérisés par  $(E^{L/T}, p_x^{L/T}, p_y^{L/T}, p_z^{L/T})$ , le paramètre du boost est  $\beta = \sqrt{(\frac{p_x^T}{E^T})^2 + (\frac{p_y^T}{E^T})^2 + (\frac{p_z^T}{E^T})^2}$  et le facteur de Lorentz associé  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ . Les impulsions du lepton après le boost  $(\tilde{p}_x^L, \tilde{p}_y^L, \tilde{p}_z^L)$  ainsi que la valeur de  $\cos \theta_{lep}$  sont donnés par :

$$\begin{aligned} \tilde{p}_x^L &= p_x^L - \gamma E^L \frac{p_x^T}{E^T} + \frac{\gamma - 1}{\beta^2 E_T} \frac{p_x^T}{E^T} (p_x^T p_x^L + p_y^T p_y^L + p_z^T p_z^L) \\ \tilde{p}_y^L &= p_y^L - \gamma E^L \frac{p_y^T}{E^T} + \frac{\gamma - 1}{\beta^2 E_T} \frac{p_y^T}{E^T} (p_x^T p_x^L + p_y^T p_y^L + p_z^T p_z^L) \\ \tilde{p}_z^L &= p_z^L - \gamma E^L \frac{p_z^T}{E^T} + \frac{\gamma - 1}{\beta^2 E_T} \frac{p_z^T}{E^T} (p_x^T p_x^L + p_y^T p_y^L + p_z^T p_z^L) \\ \cos \theta_{lep} &= \frac{p_x^T \tilde{p}_x^L + p_y^T \tilde{p}_y^L + p_z^T \tilde{p}_z^L}{\sqrt{p_x^{T^2} + p_y^{T^2} + p_z^{T^2}} \sqrt{\tilde{p}_x^{L^2} + \tilde{p}_y^{L^2} + \tilde{p}_z^{L^2}}} \end{aligned}$$



Dans le canal 1 lepton, le quark top leptonique est reconstruit en utilisant l’algorithme présenté précédemment pour lequel est calculé l’angle  $\theta_{lep}$  selon la formule précédente. Les informations partoniques étant conservées dans les fichiers LHE, la forme des distributions obtenues après reconstruction est comparée à celle donnée directement par le quark top généré par MadGraph et on observe un très bon accord. Une dépendance en fonction de la coupure en  $p_T$  est visible pour les valeurs de la polarisation proche de -1, qui correspondent à des leptons très lents produits dans la direction opposée au quark top, le quark b récupérant la quasi-intégralité du  $p_T$ . La Figure 5.17 montre cet effet sur les tops partoniques des événements  $t\bar{t}$  pour lesquels un profil plat est attendu.

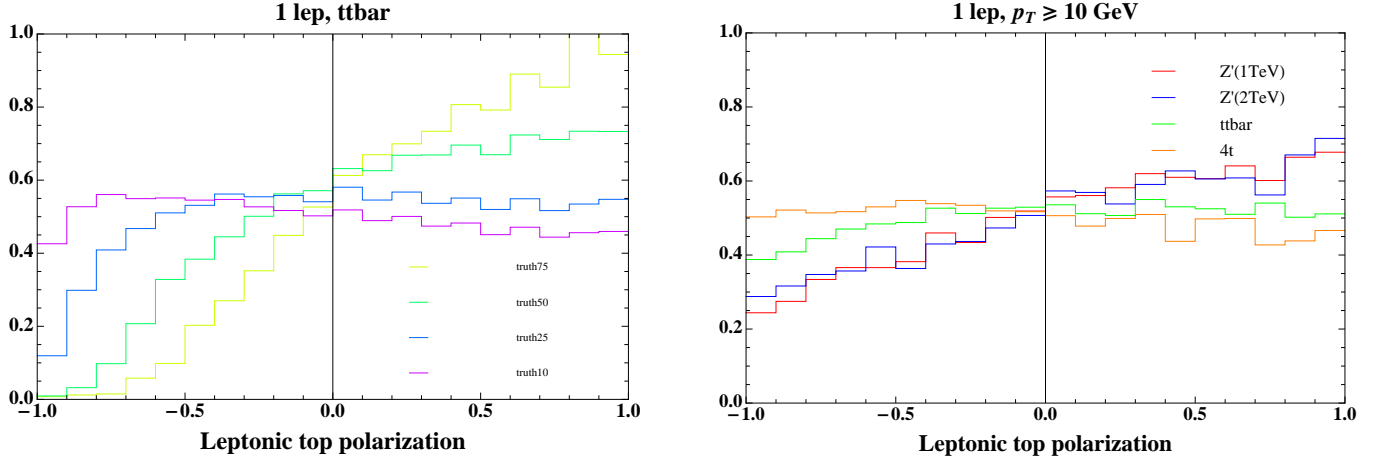


FIGURE 5.17 – Polarisation du top leptonique dans le canal 1 lepton pour le top partonique MC avec différentes coupures en  $p_T$  (10, 25, 50, 75 GeV) (gauche) et comparaisons entre les signaux exotiques et les processus SM pour une coupure à 10 GeV (droite).

Comme attendu, le profil de la polarisation est différent pour les processus composites qui privilégient le top droit pour la paire  $t\bar{t}$  issue du  $Z'$ , donnant  $A=0.75$ . Un ajustement linéaire sur la totalité de la polarisation  $[-1, 1]$  permet de calculer les valeurs de  $A$  en fonction de la coupure en  $p_T$ , comme résumés Table 5.8. La réduction de la plage de polarisation utilisée pour l’ajustement à sa seule partie positive permet d’augmenter la différence entre les pentes standards et composites.

TABLE 5.8 – Valeur du paramètre  $A$  pour la polarisation du quark top pour le bruit de fond et les signaux, en fonction de la coupure sur le  $p_T$  du lepton en GeV.

$p_T$ cut	$t\bar{t}$	SM $t\bar{t}\bar{t}$	$Z'$ (1 TeV)	$Z'$ (2 TeV)
5	0.517	0.422	0.701	0.679
10	0.525	0.459	0.719	0.703
15	0.545	0.517	0.754	0.744
20	0.569	0.582	0.800	0.787
25	0.700	0.651	0.844	0.835
30	0.757	0.716	0.837	0.886
35	0.815	0.776	0.931	0.949
40	0.871	0.835	0.972	0.970

## 5.7 Extrapolation de la sensibilité pour le FCC à 100 TeV

Les plans actuels du LHC comportent 3 runs (7-8 TeV ; 13 TeV ; 14 TeV) à l'issue desquels, aux alentours de 2022, serait développé un LHC à haute luminosité, montant jusqu'à  $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Pour atteindre cette luminosité, il est nécessaire de revoir les injecteurs et une grande majorité des technologies des détecteurs, notamment des trajectographes. À plus long terme, l'idée est d'imaginer un anneau de 100 kilomètres de diamètre dont le LHC serait le dernier étage d'accélération, à l'image de la transition du SPS au LEP. Un tel anneau en mode proton-proton, le FCC-hh pour Future Circular Collider, (dans un premier temps) pourrait avoir une énergie au centre de masse de 100 TeV, voir Figure 5.18. L'échelle de temps proposée ( $\sim$  années 2040) et sa faisabilité (technologique tout comme économique) en font un objet de spéculation qui n'empêche toutefois pas d'estimer son potentiel physique dans la physique des 4 tops.

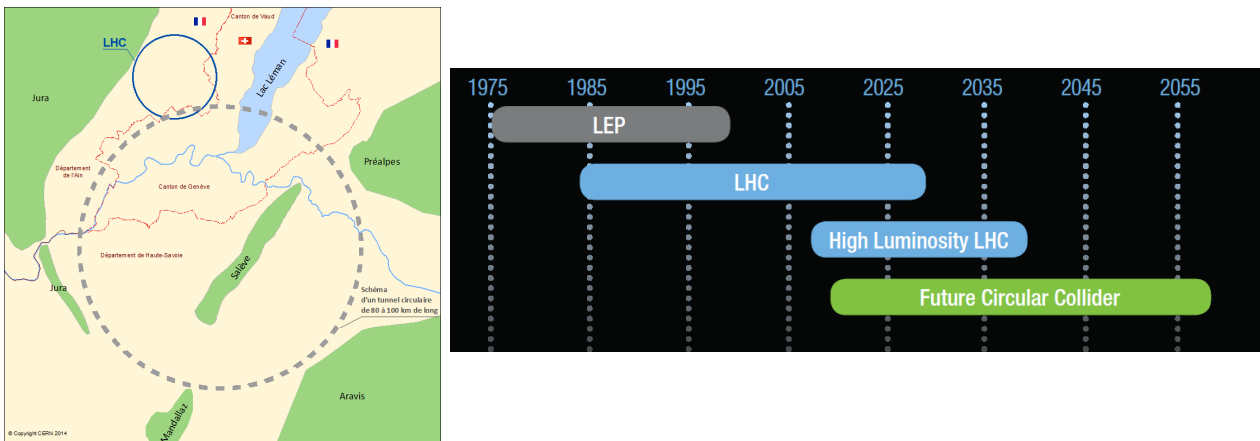


FIGURE 5.18 – Aperçu du projet FCC et échelles de temps des différents programmes du CERN.

Des échantillons de  $t\bar{t}$ ,  $t\bar{t}W$  et  $t\bar{t}t\bar{t}$  sont générés à  $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$  avec MG5aMCaNL0 et Pythia 8, sans effet d'empilement avec les PDF actuelles NNPDF23LO1. Des études très préliminaires ont estimé à presque  $\langle \mu \rangle \sim 140$  l'empilement moyen, très éloigné des valeurs actuelles du LHC, aussi la simulation physique des collisions au FCC est forcément bien différente des échantillons considérés ici, d'autant que les bruits instrumentaux (fakes et misid) vont être évalués avec des probabilités 10 fois plus grandes que celles utilisées précédemment, avec tout l'arbitraire que cela suppose. Les sections efficaces associées sont données dans la Table 5.9 suivante :

TABLE 5.9 – Sections efficaces inclusives des différents processus à 100 TeV.

	Section efficace (pb)
$t\bar{t}$	25 000
$t\bar{t}W$	20
$t\bar{t}t\bar{t}$	3.7

Les nombres d'événements attendus à 100 TeV sont calculés pour une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$  et les sélections dans les canaux 1L, 2LOS, 2LSS et 3L sont effectuées grâce à des coupures sur les variables  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$ . La Table 5.10 montre les coupures optimisées, les significances et les luminosités d'observation et de découverte correspondantes. Comme à 13 et 14 TeV, le canal le plus sensible est 2 leptons de même signe suivi par le canal tripleptonique. Il n'y aurait besoin que de quelques inverse femtobarns de données à 100 TeV pour observer le processus du Modèle Standard et observer ou non des déviations. Les formes des distributions des variables utilisées pour les coupures sont montrées Figure 5.19.

TABLE 5.10 – Meilleures coupures, nombres d'événements attendus, significances et luminosités de découvertes pour la production standard de 4 tops dans différents canaux à 100 TeV avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ . L'erreur statistique des échantillons utilisés est donnée pour les nombres d'événements.

	1 lepton	2 OS leptons	2 SS leptons	3 leptons	combinaison
Coupures optimales					
$n_{b-jet}$	$\geq 3$	$\geq 3$	$\geq 3$	$\geq 3$	
$n_{jet}$	$\geq 6$	$\geq 6$	$\geq 6$	$\geq 5$	
$H_T$	$\geq 1000$	$\geq 1200$	$\geq 1000$	$\geq 1200$	
Nombre d'événements attendus à $100 \text{ fb}^{-1}$					
$t\bar{t}t\bar{t}$	$17\,800 \pm 186$	$2\,500 \pm 70$	$1\,600 \pm 55$	$370 \pm 27$	
$t\bar{t}W$	$3\,300 \pm 4$	$300 \pm 1$	$120 \pm 1$	9	
$t\bar{t}$	$7.29\text{M} \pm 33\text{k}$	$32\,000 \pm 220$	-	-	
$t\bar{t}$ (fakes)	-	$200 \pm 2$	$300 \pm 3$	$16 \pm 2$	
$t\bar{t}$ (misid)	-	-	$1\,500 \pm 16$	-	
Potentiel des canaux					
$\sigma$	$6.6 \pm 0.1$	$13.9 \pm 0.4$	$36.5 \pm 1.5$	$74.0 \pm 8.7$	$83.9 \pm 8.8$
$\mathcal{L}_{obs}$ en $\text{fb}^{-1}$	10	2	0.4	0.1	0.6
$\mathcal{L}_d$ en $\text{fb}^{-1}$	58	13	2	0.5	0.4

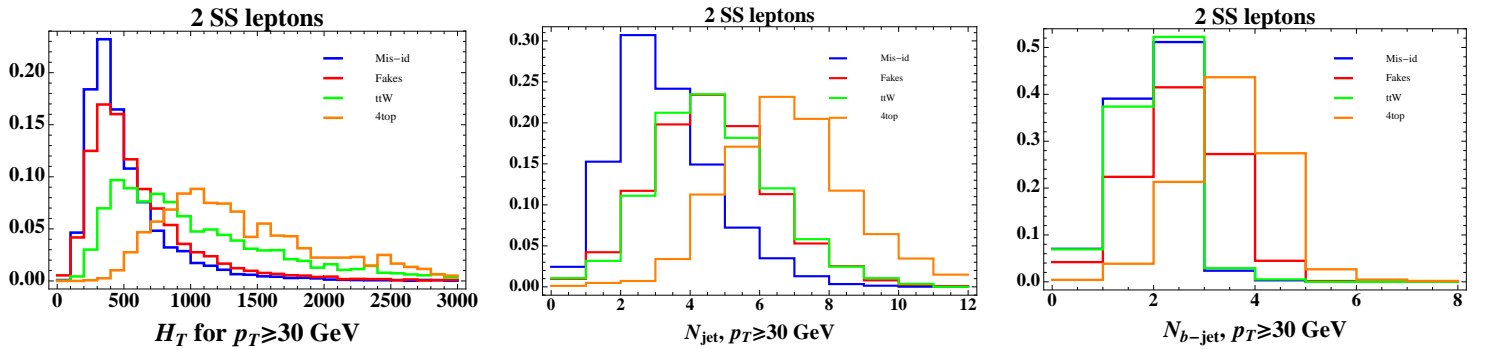


FIGURE 5.19 – Distributions en  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $n_{b-jet}$  du signal 4 tops et des bruits à 100 TeV.

## 5.8 Conclusions

Les états finaux à 4 tops n'ont pas encore été observés au LHC, les limites supérieures observées (attendues) les plus récentes, dans le canal 1 lepton, étant de 21 (16) fois le Modèle Standard, c'est à dire 190 (147) fb [30]. Ces limites sont cohérentes avec la sensibilité obtenue dans notre analyse à 13 TeV :  $0.75 \sigma$  avec  $100 \text{ fb}^{-1}$ , ce qui correspond à  $0.13 \sigma$  à  $3.2 \text{ fb}^{-1}$ . Ceci signifie qu'il faudrait une section efficace d'au moins 20 ou 30 fois celle du Modèle Standard pour avoir une signification de 2 ou 3  $\sigma$ .

Différents canaux ont été étudiés au niveau générateur, à l'aide de MadGraph, pour optimiser la sélection des événements et pouvoir maximiser la signification combinée à 13 et 14 TeV. Le canal le plus prometteur s'est révélé être 2 leptons de même signe, pour lequel les bruits principaux sont d'origine instrumentale (fakes/non-prompts et misid) dont l'estimation est délicate. Le potentiel de découverte de nouvelle physique liée aux 4 tops pour un modèle de résonance topophile  $Z'$  ainsi que pour la théorie effective ont été déduit : avec les données à 13 TeV, il est déjà possible d'exclure des productions de résonances composites du type  $Z'$  dont la section efficace est de l'ordre de 150 fb, essentiellement dans le canal 2LSS. De même, l'interaction de contact avec  $\frac{\Lambda}{\sqrt{|C_{4t}|}} = 0.5 \text{ TeV}$  pourrait être observée ou exclue avec les  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de données. Pour ce qui est des 4 tops standard, il est nécessaire d'attendre le Run 3 à 14 TeV pour atteindre une signification de 5  $\sigma$ . Néanmoins, des excès à  $\sim 3 \sigma$  pourront déjà être observés dans le canal 2 leptons de même signe à l'issue du Run 2 où sont attendus presque  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données à 13 TeV.

Dans la perspective d'un FCC à 100 TeV, les processus à 4 tops seront pleinement accessibles et pourront être finement mesurés afin de vérifier la présence ou non de contribution exotique d'une physique au-delà du Modèle Standard, bien que les estimations effectuées soient très grossières.

# Bibliographie

- [1] L. Gauthier, "Études dans le canal avec deux leptons de même signe de la physique du top au-delà du Modèle Standard", Thèse de doctorat, *CERN-THESIS-2012-157*, PhD : U. Paris-Sud 11, Dept. Phys., Orsay : 2012-09-15 (2012)
- [2] G. Servant, "Four-top events at the LHC", *DESY-PROC-2010-01/251* (2010)
- [3] A. Pomarol and J. Serra, "Top quark compositeness, feasibility and implications", *Phys. Rev. D78 :074026*, (2008)
- [4] G. Brooijmans et al, "New Physics at the LHC. A Les Houches Report : Physics at TeV Colliders 2009 - New Physics Working Group", *CERN-PH-TH-2010-096* (2009)
- [5] G. Servant et R. Kukla, "Standard and composite four top productions at the LHC", en préparation (2016)
- [6] M. Son, R. Sundrum, R. Contino et T. Kramer, "Warped/Composite phenomenology simplified", *Journal of High Energy Physics 0705, 074* (2007)
- [7] C.B Jackson, G. Servant, Gabe Shaughnessy, Tim M.P. Tait et Marco Taoso, "Gamma Rays from Top-Mediated Dark Matter Annihilations", *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, Volume 2013* (2013)
- [8] P. Artoisenet, P. de Aquino, F. Demartin, R. Frederix, S. Frixione, F. Maltoni, M. K. Mandal, P. Mathews, K. Mawatari, V. Ravindran, S. Seth, P. Torrielli et M. Zaro, "A framework for Higgs characterisation", *Journal of High Energy Physics, 2013 :43* (2013)
- [9] Nicolas Greiner, Kyoungchul Kong, Jong-Chul Park, Seong Chan Park et Jan-Christopher Winter, "Model-Independent Production of a Top-Philic Resonance at the LHC", *Journal of High Energy Physics, 2015 :29* (2015)
- [10] L. Landau, "On the angular momentum of a two-photon system", *Dokl.Akad.Nauk Ser.Fiz. 60 207-209* (1948)
- [11] C.-N. Yang, "Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons", *Phys.Rev. 77 242-245* (1950)
- [12] The ATLAS Collaboration, "Search for production of vector-like quark pairs and of four top quarks in the lepton plus jets final state in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector", *ATLAS-CONF-2015-012* (2015)
- [13] The ATLAS Collaboration, "Analysis of events with b-jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector", *J. High Energy Phys. 10 (2015) 150*, CERN-PH-EP-2015-060 (2015)

- [14] The CMS Collaboration, "Search for standard model four top quark production at 8 TeV in the lepton + jets channel", *CMS-PAS-TOP-13-012* (2013)
- [15] The CMS Collaboration, "Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at 8 TeV", *J. High Energy Phys. 01 014* (2015)
- [16] C. Degrande, J-M. Gerard, C. Grojean, F. Maltoni et G. Servant, "Non-resonant New Physics in Top Pair Production at Hadron Colliders", *JHEP 1103, 125* (2011)
- [17] S. Hoeche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, M. Mangano, A. Schaelicke et S. Schumann, "Matching Parton Showers and Matrix Elements", *Proceedings of the "HERA and the LHC" workshop*, CERN/DESY 2004/2005
- [18] The Delphes 3 collaboration, "DELPHES 3 : a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment", *Journal of High Energy Physics 02 (2014) 057*
- [19] D. Curtin, J. Galloway et J. Wacker, "Measuring the  $tth$  coupling from SSDL+2b measurements", *Phys. Rev. D 88, 093006* (2013), arxiv :1306.5695
- [20] S. Gori, I. Kim, N. Shah et K. Zurek, "Closing the Wedge : Search strategies for extended Higgs sectors with heavy flavor final states", *WSU-HEP-1508* (2016)
- [21] The CMS Collaboration, "Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at 8 TeV", *CMS-SUS-13-013* (2013)
- [22] The CMS Collaboration, "Search for top partners with charge  $5e/3$  in the same-sign dilepton final state", *CMS-B2G-12-012* (2013)
- [23] The ATLAS Collaboration, "Search for supersymmetry at 8 TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector", *CERN-PH-EP-2014-044* (2014)
- [24] The ATLAS Collaboration, "Search for anomalous production of events with same-sign dileptons and b jets in  $14.3 \text{ fb}^{-1}$  of pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector", *ATLAS-CONF-2013-051* (2013)
- [25] The ATLAS Collaboration, "Search for strongly produced supersymmetric particles in final states with two same-sign leptons and jets with the ATLAS detector using  $21 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at 8 TeV", *ATLAS-CONF-2013-007* (2013)
- [26] The ATLAS Collaboration, "Analysis of events with b jets and a pair of leptons of the same charge in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector", *CERN-PH-EP-2015-060* (2015)
- [27] The CMS Collaboration, "Search for SUSY in same-sign dilepton events at 13 TeV", *CMS-SUS-15-008* (2015)
- [28] The CMS Collaboration, "Search for top quark partners with charge  $5/3$  at 13 TeV" , *CMS-B2G-15-006* (2015)
- [29] The ATLAS Collaboration, "Search for supersymmetry at 13 TeV in final states with jets and two same-sign leptons or three leptons with the ATLAS detector", *ATLAS-CONF-2015-078* (2015)
- [30] The ATLAS Collaboration, "Search for four-top-quark production in final states with one charged lepton and multiple jets using  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at 13 TeV with the ATLAS detector at the LHC", *ATLAS-CONF-2016-020* (2016)

## Chapitre 6

# Recherche de partenaires exotiques du quark top avec les données d'ATLAS à 8 TeV

### 6.1 Introduction

Le 5 avril 2012, le LHC a redémarré avec une énergie du centre de masse de 8 TeV, après avoir délivré  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  de données à 7 TeV en 2011. Au cours de l'année 2012, le détecteur ATLAS a enregistré  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  de données à 8 TeV. Ces données ont permis d'effectuer des mesures très précises des caractéristiques de certaines particules (masse, largeur, spin, rapports d'embranchement) ainsi que de contraindre plus fortement tous les modèles théoriques proposés pour compléter le modèle standard [1, 2]. L'un des résultats que l'on peut qualifier d'historique est l'annonce de l'observation conjointe par les expériences ATLAS et CMS d'un boson de spin 0 compatible avec le boson de Higgs le 4 juillet 2012 [3, 4]. La nécessaire extension du Modèle Standard à l'échelle du TeV par l'ajout de nouvelle physique constitue une activité très riche au sein des collaborations pour résoudre les questions ouvertes non résolues par la théorie actuelle. Ces études très variées balayent un spectre incommensurable d'hypothèses et de modèles, des plus pragmatiques aux plus abstraites, dans l'espoir de trouver une signature dans une région de l'espace de phase pour laquelle le Modèle Standard n'est plus en accord avec les observations et, partant, poser les premières pierres de la théorie de la physique au-delà du Modèle Standard. Parmi toutes les analyses de recherche de nouvelle physique publiées par ATLAS, certaines font état de résultats prometteurs piquant la curiosité de la communauté [5, 6].

Ce chapitre présente l'une de ces analyses dont le but est la recherche de modèles exotiques au-delà du MS dans les canaux deux leptons de même signe et trois leptons [7]. Cette étude est le fruit de la collaboration entre quatre laboratoires (Arizona, Berlin, Clermont-Ferrand, Saclay), avec pour philosophie principale de cibler une signature commune dans l'état final à de multiples modèles exotiques, à savoir :

- la production de paires de  $b'$ , quark chiral de 4<sup>ème</sup> génération [8]
- la production générique de paires de *vector-like quarks* (VLQ)  $T\bar{T}$ ,  $B\bar{B}$  et  $T_{5/3}T_{5/3}^-$  ainsi que la production simple de  $T_{5/3}$  (modèles BSM fortement couplés)
- la production de paires  $tt$  (quarks top de même signe via FCNC) [9]
- la production de  $t\bar{t}\bar{t}$  exotiques (dimensions supplémentaires, interaction de contact) [10,11]

Tous ces modèles (à l'exception de  $tt$  qui fut traité à part dans l'analyse) possèdent des états finaux de signature équivalente à  $t\bar{t}\bar{t}$  et  $t\bar{t}W(W)$  qui peuvent produire deux leptons de même signe. Or, les processus du MS qui peuvent donner une telle signature sont extrêmement rares. C'est pourquoi le canal 2 leptons de même signe (2lSS) est le canal le plus prometteur pour étudier en particulier ces modèles de nouvelle physique impliquant le quark top. Un modèle en particulier sera étudié, il s'agit de la production simple ou par paires d'un partenaire exotique du quark top assez singulier de par sa charge électrique (+5/3), le  $T_{5/3}$ . Cette particule est prédite dans le cadre d'extensions fortement couplées du MS (à l'inverse de la SUSY qui est faiblement couplée), appelés les *modèles partiellement composites* [12], dont une réalisation est présentée en détails au chapitre 5.

### 6.1.1 Précédentes recherches de partenaires exotiques

Cette analyse à 8 TeV fait suite à la première recherche de partenaire exotique de charge +5/3 effectuée au LHC avec une énergie au centre de masse de 7 TeV utilisant une luminosité de  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  [14]. Cette précédente étude combinait la production de paires ainsi que la production simple pour différentes valeurs de masse du quark lourd (de 450 GeV à 800 GeV) et pour différentes valeurs du couplage  $T_{5/3} - t - W^+$  ( $\lambda \ll 1$ ,  $\lambda \approx 1$  et  $\lambda \gg 1$ ), défini dans l'équation 6.1 :

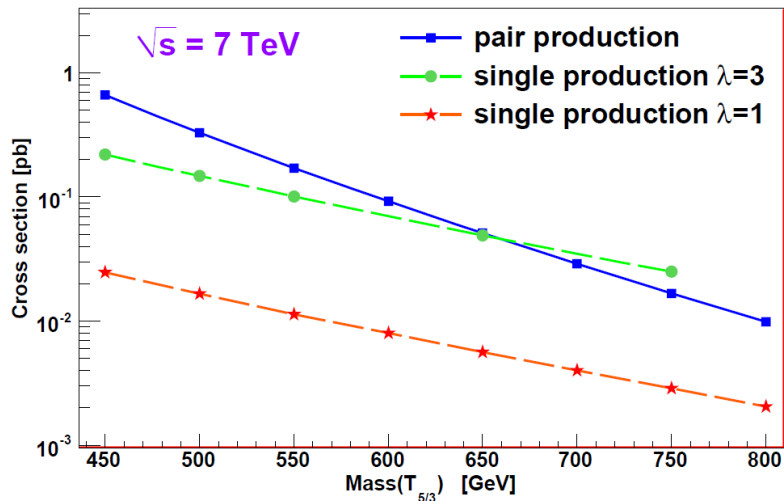
$$\lambda = \lambda_{T_{5/3}} = \frac{M_{T_{5/3}}}{m_W} \sqrt{(g_R^{eff})^2 + (g_L^{eff})^2} = \frac{g}{\sqrt{2}} \frac{M_{T_{5/3}}}{m_W} \sqrt{\sin^2(\theta_{T_{5/3},t_R}) + \sin^2(\theta_{T_{5/3},t_L})} \quad (6.1)$$

Ce choix était motivé par l'évolution des sections efficaces de production, illustrées Figure 6.1, pour lesquelles à partir de 650 GeV, la production simple dans le cas d'un fort couplage composite ( $\lambda \gg 1$ ) devient aussi importante que la production de paires. La prise en compte de la production simple permettait donc d'améliorer la sensibilité de l'analyse dans le cas de ce modèle particulier (le choix du couplage étant dépendant du modèle).

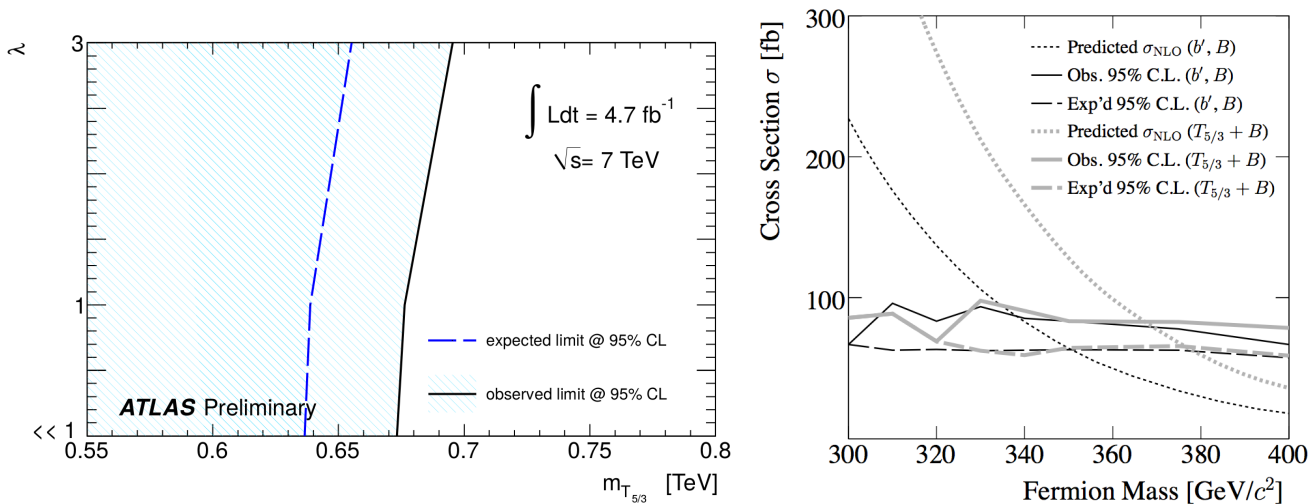
Les détails de l'analyse à 7 TeV sont assez proches de l'étude présentée dans ce chapitre puisqu'elle exploite aussi le canal deux leptons de même signe. En l'absence de découverte, l'interprétation statistique à 7 TeV a permis de poser des contraintes sur le modèle en excluant une région de masse pour laquelle, si le quark lourd avait existé, il y aurait forcément eu une observation. Cette limite dépendant de la masse et du couplage est présentée Figure 6.2. Le cas d'un faible couplage composite  $\lambda \ll 1$  correspond à la limite observée dans le cas d'une production de paire seule. Le gain en terme de limite observée sur la masse par l'ajout de la production simple est de 4 GeV dans le cadre d'un couplage moyen et d'environ 22 GeV pour un fort couplage.

Les résultats à 7 TeV sont donc :



FIGURE 6.1 – Sections efficaces de production (paire et simple) du  $T_{5/3}$  à 7 TeV.

- pour un faible mélange,  $\lambda \ll 1$ , limite attendue de 624 GeV, limite observée de 677 GeV.
- pour un mélange moyen,  $\lambda \approx 1$ , limite attendue de 629 GeV, limite observée de 681 GeV.
- pour un fort mélange,  $\lambda \gg 1$ , limite attendue de 650 GeV, limite observée de 699 GeV.

FIGURE 6.2 – Limites d'exclusion du  $T_{5/3}$  au Tevatron pour la production de paires [15] et au LHC à 7 TeV pour les productions simple et de paires dans le canal deux leptons de même signe [14].

En 2012, ces limites étaient les premières et les seules à être posées sur ce modèle à 7 TeV. Elles constituent un progrès important par rapport aux premières études effectuées au Tevatron par la collaboration CDF qui excluait à 95 % C.L. le  $T_{5/3}$  en-dessous de 365 GeV [15].

### 6.1.2 Modélisation Monte-Carlo

Les processus impliqués dans cette analyse ont été simulés en utilisant des générateurs Monte-Carlo différents. Dans un premier temps, le processus est simulé au niveau partonique, n'incluant que des quarks, des leptons et des bosons. Puis dans un second temps, ces particules sont hadronisées pour que se développent des gerbes hadroniques qui sont enfin, dans un troisième temps, propagées spatialement dans la géométrie du détecteur ATLAS tout en prenant en compte les dépôts d'énergie et les interactions avec la matière du détecteur. À ce niveau, les données consistent en l'ensemble des dépôts d'énergie simulés pour chaque cellule du détecteur. Après simulation de l'électronique et digitalisation de sa réponse, l'étape de reconstruction est composée d'algorithmes qui sont utilisés de la même manière sur les données issues du détecteur, optimisés pour déduire les caractéristiques des objets physiques les plus probables en fonction des données électroniques.

## 6.2 Processus impliqués

Dans toute analyse de données dont le but est d'étudier un signal hypothétique, il s'agit d'identifier des variables caractéristiques du signal puis d'appliquer des coupures sur ces variables pour sélectionner un sous-ensemble de données. Une telle sélection induit nécessairement des *faux positifs* dont les variables se comportent comme le signal mais qui ne proviennent pas de la source qu'on désire étudier. La stratégie est donc de recenser le maximum de processus qui pourraient imiter le comportement du signal en donnant une signature similaire (c'est le *bruit de fond*) afin de les simuler. Une comparaison entre les processus simulés et les données dans une *région de contrôle* pauvre en signal recherché permet de valider l'estimation du bruit de fond. Par ailleurs, en se plaçant dans une *région de signal* correspondant à un jeu de critères de sélection et de variables discriminantes qui favorisent le signal aux dépens du bruit, la comparaison entre simulations et données permet de conclure quant à l'observation simple du bruit de fond ou à la présence du signal recherché.

### 6.2.1 Signal

Afin de tester les modèles composites, plusieurs configurations vont être étudiées :

- le cas où le mélange entre les états composites et élémentaires est très faible, c'est à dire que les états de masse sont constitués essentiellement des états du modèle standard : dans cette situation, les paramètres de mélange sont petits ce qui implique que la section efficace de la production simple est négligeable devant la section efficace de la production de paires. Le signal sera alors constitué uniquement d'événements de production de paires.
- le cas où la contribution des états composites n'est pas négligeable : le signal englobe par conséquent les deux types de production.

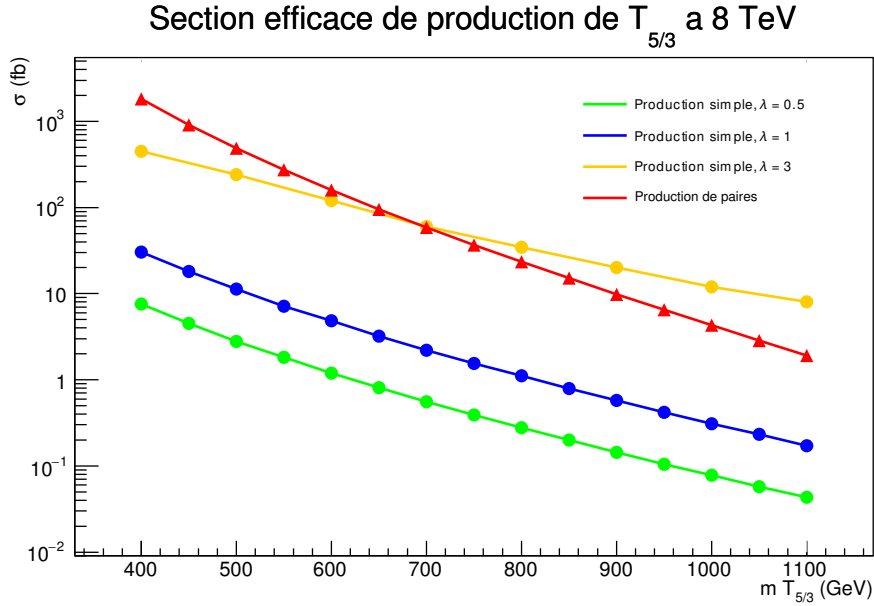


FIGURE 6.3 – Sections efficaces inclusives de production (paire et simple) du  $T_{5/3}$  à 8 TeV pour trois couplages différents.

La Figure 6.3 présente le comportement des sections efficaces inclusives des deux modes de production en fonction de la masse du partenaire exotique produit, pour différentes valeurs du couplage. Pour une forte valeur de couplage, à nouveau la production simple devient prépondérante au-delà de 700 GeV. Avec une luminosité acquise de  $20.3 \text{ fb}^{-1}$ , il est possible d'étudier la production du  $T_{5/3}$  pour des sections efficaces supérieures à quelques centaines de fb en raison du rapport de branchement dans le canal 2 leptons de même signe. Le modèle Monte-Carlo considéré, `VLQ UFO model` [16], fonctionne avec le générateur `MadGraph5` [17] et intègre quatre nouveaux quarks lourds,  $T$ ,  $B$ ,  $X$ ,  $Y$ , les deux premiers étant communs avec le doublet présenté au Chapitre 4,  $X$  étant strictement égal au  $T_{5/3}$ , et  $Y$  portant une charge exotique  $-4/3$ . Les paramètres libres de ce modèle sont récapitulés dans la Table 6.1 :

Ces paramètres entrent dans la partie exotique du lagrangien du modèle dans l'équation 6.2.

$$\begin{aligned}
L = & \kappa_T \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^T}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{T_{L/R}} W_\mu^+ \gamma^\mu d_{L/R}^i) + \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_Z^T}{\Gamma_Z^0}} \frac{g}{2c_W} (\overline{T_{L/R}} Z_\mu \gamma^\mu u_{L/R}^i) - \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_H^T}{\Gamma_H^0}} \frac{M}{v} (\overline{T_{R/L}} H u_{L/R}^i) \right\} \\
& + \kappa_B \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_W^B}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{B_{L/R}} W_\mu^- \gamma^\mu u_{L/R}^i) + \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_Z^B}{\Gamma_Z^0}} \frac{g}{2c_W} (\overline{B_{L/R}} Z_\mu \gamma^\mu d_{L/R}^i) - \sqrt{\frac{\zeta_i \xi_H^B}{\Gamma_H^0}} \frac{M}{v} (\overline{B_{R/L}} H d_{L/R}^i) \right\} \\
& + \kappa_X \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{X_{L/R}} W_\mu^+ \gamma^\mu u_{L/R}^i) \right\} + \kappa_Y \left\{ \sqrt{\frac{\zeta_i}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{Y_{L/R}} W_\mu^- \gamma^\mu d_{L/R}^i) \right\} + c.c. \quad (6.2)
\end{aligned}$$

Pour l'étude du  $T_{5/3}$ , il existe un modèle simplifié [18] découlant de `VLQ UFO model`, impliquant uniquement le doublet exotique contenant le partenaire de charge  $+5/3$ . Il revient à annuler tous les termes relatifs aux  $B$ ,  $T$  et au  $Y$  puis à prendre uniquement un couplage au top, ce qui simplifie grandement le lagrangien. La correspondance entre l'équation 6.3 avec le lagrangien théorique

TABLE 6.1 – Paramètres du modèle MadGraph5 VLQ\_UFO.

Paramètre	Symbole	Valeurs par défaut	Valeurs choisies
<b>Masses</b>			
Quarks T, B, X, Y	$m_T, m_B, m_X, m_Y$	600 GeV	$m_X = 600 - 1100$ GeV
<b>Largeurs</b>			
Quarks T, B, X, Y	$\Gamma_T, \Gamma_B, \Gamma_X, \Gamma_Y$	1 GeV	$\Gamma_X = f(m_X, \zeta_i^X, \kappa_X)$
<b>Constantes</b>			
Quarks T, B, X, Y	$\kappa_T, \kappa_B, \kappa_X, \kappa_Y$	1	$\kappa_X = \frac{\sqrt{2}m_w}{gm_X}\lambda$
<b>Rapports d'embranchement</b>			
$T \rightarrow W/Z/H$	$\xi_W^T, \xi_Z^T, \xi_H^T$	0.4, 0.3, 0.3	-
$B \rightarrow W/Z/H$	$\xi_W^B, \xi_Z^B, \xi_H^B$	0.4, 0.3, 0.3	-
<b>Couplages aux générations de quarks</b>			
$T \rightarrow u/c/t$	$\zeta_{1,L/R}^T, \zeta_{2,L/R}^T, \zeta_{3,L/R}^T$	0.3/0, 0.3/0, 0.4/0	-
$B \rightarrow u/c/t$	$\zeta_{1,L/R}^B, \zeta_{2,L/R}^B, \zeta_{3,L/R}^B$	0.3/0, 0.3/0, 0.4/0	-
$X \rightarrow u/c/t$	$\zeta_{1,L/R}^X, \zeta_{2,L/R}^X, \zeta_{3,L/R}^X$	0.3/0, 0.3/0, 0.4/0	0/0, 0/0, 0/1
$Y \rightarrow u/c/t$	$\zeta_{1,L/R}^Y, \zeta_{2,L/R}^Y, \zeta_{3,L/R}^Y$	0.3/0, 0.3/0, 0.4/0	-

4.8, après rotation dans la base des états de masse, donne pour les termes impliquant le  $T_{5/3}$  :

$$\kappa_X \sqrt{\frac{\zeta_i}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sin(\theta_{T_{5/3}, t_{L/R}}).$$

$$L = \kappa_X \left\{ \sqrt{\frac{1}{\Gamma_W^0}} \frac{g}{\sqrt{2}} (\overline{X_{L/R}} W_\mu^+ \gamma^\mu t_{L/R}) \right\} + c.c \quad (6.3)$$

Les précédentes limites se situant à  $m_X = 680$  GeV, il n'est pas utile de considérer des faibles points de masse ; de même, au vu de la luminosité intégrée disponible de  $20,3 \text{ fb}^{-1}$  et des valeurs des sections efficaces de production (en paires, essentiellement), le domaine en masse étudié a été choisi entre 600 GeV et 1 100 GeV, avec un pas de 50 GeV entre chaque échantillon (bien que les deux derniers échantillons n'aient pas été intégrés au papier final). Les couplages du partenaire exotique  $T_{5/3}$  aux quarks sont tous choisis nuls à l'exception du couplage au top de chiralité droite, de sorte que la seule désintégration possible soit  $T_{5/3} \rightarrow t W^+$ . Enfin, la largeur du  $T_{5/3}$  est calculée à partir de la formule 4.9. Quant au couplage du lagrangien, sa valeur est ajustée à chaque échantillon pour reproduire les paramètres utilisés à  $\sqrt{s} = 7$  TeV pour la production simple. Le signal est donc constitué de 33 échantillons avec des valeurs de masse et de couplage différentes, générés inclusivement avec l'ajout d'un filtre "au moins un lepton". Le nombre d'événements après ce filtre est de 100 000, mais la section efficace donnée dans la Table 6.2 est inclusive.

Les événements partoniques simulés avec le générateur MadGraph v5.1 avec les fonctions de densités partoniques CTEQ6L1 [19] sont hadronisés en utilisant Pythia v8.1 [20]. L'efficacité de sélection, montré Table 6.3, étant de l'ordre de  $10^{-3} - 10^{-2}$ , 100 000 événements suffisent donc à avoir une centaine d'événements Monte-Carlo après sélection. Les différents échantillons sont

TABLE 6.2 – Informations sur les échantillons Monte-Carlo du  $T_{5/3}$ 

Masse (GeV)	Generateur	PDF	Section efficace [fb]	Nombre événements
Production de paires (NLO)				
600	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	174,0	100 000
650	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	99,6	99 999
700	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	58,3	100 000
750	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	34,9	100 000
800	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	21,2	100 000
850	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	13,1	100 000
900	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	8,19	100 000
950	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	5,17	99 999
1000	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	3,29	100 000
Production simple $\lambda = 1$ (LO)				
600	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	21,7	100 000
650	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	14,7	99 999
700	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	10,1	100 000
750	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	7,1	100 000
800	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	5,0	100 000
850	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	3,6	99 000
900	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	2,6	100 000
950	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	1,9	100 000
1000	MG5+PYTHIA6	CTEQ6L1	1,4	100 000

validés après inspection de la cinématique des particules de désintégration pour s'assurer de bien modéliser le processus considéré.

TABLE 6.3 – Efficacités de sélection (en %) dans 4 régions, caractérisées par des coupures sur le nombre de jets de  $b$ , l'énergie transverse manquante et  $H_T$ .

Masse (GeV)	$n_b = 1$	$n_b = 1$	$n_b = 2$	$n_b \geq 3$
	$\cancel{E}_T \geq 40$ GeV $400 \leq H_T \leq 700$ GeV	$\cancel{E}_T \geq 100$ GeV $H_T \geq 700$ GeV	$\cancel{E}_T \geq 100$ GeV $H_T \geq 700$ GeV	$\cancel{E}_T \geq 100$ GeV $H_T \geq 700$ GeV
Production de paires (NLO)				
600	$0.471 \pm 0.02$	$1.321 \pm 0.036$	$0.793 \pm 0.025$	$0.209 \pm 0.013$
800	$0.186 \pm 0.013$	$1.797 \pm 0.042$	$1.18 \pm 0.031$	$0.244 \pm 0.014$
1000	$0.072 \pm 0.008$	$2.116 \pm 0.046$	$1.283 \pm 0.032$	$0.206 \pm 0.012$
Production simple $\lambda = 1$ (LO)				
600	$4.57 \pm 0.171$	$11.006 \pm 0.298$	$6.647 \pm 0.209$	$1.748 \pm 0.111$
800	$1.403 \pm 0.093$	$7.895 \pm 0.179$	$5.052 \pm 0.131$	$1.032 \pm 0.059$
1000	$0.624 \pm 0.027$	$5.578 \pm 0.111$	$3.393 \pm 0.077$	$0.541 \pm 0.03$

### 6.2.2 Bruit irréductibles du Modèle Standard

Plusieurs types de processus contribuent au bruit de fond. L'état final du signal recherché pouvant produire 2 leptons de même signe ou 3 leptons accompagnés de jets, d'une importante énergie transverse manquante et de 2 jets de  $b$ , le bruit classique dans les études de top, la production de paire  $t\bar{t}$ , ne devrait pas contribuer car il ne peut donner que 2 leptons de signes opposés. Les processus impliqués ont un état final équivalent à  $t\bar{t}t\bar{t}$  ou similairement à  $t\bar{t}WW$ . On retrouve donc :

- les processus types **dibosons** ( $W^\pm W^\pm$ ,  $W^\pm Z$ ,  $ZZ$ , voire  $W^\pm W^\pm W^\pm$ ) qui peuvent naturellement produire deux leptons, et de l'énergie transverse manquante.
- les processus **ttV** ( $t\bar{t}W^\pm$ ,  $t\bar{t}Z$ ,  $t\bar{t}W^\pm W^\pm$ ) dont l'état final contient au moins deux jets de  $b$ , des leptons et de l'énergie transverse manquante.
- le processus **ttH** ( $t\bar{t}H$ ) dans lequel le boson de Higgs se désintègre en bosons ( $ZZ$  ou  $W^\pm W^\pm$ ) qui donne plusieurs leptons en association avec deux jets de  $b$
- d'autres **bruits rares** ( $W^\pm H$ ,  $ZH$ , top célibataire associé à un boson,  $tW^\pm Z$  ou  $tH$ ).

Ces bruits de fond, dont les diagrammes de production sont reproduits Figure 6.4, peuvent être modélisés avec précision en utilisant des générateurs Monte-Carlo. Plus de détails sur les échantillons en question sont rassemblés dans la Table 6.4. La majorité des processus est simulée en utilisant uniquement Pythia ou bien MadGraph + Pythia pour l'hadronisation, seuls les dibosons sont générés avec Sherpa [21]. La simulation détecteur est effectuée sous Géant4 [22]. Afin de ne pas être limité par la statistique après l'application de coupures de sélection, le nombre d'événements simulés pour chaque processus est choisi suffisamment grand en fonction de sa section efficace.

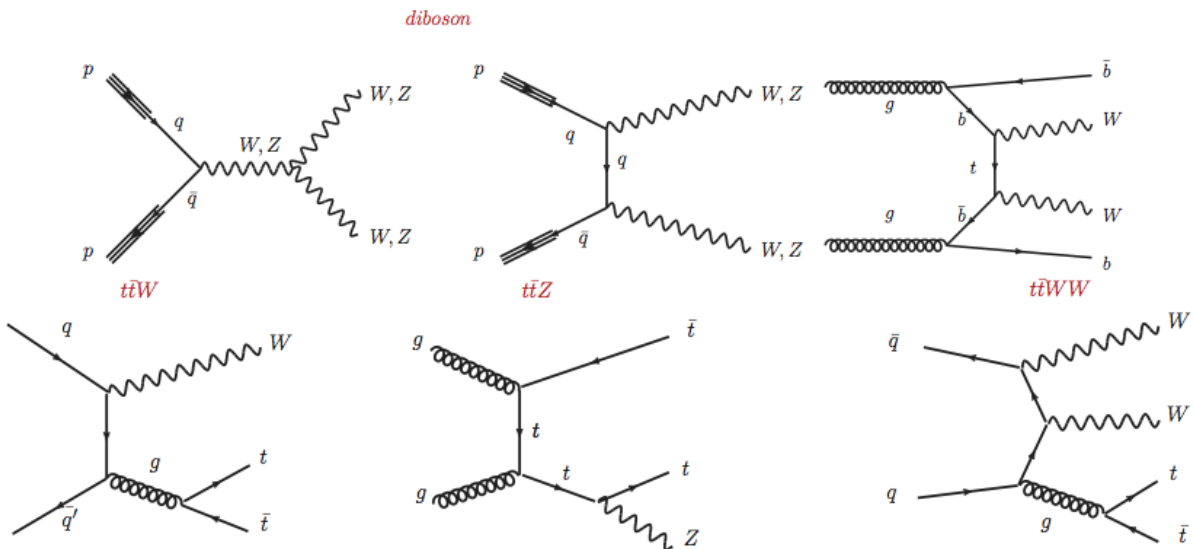


FIGURE 6.4 – Diagrammes de Feynman des principaux bruits de fonds irréductibles.

Processus	Générateur	PDF	Section efficace [pb]	K facteur	$\mathcal{L}$ ( $\text{fb}^{-1}$ )	Simulation détecteur	LO NLO
$t\bar{t}$ +boson(s)							
$t\bar{t}W$	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.104	1.17	3284	Geant4	LO
$t\bar{t}W$ j excl.	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.053	1.17	6404	Geant4	LO
$t\bar{t}W$ jj incl.	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.041	1.17	8237	Geant4	LO
$t\bar{t}Z$	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.068	1.35	4377	Geant4	LO
$t\bar{t}Z$ j excl.	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.045	1.35	6532	Geant4	LO
$t\bar{t}Z$ jj incl.	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.040	1.35	7446	Geant4	LO
$t\bar{t}W^+W^-$	MG+PYTH.	MSTW2008	0.0022	1	91730	AltFast2	NLO
$t\bar{t}H$							
$H \rightarrow W^+W^-$	Pythia	CTEQ6L1	0.0195	1.43	7014	Geant4	LO
$H \rightarrow ZZ$	PYTHIA 8	CTEQ6L1	0.0023	1.45	29300	Geant4	LO
$H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell h$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.0029	1.30	8051	Geant4	LO
Diboson							
$W^\pm W^\pm \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ EWK	SHERPA	CT10	0.028	0.84	4332	Geant4	LO
$W^\pm W^\pm \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ QCD	SHERPA	CT10	0.016	1.04	6007	Geant4	LO
$WZ \rightarrow \ell\ell\nu$ EWK	SHERPA	CT10	0.082	0.89	6809	Geant4	LO
$WZ \rightarrow \ell\ell\nu$ QCD	SHERPA	CT10	2.34	1.27	672	Geant4	LO
$ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ EWK	SHERPA	CT10	0.0069	1	27120	Geant4	NLO
$ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$ QCD	SHERPA	CT10	8.73	1.11	186	Geant4	LO
$W^\pm W^\pm$ jj (DPI)							
DPI $W$ +jet	Pythia 8	CTEQ6L1	0.0019	1	10310	Geant4	NLO
$WH$							
$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu qq$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.053	1.25	301	Geant4	LO
$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.012	1.32	1213	Geant4	LO
$H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell h$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.018	1.18	24060	Geant4	LO
$ZH$							
$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu qq$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.028	1.38	5623	Geant4	LO
$H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	Pythia 8	CTEQ6L1	0.0068	1.43	2058	Geant4	LO
Triboson							
$WWW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu\ell\nu$	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.0051	1	9811	Geant4	NLO
$ZWW^* \rightarrow \ell\ell\ell\nu\ell\nu$	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.0016	1	32160	Geant4	NLO
$tWZ$							
$Z \rightarrow \ell\ell$	MG+PYTH.	CTEQ6L1	0.0041	1	24211	Geant4	NLO
$tH$							
$H \rightarrow WW$	MG+PYTH.	CT10	0.00366	1	273596	Geant4	NLO
$H \rightarrow ZZ$	MG+PYTH.	CT10	0.00981	1	1113855	Geant4	NLO
$H \rightarrow \tau\tau$	MG+PYTH.	CT10	0.000449	1	465374	Geant4	NLO

TABLE 6.4 – Echantillons Monte-Carlo générés pour l'analyse à 8 TeV, couvrant la totalité des bruits de fond de la signature recherchée.

### 6.2.3 Bruit instrumental : production de faux leptons

Les processus de bruit de fond présentés plus haut sont ceux prédits par le modèle standard pouvant donner un état final similaire au signal. Néanmoins, le détecteur n'étant pas parfait, d'autres sources contribuent à ce bruit de fond en raison des conditions expérimentales. Ces bruits instrumentaux causés par une mauvaise identification ou reconstruction d'une particule ou de sa charge sont des effets attendus du détecteur. Dans le canal deux leptons de même signe et trois leptons, deux sources de bruit instrumental vont contribuer, en premier lieu, les **faux leptons**. Il s'agit de processus qui, au niveau partonique, ne donnent qu'un lepton, mais pour lesquels un deuxième lepton est reconstruit, donnant l'impression d'avoir un lepton provenant d'un boson de jauge. Cela peut avoir différentes causes :

- un jet, un kaon ou un pion chargé donne un lepton dans sa désintégration.
- un pion neutre est reconstruit comme un lepton.
- un photon converti est reconstruit comme un lepton.

Ce bruit instrumental peut être estimé sur un processus donné grâce à la simulation d'ATLAS, mais pour tenir compte de toutes les contributions, il est extrait directement des données par une méthode matricielle [27]. Son principe est de définir deux critères de qualité pour les leptons : le critère **Strict** qui correspond aux leptons recherchés dans l'analyse et le critère **Relâché** où certaines caractéristiques, comme l'isolation ou le paramètre d'impact, sont ignorées. Ainsi, un lepton Strict est aussi un lepton Relâché. Le but de la méthode matricielle est d'extraire les probabilités qu'un lepton Relâché vrai (ou faux) passe le critère Strict. Car, une fois ces probabilités  $v$  et  $f$  connues, il est immédiat de passer du nombre mesuré d'événements comportant deux leptons Stricts ou Relâchés au nombre d'événements (estimé) comportant deux leptons vrais ou faux. Ceci peut se résumer par la relation linéaire suivante, où  $N_{S,R}$  ( $N_{v,f}$ ) est le nombre d'événements pour lesquels le premier lepton ordonné en  $p_T$  est Strict (vrai) et le deuxième Relâché (faux).

$$\begin{bmatrix} N_{S,S} \\ N_{S,R} \\ N_{R,S} \\ N_{R,R} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} vv & vf & fv & ff \\ v(1-v) & v(1-f) & f(1-v) & f(1-f) \\ (1-v)v & (1-v)f & (1-f)v & (1-f)f \\ (1-v)(1-v) & (1-v)(1-f) & (1-f)(1-v) & (1-f)(1-f) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{v,v} \\ N_{v,f} \\ N_{f,v} \\ N_{f,f} \end{bmatrix} \quad (6.4)$$

Après inversion de la matrice, le nombre d'événements de faux leptons est estimé avec :

$$\begin{aligned} N_{faux} = N_{v,f} + N_{f,v} + N_{f,f} &= \frac{-(1-f)(1-v)N_{S,S} + v(1-f)N_{S,R} + f(1-v)N_{R,S} - vfN_{R,R}}{(v-f)^2} \\ &+ \frac{-(1-f)(1-v)N_{S,S} + f(1-v)N_{S,R} + v(1-f)N_{R,S} - vfN_{R,R}}{(v-f)^2} \\ &+ \frac{(1-v)^2N_{S,S} - v(1-v)(N_{S,R} + N_{R,S}) + v^2N_{R,R}}{(v-f)^2} \end{aligned}$$



La détermination des taux  $v$  et  $f$  est faite séparément pour les électrons et les muons puisque les critères Strict et Relâché sont différents. Comme expliqué précédemment, la sélection Stricte correspond à la sélection des leptons pour l'analyse. Pour les électrons, le critère Relâché correspond au critère Strict en relâchant l'identification des électrons (passant de tight++ à medium++) ce qui se traduit principalement par la suppression du critère d'isolation, la réduction d'une coupure sur le paramètre d'impact de  $|d_0| \leq 1$  mm à 5 mm ainsi qu'une augmentation de la coupure sur la distance angulaire  $\Delta\phi$  entre la trace et le cluster calorimétrique. Pour les muons, la sélection Relâchée correspond aux muons tight sans le critère d'isolation. Des régions de contrôle dans les données sont définies pour chaque cas, de telle sorte qu'elles soient enrichies en vrai électron, vrai muon, faux électron, faux muons. Voici les 4 régions d'extraction des probabilités  $v$  et  $f$  :

- pour les **vrais électrons**, un seul électron et  $E_T^{miss} \geq 150$  GeV
- pour les **faux électrons**, un seul électron et  $m_T^W \leq 20$  GeV et  $E_T^{miss} + m_T^W \leq 60$  GeV
- pour les **vrais muons**, un seul muon et  $m_T^W \geq 100$  GeV
- pour les **faux muons**, un seul muon,  $m_T^W \geq 100$  GeV,  $n_{jets} \geq 2$  et  $|d_0| \geq 5$

Où la masse transverse du W,  $m_T^W$ , est reconstruite à partir du lepton et de l'énergie transverse manquante sans tenir compte de la contribution en  $z$  :  $m_T^W = \sqrt{2p_T^l p_T^\nu (1 - \cos(\phi^l - \phi^\nu))}$ . Ces régions de contrôle sont dominées par les leptons vrais ou faux selon le cas bien qu'une certaine proportion de vrais leptons demeure dans les régions des faux leptons : dans ce cas, en utilisant des échantillons Monte-Carlo, le nombre d'événements à vrais leptons présents dans ces régions ( $\sim 13$  % pour les muons et  $\sim 20$  % pour les électrons) est soustrait. Les probabilités  $v$  et  $f$  sont paramétrées en fonction de :  $\eta$ ,  $\Delta R(l, j)$ ,  $p_T$  du muon et du premier jet pour l'électron. Il est à noter, toutefois, un biais dans l'estimation de ces taux provenant des critères d'isolation présents dans certains triggers utilisés pour les leptons à faible  $p_T$  alors que les triggers à haut  $p_T$  n'imposent pas ces critères. Les probabilités de vrais et de faux leptons sont estimées pour les différents triggers avec ou sans isolation pour prendre en compte ce biais. Ainsi, comme résumé dans la Table 6.5, si un lepton correspond au trigger de haut  $p_T$  non biaisé, alors la sélection n'a pas de biais d'isolation et donc les probabilités non biaisées correspondantes sont appliquées. En revanche, dans les autres cas, les probabilités biaisées sont appliquées au lepton de bas  $p_T$  qui a déclenché le trigger biaisé tandis que les probabilités non biaisées sont appliquées aux autres leptons de l'événement.

TABLE 6.5 – Probabilités utilisées pour chaque lepton en fonction du déclenchement du trigger et de son  $p_T$ . Pour les électrons, bas  $p_T$  signifie inférieur à 61 GeV, pour les muons, inférieur à 37 GeV.

Le trigger à haut $p_T$ correspond-il à un lepton ?	Rang du lepton parmi ceux qui ont déclenché	$p_T$ du lepton	Probabilités appliquées
Oui, $\geq 1$	N'importe	Haut $p_T$	Haut $p_T$ non biaisé
Oui, $\geq 1$	N'importe	Bas $p_T$	Bas $p_T$ non biaisé
Non, 0	Premier	N'importe	Bas $p_T$ biaisé
Non, 0	Suivant	Haut $p_T$	Haut $p_T$ non biaisé
Non, 0	Suivant	Bas $p_T$	Bas $p_T$ non biaisé

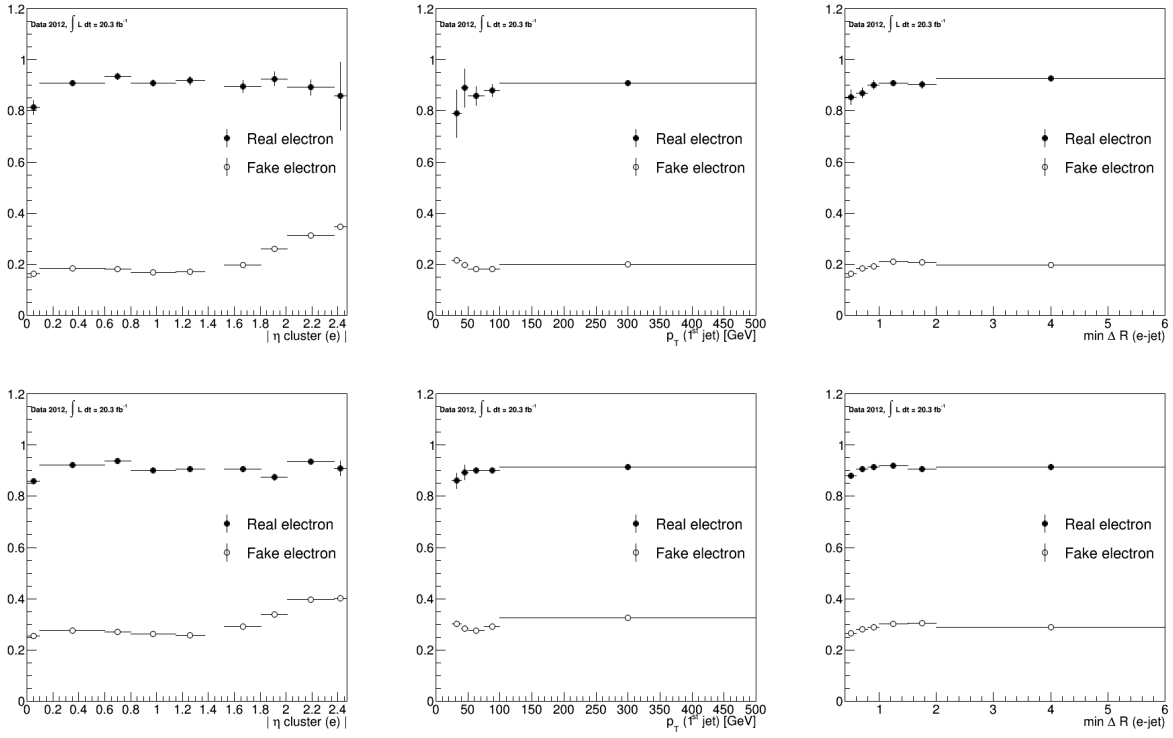


FIGURE 6.5 – Probabilités  $v$  et  $f$  des électrons pour des événements avec au moins 1 jet de  $b$ , en utilisant les triggers correspondants à un  $p_T \geq 24$  GeV sans isolation (haut) et avec isolation (bas).

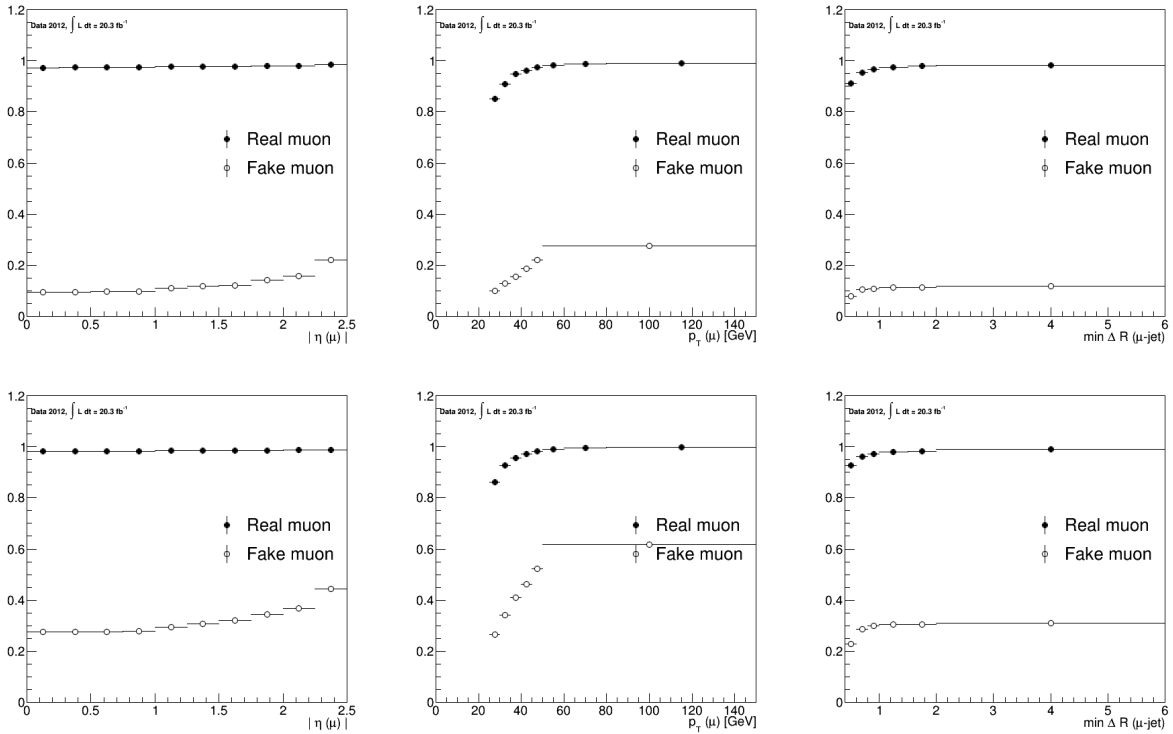


FIGURE 6.6 – Probabilités  $v$  et  $f$  des muons pour des événements avec au moins 1 jet de  $b$ , en utilisant les triggers correspondants à un  $p_T \geq 24$  GeV sans isolation (haut) et avec isolation (bas).

Les différentes valeurs de ces probabilités sont présentées dans les Figures 6.5 et 6.6 : en fonction de  $|\eta|$ , les distributions sont relativement plates, remontant à partir de  $|\eta| \geq 2$  où l'on sort de l'acceptance du TRT ; de même, la variable  $\Delta R(l, j)$  donne un profil plat sauf à faible séparation angulaire aux alentours des seuils utilisés dans la reconstruction ( $\Delta R = 0.4$ ) ; enfin pour  $p_T$ , les coupures d'isolation font varier les probabilités à proximité du seuil du trigger.

#### 6.2.4 Bruit instrumental : erreur de reconstruction de la charge des leptons

Le deuxième bruit de fond instrumental important dans cette analyse est constitué de la mauvaise **reconstruction de la charge** des leptons. En effet, demander une paire de leptons de même signe permet d'éliminer les processus  $t\bar{t}$  (qui ont une section efficace de 250 pb à 8 TeV). La bonne identification de la charge des leptons est donc cruciale pour ne pas être contaminé par ce processus.

Deux phénomènes sont à la source de la mauvaise identification de la charge :

- la charge des électrons est reconstruite par le détecteur interne grâce à la courbure de la trajectoire. Si la courbure est très faible, alors il est possible que la charge déduite par le trajectographe soit fautive. Cet effet dépend de  $p_T$ . Pour les muons, la présence du spectromètre extérieur permet d'avoir un plus grand bras de levier pour la détermination de la charge, donc sa mauvaise reconstruction est bien moins probable (elle a été estimée 100 fois plus faible que pour les électrons) donc non prise en compte.
- les électrons peuvent provoquer un fort Bremsstrahlung, rayonnement de freinage, très proche du vertex principal et produire, par conversion dans le trajectographe, des *électrons tridents* asymétriques (voir la Figure 6.7) dont les clusters sont associés à une charge opposée à la charge du lepton d'origine. Comme cela dépend de la quantité de matière traversée, cet effet est censé dépendre de  $p_T$  et surtout  $\eta$ .

À partir des simulations du détecteur, il est possible de générer des échantillons Monte-Carlo comprenant des bruits de mauvaise identification de la charge, mais il faut au préalable connaître tous les processus impliqués. C'est pour cette raison que ce bruit instrumental est estimé depuis les données et validé sur les leptons du pic du Z qui est par ailleurs très bien connu [23, 24]. Puisque seuls les électrons sont considérés ici, notons  $\epsilon(\eta, p_T)$  la probabilité de mal reconstruire la charge d'un électron d'énergie transverse  $p_T$  et de pseudorapidité  $\eta$ . Les différentes possibilités de reconstruction pour une paire de leptons de signes opposés  $e_1 e_2$  sont les suivantes :

- bonne reconstruction des deux signes opposés : probabilité de  $(1 - \epsilon_1) \times (1 - \epsilon_2)$ .
- mauvaise reconstruction d'une des deux charges :  $(1 - \epsilon_1) \times \epsilon_2 + \epsilon_1 \times (1 - \epsilon_2)$ .
- mauvaise reconstruction des deux charges :  $\epsilon_1 \times \epsilon_2$ .

Ainsi, pour un nombre donné  $N$  d'événements avec deux leptons de signe opposés, la reconstruction donnera  $N \times (\epsilon_1 \epsilon_2 + (1 - \epsilon_1) \times (1 - \epsilon_2))$  événements de signe opposés et  $N \times ((1 - \epsilon_1) \times$

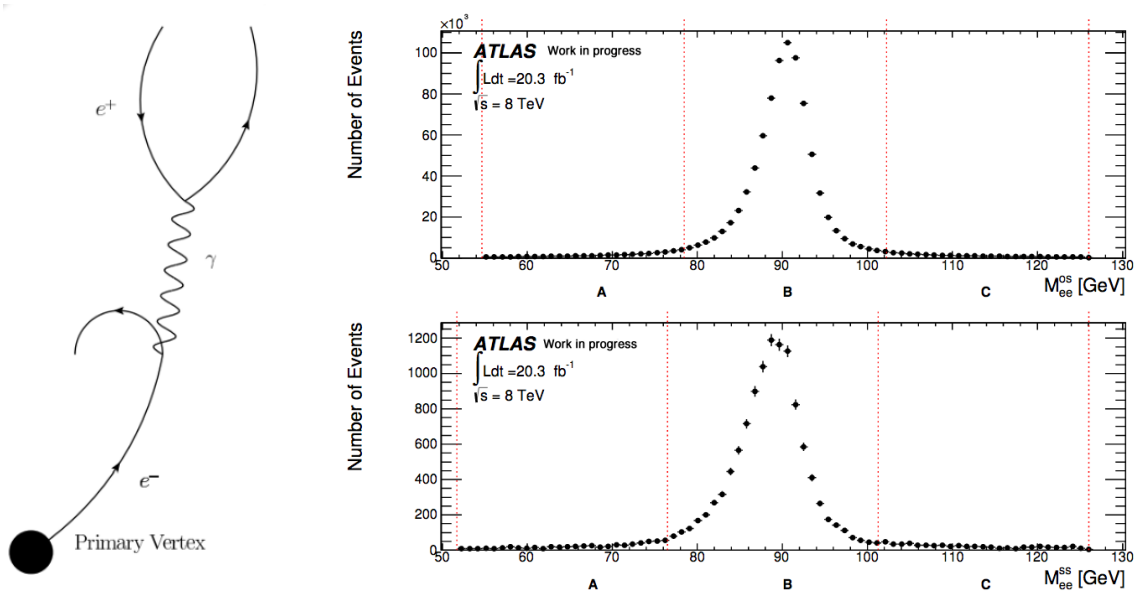


FIGURE 6.7 – Mauvaise identification de la charge d’un électron via la production d’un trident ; sélection des zones de contrôle du pic du Z pour l’extraction du bruit de fond [23].

$\epsilon_2 + \epsilon_1 \times (1 - \epsilon_2)$  événements de même signe. Il suffit donc de connaître la paramétrisation de la probabilité de mal reconstruire la charge en fonction de  $\eta$  et  $p_T$  pour extraire une estimation de ce bruit de fond instrumental à partir du nombre d’événements sélectionnés dans les données avec deux leptons de signe opposés, dans les canaux comportant un ou deux électrons.

Plusieurs méthodes ont été développées pour extraire les coefficients  $\epsilon(\eta, p_T)$  des données, celle utilisée pour cette analyse se base sur les vraisemblances et le pic du Z. En effet, le pic du Z ne comporte, en théorie, que des événements de signes opposés. La méthode des vraisemblances fait l’hypothèse que les probabilités de mal reconstruire la charge en deux zones (i et j) en  $\eta \times p_T$  du détecteurs sont décorrélées entre elles et donc que le nombre d’événements  $N_{SS}^{ij}$  de même signe observés dans le pic du Z suit une loi de Poisson dont le paramètre est  $N^{ij}(\epsilon_1 + \epsilon_2)$  (les termes en  $\epsilon_i \times \epsilon_j$  peuvent être négligés car  $\epsilon_i \ll 1$ ), où  $N^{ij}$  est le nombre total d’événements avec des leptons dans les zones i et j. Ainsi, la probabilité d’avoir une erreur de charge pour deux électrons est donnée par :

$$P(\epsilon_i \epsilon_j | N_{SS}^{ij}, N_{ij}) = \frac{[N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)]^{N_{SS}^{ij}} e^{-N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)}}{N_{SS}^{ij}!} \quad (6.5)$$

La vraisemblance est obtenue en faisant le produit des probabilités  $P(\epsilon_i \epsilon_j | N_{SS}^{ij}, N_{ij})$  sur toutes les zones en  $\eta \times p_T$ . Pour déterminer  $\epsilon_i$  et  $\epsilon_j$  il suffit de minimiser le log de la vraisemblance  $-\ln \prod P(\epsilon_i \epsilon_j) \approx \sum N_{SS}^{ij} \times \ln[N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)] - N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)$ . Pour une segmentation de l’espace en  $\eta \times p_T$  fixée, les événements de signes opposés mesurés dans le pic du Z sont stockés dans une matrice représentant cette segmentation, puis à l’aide du minimiseur MINUIT [25] les  $\epsilon_i$  sont calculés (les erreurs sur ces taux sont calculées avec MIGRAD [26]).

Des régions de contrôle sont définies autour du pic du Z dans le spectre de masse invariante, comme illustré Figure 6.7, afin d'estimer les bruits de fond dans les régions externes (A et C) pour pouvoir les soustraire de la zone centrale (B) dans laquelle est appliquée la méthode de vraisemblance précédente (valable uniquement pour des événements de signal  $Z \rightarrow e^+e^-$ ). Afin de ne pas faire de double-comptage, il est aussi nécessaire de soustraire de l'estimation des bruits de reconstruction de la charge la contribution venant du deuxième bruit instrumental décrit dans la section suivante. Cela a pour effet de modifier la valeur des probabilités d'inversion de la charge et donc de la prédiction de ce bruit. La figure 6.9 (gauche) montre l'importance d'intégrer cette soustraction des faux leptons dans le cas de la reconstruction du pic du Z.

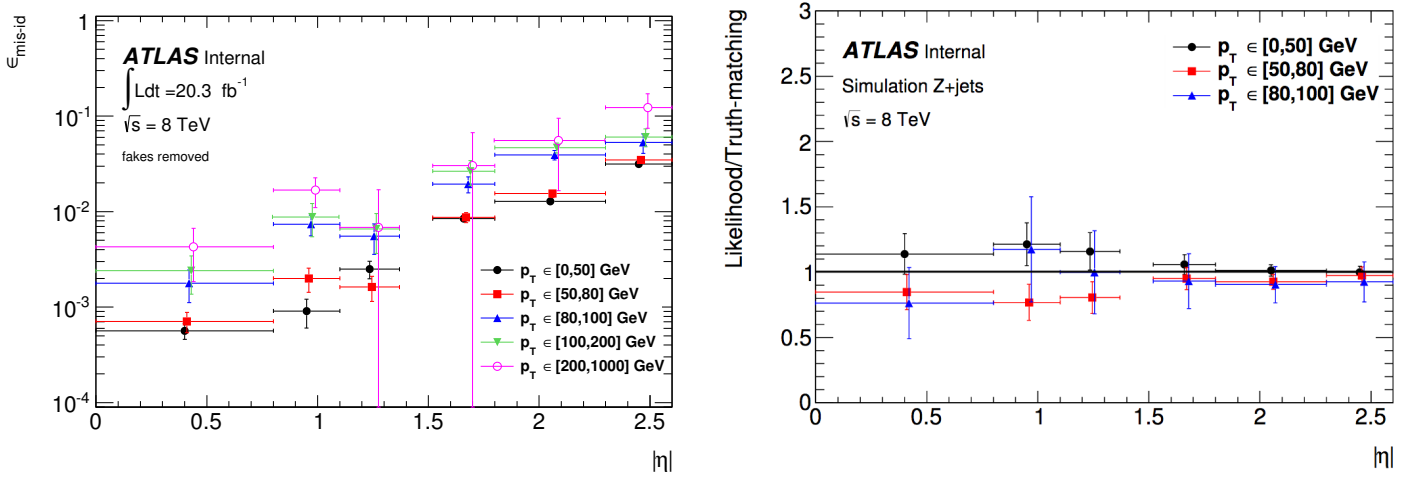


FIGURE 6.8 – Probabilités de mauvaise reconstruction de la charge d'un électron en fonction de  $\eta$  et  $p_T$  avec extrapolation pour les électrons de  $p_T \geq 100$  GeV (gauche) et rapport entre les probabilités obtenues dans la méthode de vraisemblance et le truth matching (droite).

De même, tant que la statistique des événements à deux leptons dans le pic du Z pour une région en  $\eta$  et  $p_T$  est suffisamment grande, la méthode de la vraisemblance permet d'estimer ce bruit instrumental. Mais pour les électrons de  $p_T \geq 100$  GeV, il n'y a pas, dans les données, suffisamment de statistiques pour bien estimer la mauvaise identification de la charge, il est donc nécessaire d'extrapoler les taux obtenus pour les électrons à bas  $p_T$  aux électrons à haut  $p_T$ . Cela est effectué à l'aide d'un échantillon Monte-Carlo  $t\bar{t}$  dans lequel, grâce au *truth matching*, les probabilités d'échange de charge sont estimées quel que soit le  $p_T$ . Pour chaque région en  $\eta$ , un facteur d'extrapolation est défini dans l'équation 6.6. La Figure 6.9 (droite) montre l'effet de l'extrapolation à haut  $p_T$  des distributions cinématiques des leptons de même signe.

$$\alpha_{t\bar{t}}(\eta, p_T) = \frac{\epsilon_{t\bar{t}}(\eta, p_T)}{\epsilon_{t\bar{t}}(\eta, p_T \in [80, 100] \text{ GeV})} \quad (6.6)$$

Les probabilités de mauvaise identification de la charge extraites des données sont représentées sur la Figure 6.8 (gauche). Cette méthode est validée avec des échantillons Monte-Carlo du Z pour lesquels sont estimés directement par *truth matching* les taux de changement de signe, voir Figure 6.8 (droite). Le *truth matching* consiste à essayer d’associer une particule reconstruite aux informations partoniques ou hadroniques enregistrées (donc avant simulation détecteur) pour étudier l’effet du détecteur.

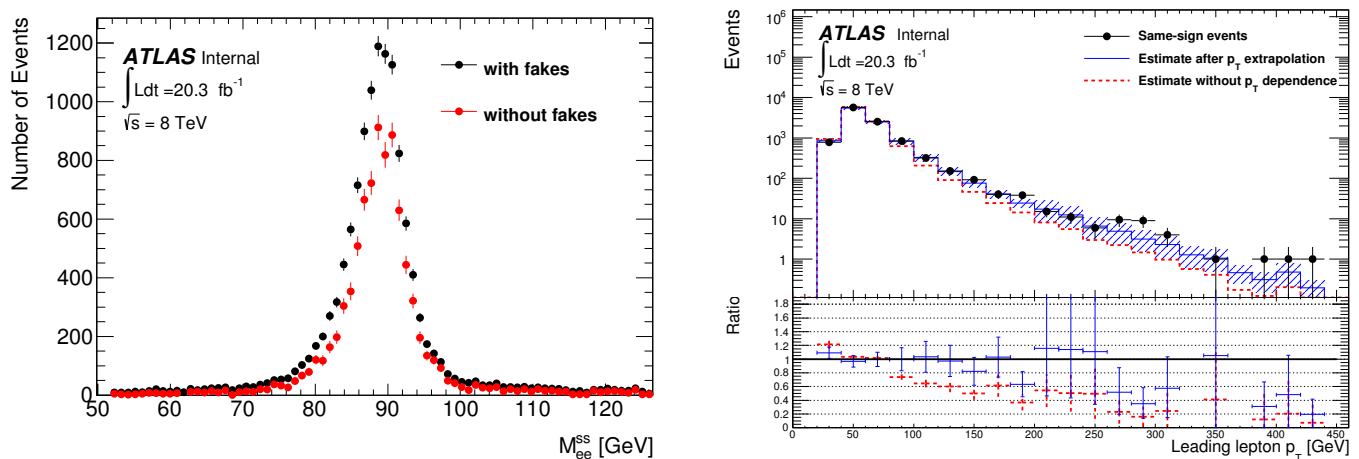


FIGURE 6.9 – Masse invariante des paires d’électrons de même signe avec ou sans soustraction des faux leptons (gauche) et  $p_T$  du lepton le plus énergétique des paires de même signe (droite).

### 6.3 Sélection des événements

Le choix des variables utilisées pour discriminer le signal du bruit de fond permet de définir des régions de contrôle et de signal. Toutefois, la manière de définir les différents objets (leptons, jets, énergies) peut introduire des biais ou rendre l’analyse plus ou moins sensible. Cette partie développe la définition des objets et les coupures de qualité effectuées avant d’introduire les régions de signal utilisées et la sélection associée.

#### 6.3.1 Choix des triggers et des données

Les événements de données sont collectés grâce à des triggers qui se déclenchent à la détection d’un lepton respectant certaines conditions. Il s’agit des triggers **EF\_mu24i\_tight** et **EF\_mu36\_tight** pour les muons ; des triggers **EF\_e24vhi\_medium1** et **EF\_e60\_medium1** pour les électrons : leurs noms indiquent la présence (ou non) d’un critère d’isolation (par la lettre i) et des coupures en  $p_T$  (le nombre suivant ”e” ou ”mu”). Cette isolation est définie ainsi :

$$\frac{p_T^{20}}{p_T^{el}} \leq 0.10 \quad (\text{électrons}) \quad \text{et} \quad \frac{p_T^{20}}{p_T^\mu} \leq 0.12 \quad (\text{muons}) \quad (6.7)$$

Où  $p_T^{20}$  est la somme des impulsions transverses des traces de  $p_T \geq 1$  GeV incluses dans un cône d'angle  $\Delta R = 0.2$  autour du lepton. Ainsi, ces triggers enregistrent les événements qui comportent au moins un lepton isolé de  $p_T \geq 24$  GeV ou bien au moins un lepton non isolé de  $p_T \geq 36$  GeV pour les muons et 60 GeV pour les électrons.

### 6.3.2 Définition des objets physiques

De manière générale, les objets sont définis en accord avec les préconisations du groupe de travail Top d'ATLAS. Seules quelques coupures supplémentaires sont ajoutées à ces recommandations dans le but d'améliorer la sensibilité de l'analyse. Les événements possèdent au moins un vertex avec 5 traces de  $p_T \geq 0.4$  GeV. Le vertex qui possède la plus grande somme quadratique des  $p_T$  des traces sera étiqueté comme vertex primaire.

#### Électrons

Les électrons sont caractérisés par la forme de leur gerbe électromagnétique développée dans le calorimètre ainsi qu'un accord entre la direction pointée par les traces et la position du cluster calorimétrique. Tous les candidats électrons doivent se trouver dans une région du détecteur sans recouvrement entre le tonneau et les bouchons, c'est à dire  $0 \leq |\eta| \leq 2.47$  en excluant la région  $[1.37, 1.52]$ . Leur énergie transverse doit être supérieure à 25 GeV et ils satisfont les coupures de qualité *tight* d'ATLAS pour les électrons, ce qui inclut :

- la sélection *medium* d'ATLAS : exploitation de la forme de la gerbe électromagnétique dans la deuxième couche calorimétrique, des profils latéraux dans la première couche calorimétrique, de la perte d'énergie hadronique, coupures sur le nombre d'impacts dans les détecteurs à silicium et à pixels ainsi que le nombre de mesures dans le détecteur interne, accord en  $\eta$  entre la trace et le cluster et coupure sur le paramètre d'impact (5mm de déplacement maximum).
- coupure sur le nombre de bons vertex dans le détecteur interne
- détection de hits de haute énergie dans le trajectographe
- la somme des impulsions transverses  $|p_T|$  des traces dans un cône  $\Delta R = 0.2$  ne doit pas excéder 5 % du  $p_T$  de l'électron.

La trace de l'électron candidat doit être distante de 2 mm maximum du vertex primaire et remplir un critère de mini-isolation qui diffère de l'isolation classique en cela que le diamètre du cône considéré varie en fonction de l'impulsion transverse du lepton :  $\Delta R = 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T$  et que la somme des impulsions transverses des traces présentes dans ce cône à l'exception de l'électron doit être inférieure à 5 %  $p_T$  de l'électron. De plus, il ne doit pas y avoir de recouvrement électron-jet ( $\Delta R(e, \text{jet}) \geq 0.4$ ). Pour l'étude des faux électrons, le critère Relâché correspond à la sélection *medium* présentée ci-dessus à l'exception de l'isolation.

## Muons

Les muons sont caractérisés par des impacts dans les segments du spectromètre à muons et dans les couches du détecteur interne qui doivent vérifier les critères de qualité d'ATLAS ( $\chi^2$  de raccordement des activités du spectromètre et de la trace, nombre d'impacts). La charge reconstruite par les deux sous-systèmes doit être la même et le candidat muon doit avoir un paramètre d'impact de 2 mm maximum par rapport au vertex primaire. Les paires de muons dont la séparation angulaire dépasse 3.1 rad pourraient provenir d'un rayon cosmique et sont donc rejetées ainsi que les muons qui sont situés au-delà de  $|\eta| = 2.5$  ou bien qui possèdent un  $p_T \leq 25$  GeV. L'isolation requise sur les muons est similaire aux électrons, il s'agit du critère de mini-isolation avec une taille de cône de  $\Delta R = 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T$  et une fraction d'impulsion transverse contenue dans ce cône inférieure à 5 % de celle du muon. Deux critères qui ne font pas partie des recommandations du groupe Top d'ATLAS ont été ajoutés : en premier lieu, une coupure sur le paramètre d'impact dont la signification par rapport à l'axe du faisceau dans le plan transverse doit être inférieure à 3. Enfin, les muons ne doivent pas être superposés à des jets, avec une séparation minimale de  $\Delta R(\mu, \text{jet}) \leq 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T$ . Si un candidat électron se superpose au muon, l'événement est rejeté. Le critère Relâché pour le calcul des faux muons correspond juste à enlever le critère d'isolation. Au moins un des leptons précédents doit avoir déclenché le trigger.

## Jets

Les jets sont reconstruits en utilisant les dépôts d'énergie dans le calorimètre en utilisant un algorithme anti- $k_T$  de paramètre  $\Delta R = 0.4$  [28]. De même que pour les leptons, un candidat jet doit avoir un  $p_T \geq 25 \text{ GeV}$  et se situer à  $|\eta| \leq 2.5$ . La fraction vertex du jet (JVF) [29] est définie comme étant la somme scalaire des traces de  $p_T \geq 0.5 \text{ GeV}$  contenues dans le cône du jet qui proviennent du vertex primaire divisée par la somme scalaire du  $p_T$  de toutes ses traces. En appliquant une coupure sur cette fraction (JVF  $\geq 0.5$ ) pour les jets de  $p_T \leq 50 \text{ GeV}$  et  $|\eta| \leq 2.4$ , les jets qui proviennent du pile-up sont supprimés. Quant aux autres, de  $p_T \geq 50 \text{ GeV}$  ou  $|\eta| \geq 2.4$ , quel que soit le nombre de traces associés, ils sont conservés. Le recouvrement entre jets et électrons (de type Relâché) est évité en imposant une séparation angulaire  $\Delta R(e, \text{jet}) \geq 0, 2$ . L'étiquetage des jets de b est effectué à partir d'un algorithme à variables multiples [30] dont le résultat doit dépasser une certaine coupure pour s'assurer d'une efficacité de 70 % et d'un taux de mauvais étiquetage de 1 %.

## MET

Enfin, l'énergie transverse manquante est estimée comme étant l'opposée de la somme de toutes les énergies transverses des clusters calorimétriques après application des corrections en présence de leptons et jets.



### 6.3.3 Présélection des événements

Les événements Monte-Carlo ou issus des données sont présélectionnés selon les critères suivants dans le but de diminuer l'échantillon étudié :

- ◇ l'événement doit avoir déclenché un des **triggers** définis § 6.3.1
- ◇ un **vertex primaire** doit être présent
- ◇ l'événement doit être listé comme de **bonne qualité** sans erreur d'écriture
- ◇ il ne doit pas y avoir de **recouvrement** entre électrons et muons
- ◇ aucun jet de mauvaise qualité, pas **d'erreur matérielle** sur le Tile ("voltage trip")
- ◇ le **calorimètre électromagnétique** ne doit pas être saturé en bruit ("LAr noise burst")
- ◇ aucune paire de muons ne doit ressembler à des **cosmiques** ( $\Delta\phi \leq 3.1$ )
- ◇ au moins un **jet** est présent

Les événements sont triés selon le nombre de leptons Stricts et leur saveur en deux canaux : dileptons de même signe ( $ee$ ,  $e\mu$  et  $\mu\mu$ ) si deux des trois leptons de plus haut  $p_T$  sont Stricts, trilepton ( $eee$ ,  $ee\mu$ ,  $e\mu\mu$  et  $\mu\mu\mu$ ) si les trois sont Stricts. La présélection se termine ainsi :

- ◇ les deux leptons sont **de même signe** si l'on est dans le canal dileptonique
- ◇ un **veto Z/quarkonia** est appliqué dans le canal  $ee$  sur la masse invariante des deux électrons :  $m_{ee} \geq 15$  GeV et  $|m_{ee} - 91$  GeV|  $\geq 10$  GeV
- ◇ au moins un des 2 ou 3 (selon le canal) leptons doit avoir **déclenché le trigger**

Cela permet de ne conserver qu'environ 0.001 % des données, passant de centaines de millions à quelques milliers d'événements, avec les gains de taille et de rapidité de traitement que cela implique. Cette présélection permet d'avoir un lot d'événements de bonne qualité avec des objets bien définis pour les canaux considérés.

Les différentes régions de contrôle et de signal vont être définies à partir de cette présélection en ajoutant des coupures cinématiques. Les distributions présentées en Figure 6.10 montrent les différentes variables considérées pour les coupures additionnelles afin d'améliorer la sensibilité de l'analyse aux signaux. La production de paires de  $T_{5/3}$  pour une masse de 800 GeV et un  $\lambda = 0.1$  (sans effet sur ce processus) a été ajoutée (bien que multipliée par un facteur 300) pour illustrer la séparation possible en utilisant  $H_T$  (somme scalaire des  $|p_T|$  des jets et leptons) ou la multiplicité des jets de  $b$ .

Dans le cadre d'une analyse non biaisée, un premier temps consiste à recouvrir les données, i.e, à ne pas regarder les données dans des régions sensibles au signal. Au contraire, il faut définir différentes régions de contrôle dans lesquelles le signal recherché est négligeable mais pour lesquelles les processus qui contribuent au bruit de fond sont similaires aux régions de signal. Cela permet, en comparant les distributions attendues (simulations Monte-Carlo) et les distributions observées (données) dans ces régions de vérifier que les bruits de fond sont sous contrôle, d'avoir une estimation de l'accord et de rajouter certains bruits en cas de désaccord ; en principe la comparaison avec

les données implique que la sélection et les outils de l'analyse sont figés. Un second temps consiste alors à découvrir les données dans des régions de signal orthogonales aux régions de contrôle.

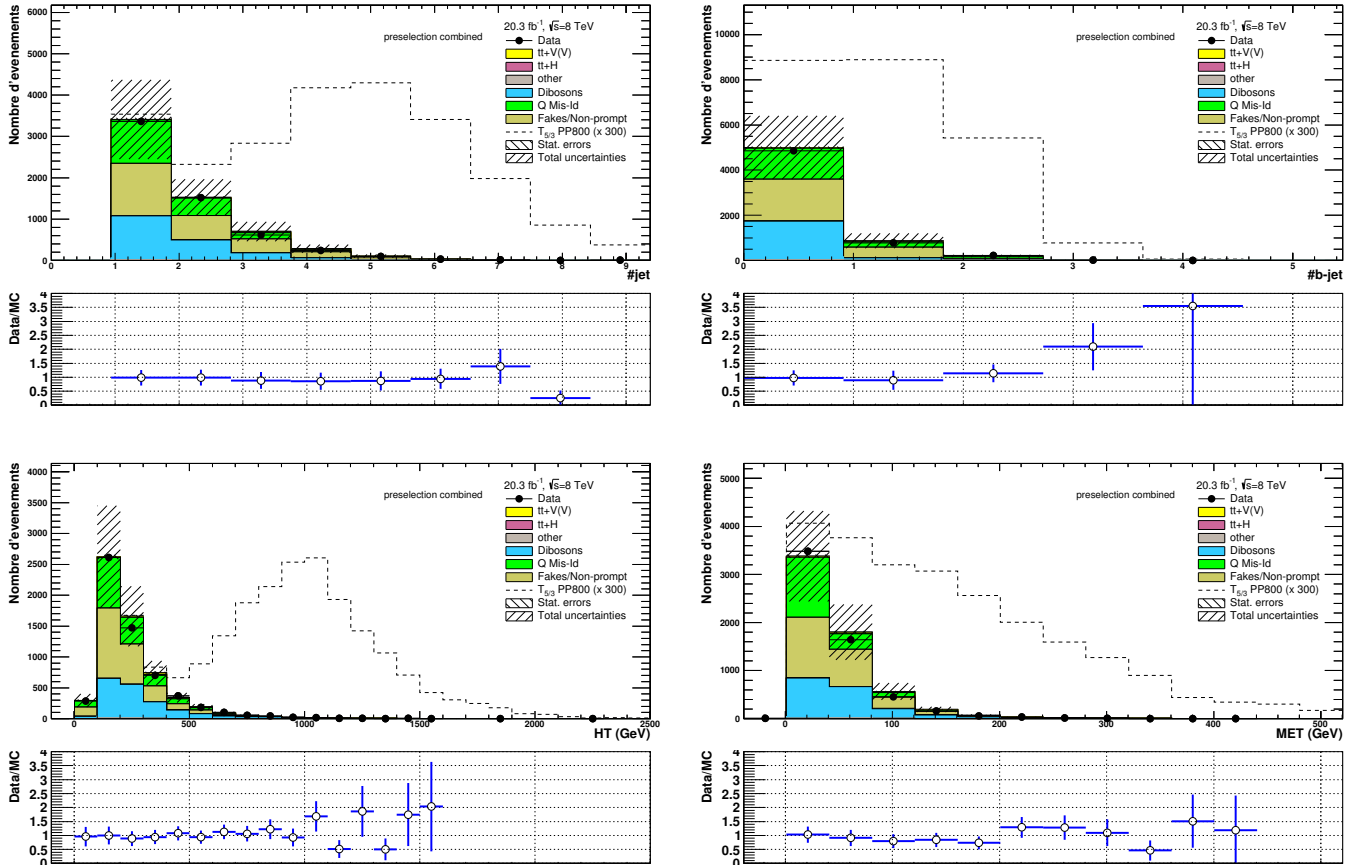


FIGURE 6.10 – Distributions cinématiques après préselection des événements (tout canal confondu) : multiplicité des jets et des jets de b,  $H_T$  et énergie transverse manquante. Un point de masse du signal (production de paires  $m_{T_{5/3}} = 800$  GeV) est représenté en pointillés ( $\times 300$ ).

Le profil de l'énergie transverse manquante présente une queue plus longue pour le signal du fait de la masse élevée du  $T_{5/3}$  qui augmente l'énergie des W et donc des neutrinos issus de leur désintégration. Une coupure à haute MET ( $\geq 100$  GeV) permettrait une séparation franche entre bruit de fond et signal, à condition d'avoir suffisamment de statistique (le signal représenté est grossi 300 fois). La variable  $H_T$  montre une distribution très différente entre les processus standards (essentiellement provenant de  $t\bar{t}$ ) qui piquent vers 200 GeV et le signal exotique qui pique vers 1 TeV. Ainsi, une coupure de  $H_T$  supérieure à 500 GeV environ aurait un effet bien plus important que la MET sur la séparation bruit/signal. De même, la différence de topologie entre des événements  $t\bar{t}$  dileptoniques (donnant 2 jets de b),  $t\bar{t}V$  (donnant 2 jets de b et 2 jets d'un W, mais avec une faible section efficace) et la production de paires exotiques (donnant 2 jets de b et 4 jets de W) donne des distributions très différentes en multiplicité de jets, justifiant par exemple une coupure  $n_{b-jet} \geq 2$ . Ces variables seront très discriminantes pour améliorer le rapport signal sur bruit, c'est-à-dire la sensibilité de l'analyse.

## 6.4 Erreurs systématiques

Les fluctuations statistiques inhérentes à toute analyse de données ne sont pas nécessairement les plus grandes incertitudes sur les résultats. En effet, de multiples sources d'imprécision apparaissent tout le long de la chaîne qui mène des données brutes aux événements reconstruits sélectionnés dans les régions d'intérêt pour l'analyse. Il peut s'agir de la résolution sur certaines variables physiques utilisées dans la sélection et donc qui peut faire varier le résultat selon de quel côté de la coupure la valeur tombe. Les paramètres théoriques, comme les sections efficaces ou les fonctions de densité partonique choisies, peuvent également modifier les résultats. Les sources d'erreurs systématiques à prendre en compte dans cette analyse sont détaillées dans cette section.

### 6.4.1 Incertitudes sur les simulations Monte-Carlo

#### Systématiques d'efficacité de sélection des leptons

La toute première sélection concerne le déclenchement du trigger et la reconstruction des objets par les algorithmes d'ATLAS. Comme cette analyse se focalise sur les leptons, un défaut dans la modélisation de **l'identification des électrons ou des muons**, du **déclenchement des triggers** ou encore de **la reconstruction des leptons**, peut donner des différences avec les simulations Monte-Carlo. Ces écarts sont mesurés par les groupes de performance et sont corrigés par l'application de facteur d'échelle aux simulations, visant à les rapprocher des données. Ces corrections sont extraites des mesures autour de la masse du Z pour chaque famille de lepton, comme  $Z \rightarrow ee$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$  et  $W \rightarrow e\nu$ . Puisque ces facteurs d'échelle sont arbitraires et biaisent l'analyse, leur valeur est modifiée de  $\pm 1\sigma$  et propagée dans l'analyse pour obtenir la variation correspondante du nombre d'événements sélectionnés dans les différentes régions.

#### Systématiques d'étalonnage de l'énergie

Une deuxième catégorie d'incertitudes provient des **échelles d'énergie** et de **la résolution sur ces échelles**. Les distributions en  $p_T$  des objets (leptons et jets) présentent naturellement des divergences avec les données à cause de multiples sources instrumentales liées à la matière traversée et à l'étalonnage des sous-détecteurs. Une manière de corriger cela est de mesurer avec précision l'énergie des objets dans les données et d'appliquer une correction sur l'énergie des leptons et des jets dans les Monte-Carlo : il s'agit de l'échelle d'énergie dont les fluctuations instrumentales constituent sa résolution.

Ces incertitudes affectant les objets reconstruits sont propagées dans le calcul de **l'énergie transverse manquante**. Une erreur systématique d'échelle d'énergie et sa résolution sont définies pour les termes *soft* de  $E_T^{miss}$  estimés à partir des dépôts calorimétriques non associés à un objet dur, de la même manière que sont définies les systématiques équivalentes (JES, JER) pour les jets issus de ces cellules calorimétriques.

### Systématiques de génération Monte-Carlo

Les échantillons Monte-Carlo sont simulés avec certaines **fonctions de densité partoniques** (principalement CTEQ6L1, CT10 et MSTW2008) ajustées à partir des données avec une certaine imprécision. La propagation de ces incertitudes est faite en faisant varier les erreurs intra-PDF et inter-PDF ce qui donne des variations globales par l'intermédiaire des sections efficaces et des variables physiques elles-mêmes dépendantes des PDF. Le nombre d'événements après coupures dans les échantillons Monte-Carlo est normalisé en nombre d'événements attendus grâce aux prédictions théoriques de **la section efficace** du processus qui comportent des incertitudes [32–38]. Pour les sections efficaces, la Table 6.6 rassemble pour chaque processus de bruit de fond son erreur systématique associée. Quand aucune référence n'est indiquée, cela signifie que les erreurs systématiques ont été estimées en faisant varier les échelles dans MadGraph.

TABLE 6.6 – Erreurs systématiques associées à la section efficace des processus du bruit de fond.

Processus	$t\bar{t}W-t\bar{t}Z$ [32]	$t\bar{t}H$ [33]	$t\bar{t}W^+W^-$	$WZ-ZZ$ [34]
Variations	-43%/ + 43%	-10%/ + 10%	-26%/ + 38%	-30%/ + 30%

Processus	$WH-ZH$ [35]	$W^\pm W^\pm jj$	tribosons [36]	$tH$ [37]	$tWZ$ [38]
Variations	-10%/ + 10%	-25%/ + 25%	-10%/ + 10%	-10%/ + 10%	-10%/ + 10%

### Systématiques de mesure de la luminosité

Les simulations Monte-Carlo doivent être renormalisées à la bonne luminosité du LHC. L'incertitude sur la luminosité intégrée, mesurée par LUCID, un sous-détecteur dédié, a été estimée à 2.8% grâce à des faisceaux particuliers d'étalonnage [31].

### Systématiques de sélection des jets

Une coupure sur la **fraction verticielle du jet (JVF)** permet de rejeter les activités provenant de l'empilement. Une variation sur cette coupure est traduite en incertitude systématique. De même, **l'identification des jets de b** revient à couper sur la valeur d'étiquetage obtenue par un algorithme à variables multiples dont les paramètres sont choisis pour avoir une efficacité de 70 %. Plusieurs systématiques liées aux coupures internes à l'algorithme sont définies pour l'étiquetage des jets de b et des jets légers ainsi que pour l'erreur d'étiquetage.

#### 6.4.2 Incertitudes sur les bruits instrumentaux estimés dans les données

Les méthodes d'estimation des bruits instrumentaux à partir des données dans différentes régions de contrôle sont entachées d'erreurs systématiques.

## Systématiques de mauvaise reconstruction de la charge

Pour la **mauvaise reconstruction de la charge des électrons**, plusieurs incertitudes dans la méthode de la vraisemblance sont propagées à la probabilité d'inverser la charge :

- les erreurs statistiques de la méthode de vraisemblance ainsi que de l'extrapolation des taux pour les électrons de  $p_T \geq 100$  GeV
- la différence du facteur d'extrapolation à haut  $p_T$  obtenu pour des échantillons  $t\bar{t}$  produits avec différents générateurs Monte-Carlo
- les différences entre les taux obtenus par cette méthode et les taux directement mesurés dans un échantillon Monte-Carlo du pic du Z
- l'écart entre les taux obtenus séparément pour les électrons et les positrons
- la propagation des coupures de sélection du pic du Z

L'erreur obtenue est ensuite répercutée sur le nombre d'événements attendu et est estimée entre  $\pm 23\%$  et  $\pm 40\%$  selon les régions de signal.

## Systématiques des faux leptons

Pour le bruit venant des **faux leptons**, trois sources principales de biais sont identifiées : les coupures de sélection de différentes régions de contrôle, le choix de l'échantillon Monte-Carlo utilisé pour soustraire les autres bruits et enfin la statistique disponible dans ces régions ; l'erreur systématique associée est estimée à  $\pm 70\%$ . Finalement, la dernière incertitude systématique liée à **la soustraction des faux leptons pour la mauvaise reconstruction de la charge** est calculée en faisant varier le nombre de faux leptons contaminant le pic du Z selon les erreurs systématiques définies juste précédemment.

## 6.5 Validation du bruit de fond

### 6.5.1 Définition des régions de signal

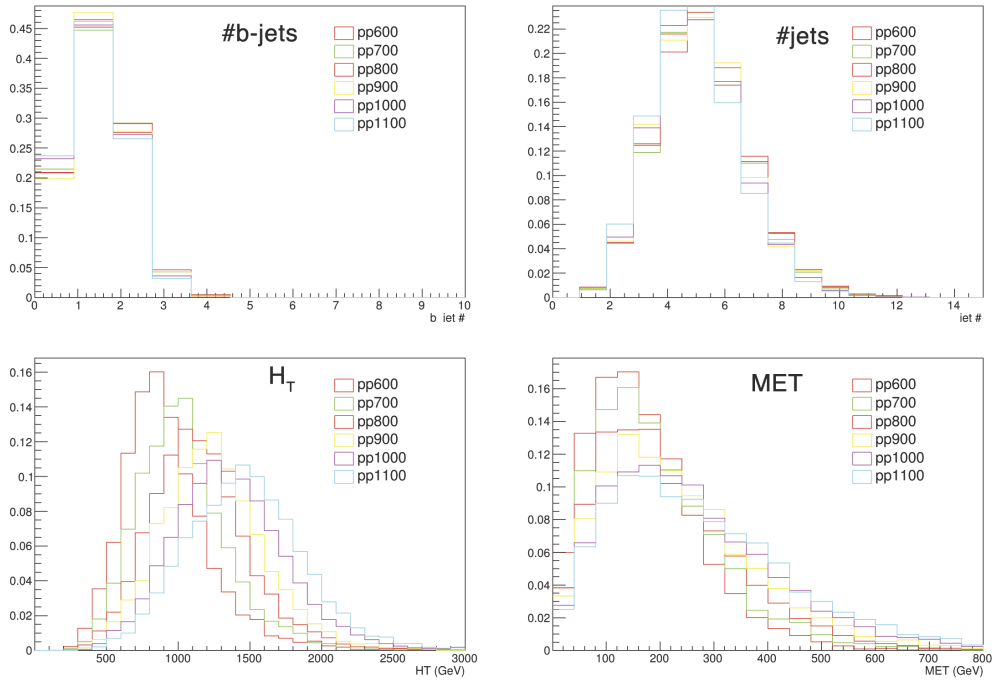
Pour l'analyse précédente avec  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  à  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ , les coupures ont été optimisées uniquement pour le signal exotique  $T_{5/3}$  (productions de paires et simple) dans l'optique de ne définir qu'une seule région de signal maximisant la limite d'exclusion attendue. Cette région optimale était définie par :  $H_T \geq 550 \text{ GeV}$ ,  $n_{jet} \geq 2$  et  $n_{b-jet} \geq 1$ . Bien entendu, l'augmentation de l'énergie du centre de masse requiert de ré-optimiser ces coupures. La stratégie de faire une recherche commune entre différents signaux dans un unique papier a imposé la nécessité de définir plusieurs régions de signal orthogonales pour tenir compte des différents régimes cinématiques des processus exotiques considérés. Cette catégorisation consiste essentiellement à distinguer des zones à faible  $H_T$  et à haut  $H_T$ . Pour les premières zones,  $400 \leq H_T \leq 700 \text{ GeV}$ , ajouter une coupure sur l'énergie transverse manquante n'a pas apporté d'amélioration conséquente, donc la seule segmentation ajoutée est une coupure sur la multiplicité des jets de b ( $n_{b-jet} = 1$ ,  $n_{b-jet} = 2$  et  $n_{b-jet} \geq 3$ ). Pour les

régimes à haute énergie transverse,  $H_T \geq 700$  GeV, en plus de séparer les multiplicités des jets de b, augmenter le seuil en énergie transverse manquante permet d'augmenter la sensibilité. Les valeurs des coupures en  $H_T$ ,  $n_{jet}$  et  $E_T^{miss}$  ont été ajustées par la maximisation de la limite attendue pour un signal VLQ. La catégorisation finale des régions de signal est illustrée dans la Table 6.7.

TABLE 6.7 – Catégorisation des différentes régions de signal.

Définition		Nom	
$e^\pm e^\pm + e^\pm \mu^\pm + \mu^\pm \mu^\pm + eee + ee\mu + e\mu\mu + \mu\mu\mu, N_j \geq 2$			
$400 \text{ GeV} < H_T < 700 \text{ GeV}$	$N_b = 1$	$E_T^{miss} > 40 \text{ GeV}$	SRVLQ0
	$N_b = 2$		SRVLQ1
	$N_b \geq 3$		SRVLQ2
$H_T \geq 700 \text{ GeV}$	$N_b = 1$	$40 \text{ GeV} < E_T^{miss} < 100 \text{ GeV}$	SRVLQ3
		$E_T^{miss} \geq 100 \text{ GeV}$	SRVLQ4
	$N_b = 2$	$40 \text{ GeV} < E_T^{miss} < 100 \text{ GeV}$	SRVLQ5
		$E_T^{miss} \geq 100 \text{ GeV}$	SRVLQ6
$N_b \geq 3$	$E_T^{miss} > 40 \text{ GeV}$	SRVLQ7	

La topologie des événements de signal reste évidemment la même pour des masses plus élevées du partenaire exotique, donc les coupures en multiplicité de jets et de jets de b sont indépendantes des points de masse considérés (dans la limite d'une analyse résolue). Par contre, les coupures en énergie, que ce soit  $E_T^{miss}$  ou  $H_T$ , ont des efficacités différentes selon les points de masse. Les Figures 6.11 montrent les variables utilisées dans les coupures pour tout un spectre de masse du  $T_{5/3}$  pour la production de paires. A partir d'une masse de 800 GeV, les régions à haut  $H_T$  devraient être plus sensibles que les régions à bas  $H_T$ .

FIGURE 6.11 – Distributions du signal après présélection pour différentes productions de paires : multiplicité des jets et b-jets (haut) ;  $H_T$  et énergie transverse manquante (bas).

### 6.5.2 Définition des régions de contrôle

Afin d'étudier l'accord entre les différents bruits de fonds et les données, il est nécessaire de s'abstraire du signal recherché en définissant des coupures qui rejettent essentiellement la production de  $T_{5/3}$ . La distribution de  $H_T$  en Figure 6.10 justifie l'utilisation de régions de contrôle à bas  $H_T$ . Ainsi, en coupant à  $H_T \leq 400$  GeV, les événements sélectionnés sont presque intégralement du bruit de fond. L'idée est de contrôler les processus qui contribueront au bruit de fond dans les régions de signal, cela est effectué grâce à deux régions de contrôle principales :

1. *faible  $H_T+0b$*  (présélection +  $100 \leq H_T \leq 400$  GeV +  $n_{b-jet} = 0$ ) dans le canal  $\mu\mu$ .
2. *faible  $H_T+1b$*  (présélection +  $100 \leq H_T \leq 400$  GeV +  $n_{b-jet} \geq 1$ ) dans tous le canaux.

Les processus contrôlés dans région de contrôle sont explicités plus loin. Une première comparaison entre les données et une estimation entièrement Monte-Carlo des bruits de fonds (y compris instrumentaux) a été effectuée par le groupe d'analyse, donnant la répartition montrée dans la Table 6.8 (haut). Une deuxième comparaison, faite par le groupe d'analyse, utilisant cette fois-ci

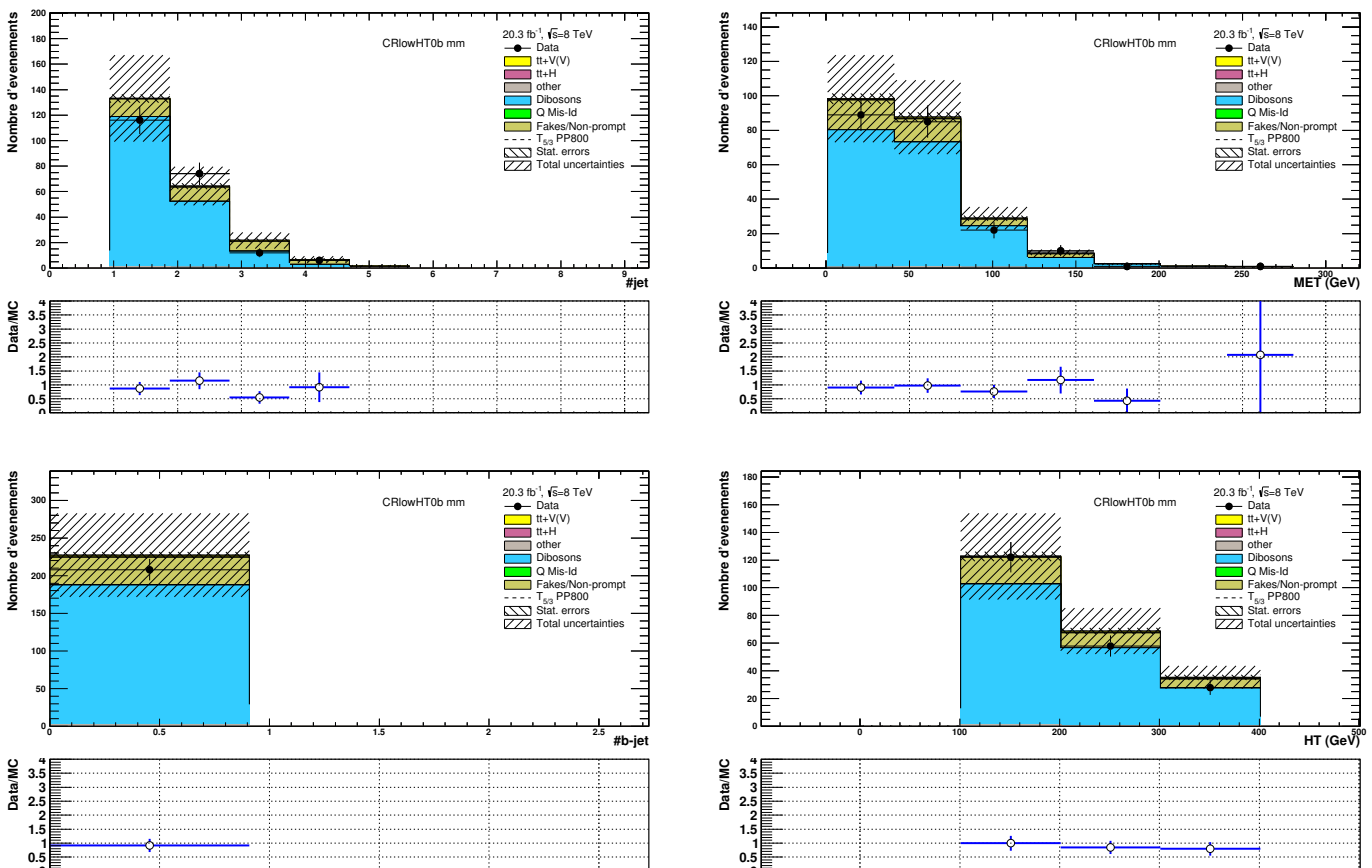


FIGURE 6.12 – Distributions cinématiques dans la région de contrôle CRlowHT0b dans le canal  $\mu\mu$  : multiplicité des jets (haut gauche), énergie transverse manquante (haut droite), multiplicité des jets de  $b$  (bas gauche) et  $H_T$  (bas droite).

l'estimation dans les données des bruits instrumentaux est montrée dans la Table 6.8 (milieu), où les processus générés par Monte-Carlo sont identiques à la première comparaison. Enfin, une troisième comparaison Table 6.8 (bas), similaire à la précédente, est effectuée avec le code d'analyse développé à Saclay. Elle montre d'une part l'accord des bruits instrumentaux estimés dans les données et d'autre part la comparaison des bruits Monte-Carlo entre les deux codes d'analyse.

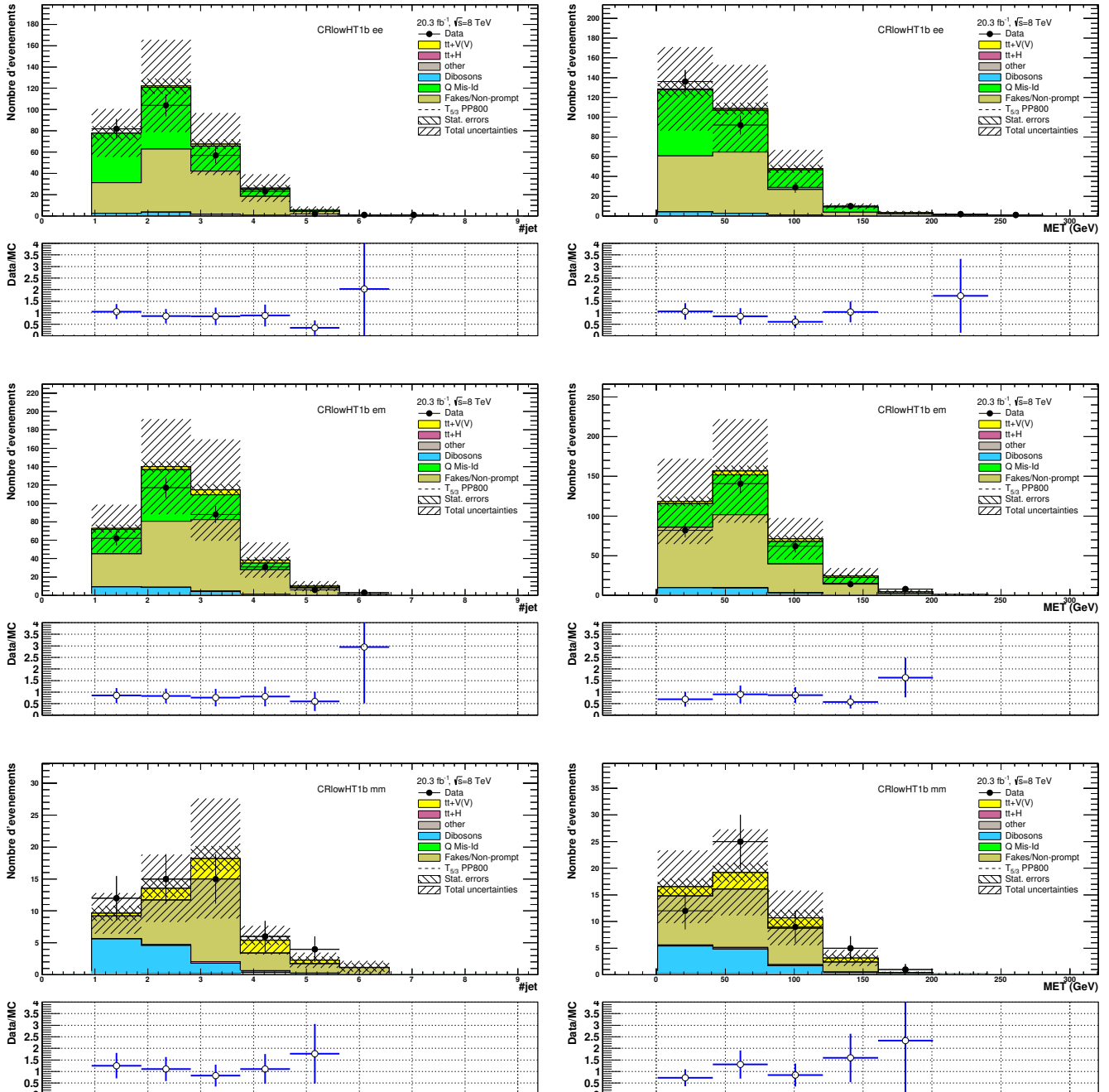


FIGURE 6.13 – Distributions cinématiques dans la région de contrôle CRlowHT1b dans les canaux dileptoniques  $ee$  (haut),  $e\mu$  (milieu) et  $\mu\mu$  (bas) : multiplicité des jets (gauche) et énergie transverse manquante (droite).



TABLE 6.8 – Validations du bruit de fond dans les régions à *faible*  $H_T$  par rapport aux données observées dans les différents canaux : avec des bruits instrumentaux estimés par simulation Monte-Carlo (haut), ou depuis les données (milieu et bas). Les deux premières comparaisons proviennent de la note d'analyse, la troisième est le résultat du code d'analyse de Saclay.

Échantillon	"faible $H_T+1b$ "			"faible $H_T+0b$ "
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$
$Z + jets$	$53.3 \pm 22.0 \pm 4.7$	$2.3 \pm 21.0 \pm 0.3$	$0.6 \pm 23.0 \pm 0.1$	$12.5 \pm 23.2 \pm 2.3$
$W + jets$	$7.0 \pm 10.6 \pm 0.9$	$5.5 \pm 10.5 \pm 0.8$	$0.0 \pm 10.5$	$4.5 \pm 10.5 \pm 0.7$
$W/Z + \gamma$	$14.6 \pm 1.9 \pm 3.2$	$15.4 \pm 2.6 \pm 3.9$	$0.0 \pm 0.8$	$0.3 \pm 0.8 \pm 0.1$
$t, t\bar{t}$ mis-id	$131.7 \pm 6.6 \pm 12.0$	$173.1 \pm 7.6 \pm 15.6$	$0.0 \pm 0.6$	$0.0 \pm 0.6$
$t, t\bar{t}$ fakes	$38.4 \pm 3.4 \pm 3.4$	$62.2 \pm 4.2 \pm 5.5$	$12.2 \pm 2.1 \pm 1.1$	$6.5 \pm 1.4 \pm 0.5$
$t\bar{t} + X$ fakes/mis-id	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.12 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01 \pm 0.00$
$VV$ mis-id	$0.4 \pm 0.7 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.7 \pm 0.1$	$0.00 \pm 0.7$	$0.00 \pm 0.7$
$VV$ fakes	$1.2 \pm 0.8 \pm 0.3$	$4.6 \pm 0.9 \pm 0.8$	$1.9 \pm 0.8 \pm 0.4$	$25.1 \pm 1.3 \pm 5.9$
$VH$ fakes/mis-id	$0.06 \pm 0.08$	$0.17 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.08$	$1.00 \pm 0.09$
$VVV$ fakes/mis-id	$0.01 \pm 0.01$	$0.00 \pm 0.00$	$0.01 \pm 0.00$	$0.06 \pm 0.01$
$t\bar{t}W(W)$	$3.8 \pm 0.2 \pm 0.9$	$11.7 \pm 0.3 \pm 2.6$	$7.2 \pm 0.3 \pm 1.6$	$2.2 \pm 0.1 \pm 0.5$
$t\bar{t}Z$	$0.8 \pm 0.8 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.1 \pm 0.5$	$1.2 \pm 0.1 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.1$
$t\bar{t}H$	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.21 \pm 0.03 \pm 0.02$
$VV$	$5.6 \pm 0.5 \pm 1.1$	$15.9 \pm 0.8 \pm 2.9$	$9.0 \pm 0.6 \pm 1.8$	$148.8 \pm 2.4 \pm 34.8$
$VH$	$0.3 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.3$	$0.2 \pm 0.1$	$6.6 \pm 0.8$
$VVV$	$0.04 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02$	$0.07 \pm 0.01$	$1.4 \pm 0.1$
Bruit tot.	$258.0 \pm 25.6 \pm 13.8$	$296.4 \pm 25.2 \pm 17.5$	$33.4 \pm 25.4 \pm 2.7$	$209.6 \pm 25.6 \pm 35.4$
Données	271	307	52	208

Échantillon	"faible $H_T+1b$ "		
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$
$Q_{mis} - id$	$135.7 \pm 1.8 \pm 40.7$	$118.0 \pm 1.4 \pm 35.4$	-
$Fake$	$152.7 \pm 11.2 \pm 120.2$	$224.9 \pm 10.5 \pm 176.0$	$28.8 \pm 3.1 \pm 22.8$
$t\bar{t}W(W)$	$3.8 \pm 0.2 \pm 0.9$	$11.7 \pm 0.3 \pm 2.6$	$7.2 \pm 0.3 \pm 1.6$
$t\bar{t}Z$	$0.7 \pm 0.1 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.1 \pm 0.5$	$1.2 \pm 0.1 \pm 0.3$
$t\bar{t}H$	$0.4 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.1 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1 \pm 0.1$
$VV$	$5.6 \pm 0.5 \pm 1.1$	$15.9 \pm 0.8 \pm 2.9$	$9.0 \pm 0.6 \pm 1.8$
$VH$	$0.3 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.3$	$0.2 \pm 0.1$
$VVV$	$0.04 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02$	$0.07 \pm 0.01$
Bruit tot.	$299.2 \pm 11.4 \pm 126.9$	$375.1 \pm 10.6 \pm 179.6$	$47.3 \pm 3.2 \pm 23.0$
Données	271	307	52

Échantillon	"faible $H_T+1b$ "			"faible $H_T+0b$ "
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$
$VV$	$7.6 \pm 0.6 \pm 2.1$	$21.4 \pm 0.9 \pm 6.0$	$11.8 \pm 0.7 \pm 3.4$	$178.2 \pm 2.7 \pm 49.0$
$t\bar{t}W/Z(W)$	$4.6 \pm 0.2 \pm 2.0$	$13.6 \pm 0.3 \pm 5.9$	$8.0 \pm 0.3 \pm 3.5$	$2.8 \pm 0.2 \pm 1.3$
$t\bar{t}H$	$0.5 \pm 0.1 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.9 \pm 0.1 \pm 0.2$	$0.2 \pm 0.1$
$VVV$	$0.06 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.14 \pm 0.02 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.01 \pm 0.01$	$1.51 \pm 0.06 \pm 0.10$
$VH$	$0.4 \pm 0.2 \pm 0.1$	$0.9 \pm 0.3 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1 \pm 0.1$	$7.6 \pm 0.8 \pm 0.9$
$tX$	$0.16 \pm 0.01 \pm 0.03$	$0.43 \pm 0.02 \pm 0.08$	$0.25 \pm 0.01 \pm 0.05$	$0.15 \pm 0.01 \pm 0.03$
$Fake$	$150.7 \pm 11.2 \pm 105.5$	$220.2 \pm 10.3 \pm 154.1$	$28.8 \pm 2.8 \pm 20.1$	$36.5 \pm 3.5 \pm 25.6$
$Q_{mis} - id$	$136.0 \pm 1.8 \pm 23.8$	$118.4 \pm 1.4 \pm 20.7$	-	-
Bruit tot.	$300.0 \pm 11.3 \pm 108.2$	$376.6 \pm 10.4 \pm 155.8$	$50.1 \pm 2.9 \pm 20.7$	$227.1 \pm 4.5 \pm 55.3$
Données	271	307	52	208

Les Tables 6.8 donnent plusieurs enseignements :

Premièrement, l'accord avec les données est bon pour les deux estimations des bruits instrumentaux. Le nombre d'événements attendus est sensiblement plus élevé pour l'estimation depuis les données mais simultanément les erreurs systématiques grandissent : dans le canal  $ee$ , l'estimation Monte-Carlo donne  $257.96 \pm 25.60 \pm 13.78$  alors que la deuxième donne  $299.96 \pm 11.32 \pm 108.19$ . Cela vient d'une erreur systématique de  $\pm 70\%$  sur la méthode matricielle alors que pour les bruits Monte-Carlo, la somme des incertitudes systématiques ne dépasse pas les 10%.

Deuxièmement, l'analyse de l'estimation Monte-Carlo des bruits instrumentaux montre que le contributeur principal à la mauvaise reconstruction de la charge ("Qmis-id") et aux faux-leptons ("fakes") est le processus  $t\bar{t}$ . Il sont par ailleurs les bruits majoritaires suivis par les bruits du modèle standard impliquant des tops, comme  $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}Z$  et  $t\bar{t}H$  à moindre degré, puis ceux impliquant une paire de bosons, comme  $WW$ ,  $WZ$  et  $ZZ$ .

Troisièmement, les canaux trileptoniques (non représentés ici) présentent les mêmes compositions de bruit, à la seule différence que le processus  $t\bar{t}\bar{V}$  n'est plus dominé par la production de  $W$  mais par la production de  $Z$ . Les dibosons ne contribuent que très peu dans la région "faible  $H_T + 1b$ " de par la coupure en jet de  $b$  qui favorise les bruits impliquant directement des quarks top. Pour contrôler ce bruit plus précisément, il est donc utile de regarder le canal "faible  $H_T + 0b$ " en  $\mu\mu$  où la mauvaise reconstruction de la charge est absente. L'accord avec les données est représenté sur les Figures 6.12 et 6.13 par le rapport données sur bruit attendu, sous les diagrammes.

## 6.6 Résultats

La composition du bruit de fond dans les régions de signal étant à présent comprise et modélisée par les différents échantillons issus des simulations Monte-Carlo ou des estimations depuis les données, il est temps de dévoiler les 8 régions de signal et de s'intéresser aux données observées. La présence d'un excès significatif dans les données illustrerait l'observation d'une production anormale d'événements dont la source serait un signal exotique puisque a priori le bruit de fond a été validé précédemment et semble être en accord avec les données.

### 6.6.1 Résultats dans les régions de signal

Les 8 régions de signal SRVLQx étant complémentaires, les résultats obtenus pour chacune d'entre elles peuvent être combinés pour avoir une signification globale (qui dépend du choix des régions combinées). La Figure 6.14 montre les différentes contributions des processus du Modèle Standard dans chaque région de signal avec leurs erreurs respectives ainsi que les données. Un exemple de signal exotique (production de paires avec  $m_{T_{5/3}} = 800$  GeV) est ajouté en pointillés.

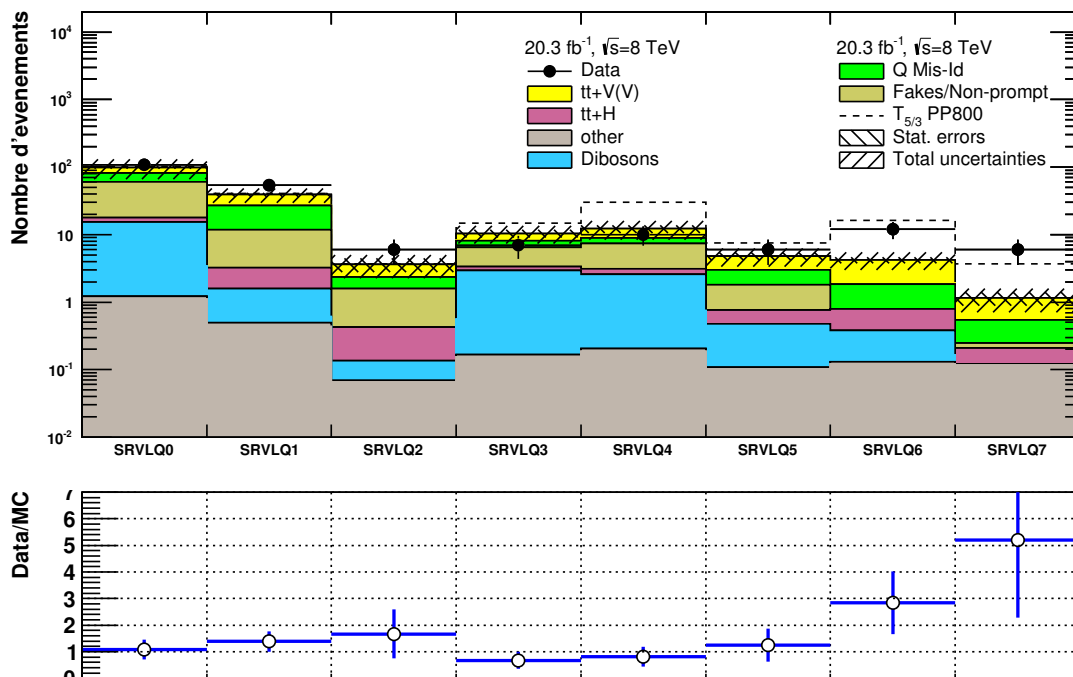


FIGURE 6.14 – Nombre d'événements de bruit de fond et de données observés dans les différentes régions de signal.

Les nombres correspondants sont résumés dans la Table 6.9. Pour les régions de signal à faible multiplicité en jets de b, dans lesquelles la statistique est maximale, les données sont en accord avec les estimations du bruit de fond en incluant toutes les erreurs (statistiques et systématiques). Par contre, dans le sous-ensemble des régions comportant une grande énergie transverse et au moins 2 jets de b, un excès assez significatif est observé. Plusieurs vérifications sur la validation du bruit de fond ont été effectuées quant à l'effet du choix des coupures d'isolation ou de la qualité des objets choisis sur l'excès final, aucune n'ayant révélé de problème sous-jacent. Dans ces multiples investigations, le nombre d'événements attendus reste compatible dans les barres d'erreurs avec celui obtenu dans l'analyse.

L'analyse est sensible aux modèles exotiques dont la section efficace produit un nombre d'événements dans les régions de signal significatif par rapport au bruit de fond. La Table 6.10 rassemble ces nombres d'événements pour chaque point de masse et de couplage dans chaque région SRVLQx. Dans les deux régions de l'excès, les points de masse en-dessous de 800-900 GeV ont une contribution non négligeable qui pourrait être observée ; les points au-delà risquent d'être noyés dans les incertitudes statistiques et surtout systématiques du bruit de fond.

Les résultats présentés ici ne sont pas strictement les résultats publiés par la collaboration ATLAS. Les échantillons Monte-Carlo, néanmoins communs, ont été analysés grâce à un logiciel différent et les erreurs systématiques calculées de manière complètement indépendante. L'estimation de la mauvaise reconstruction de la charge a été faite en réutilisant les probabilités de charge-flip

TABLE 6.9 – Nombre d'événements attendus et observés pour les 8 régions de signal.

	SRVLQ0	SRVLQ1	SRVLQ2	SRVLQ3	SRVLQ4	SRVLQ5	SRVLQ6	SRVLQ7
$t\bar{t}t$	0.02±0.02	0.04±0.04	0.03±0.03	0.01±0.01	0.03±0.03	0.02±0.02	0.05±0.05	0.09±0.09
$WZ - ZZ$	11.9±0.6±3.9	1.0±0.2±0.3	0.06±0.04±0.05	2.4±0.3±1.0	1.8±0.2±0.7	0.3±0.1±0.3	0.2±0.1±0.1	0
$WW$	1.9±0.1±0.5	0.1±0.02±0.04	0	0.4±0.1	0.5±0.1±0.2	0.04±0.01±0.05	0.03±0.01±0.01	0
$ttW - Z$	17.2±0.3±7.5	11.8±0.3±5.4	1.2±0.1±0.6	2.2±0.1±1.0	3.3±0.1±1.4	1.8±0.1±0.8	2.3±0.1±1.1	0.6±0.1±0.3
$t\bar{t}WW$	0.3±0.1	0.2±0.06	0.01±0.01	0.06±0.02	0.10±0.04	0.03±0.01	0.08±0.03	0.02±0.02
$t\bar{t}H$	2.6±0.1±0.3	1.7±0.1±0.3	0.3±0.1	0.4±0.1	0.6±0.1±0.1	0.3±0.1	0.41±0.03±0.13	0.08±0.01±0.04
$VVV$	0.03±0.01	0	0	0	0	0	0	0
$VH$	0.3±0.1±0.1	0.01±0.01±0.05	0	0	0±0.47	0	0	0
$tX$	1.03±0.03±0.18	0.39±0.01±0.10	0.03±0.01	0.13±0.01±0.04	0.14±0.01±0.04	0.07±0.02	0.06±0.02	0.01±0.01
<i>Fake</i>	42.1±4.5±29.5	8.6±2.3±6.0	1.2±0.8±0.8	3.1±1.3±2.2	4.2±1.6±3.0	1.0±0.7±0.7	-0.05±0.39±0.03	0.03±0.24±0.02
$Q_{mis} - id$	20.8±0.7±6.2	15.1±0.6±4.1	0.7±0.1±0.2	1.7±0.2±0.8	1.5±0.2±0.7	1.2±0.2±0.5	1.1±0.1±0.5	0.3±0.1±0.1
Total	98.3±4.6±31.3	38.9±2.4±9.1	3.6±0.8±1.0	10.4±1.3±2.7	12.2±1.6±3.5	4.8±0.7±1.2	4.2±0.4±1.2	1.1±0.3±0.3
Données	107	54	6	7	10	6	12	6

TABLE 6.10 – Nombre d'événements attendus pour le signal.

Masse	SRVLQ0	SRVLQ1	SRVLQ2	SRVLQ3	SRVLQ4	SRVLQ5	SRVLQ6	SRVLQ7
Production de paires								
600 GeV	16.6 ± 0.7 ± 6.3	8.2 ± 0.5 ± 1.4	0.9 ± 0.2	11.9 ± 0.6 ± 5.6	46.6 ± 1.3 ± 316.4	9.0 ± 0.5 ± 3.5	28.0 ± 0.9 ± 5.5	7.4 ± 0.5 ± 1.4
700 GeV	3.2 ± 0.2 ± 0.7	1.8 ± 0.1 ± 0.5	0.10 ± 0.03	4.2 ± 0.2 ± 1.0	18.0 ± 0.5 ± 94.5	2.8 ± 0.2 ± 0.1	12.0 ± 0.3 ± 0.7	2.5 ± 0.2 ± 0.2
800 GeV	0.8 ± 0.1 ± 0.1	0.35 ± 0.03	0.03 ± 0.01	1.4 ± 0.1 ± 0.1	7.7 ± 0.2 ± 27.9	1.1 ± 0.1	5.1 ± 0.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1 ± 0.1
900 GeV	0.19 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0	0.50 ± 0.02 ± 0.02	3.3 ± 0.1 ± 33.6	0.33 ± 0.02	1.9 ± 0.01	0.38 ± 0.02
1000 GeV	0.04 ± 0.04	0.02 ± 0.02	0	0.16 ± 0.01	1.4 ± 0.1	0.10 ± 0.01	0.85 ± 0.02	0.13 ± 0.01
1100 GeV	0.01 ± 0.01	0	0	0.07 ± 0.01	0.6 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.05 ± 0.01
Production de paires + production simple, $\lambda = 1$								
600 GeV	19.6 ± 0.7 ± 6.8	10.1 ± 0.5 ± 1.9	1.0 ± 0.2	12.3 ± 0.7 ± 5.0	47.3 ± 1.3 ± 274.8	9.3 ± 0.5 ± 3.7	28.6 ± 0.9 ± 5.8	7.5 ± 0.5 ± 1.5
700 GeV	4.5 ± 0.2 ± 0.7	2.6 ± 0.1 ± 0.7	0.18 ± 0.03	4.5 ± 0.2 ± 0.8	18.6 ± 0.5 ± 47.6	2.9 ± 0.2 ± 0.1	12.4 ± 0.3 ± 0.7	2.6 ± 0.1 ± 0.2
800 GeV	1.4 ± 0.1	0.70 ± 0.03	0.06 ± 0.01	1.6 ± 0.1 ± 0.1	8.1 ± 0.2 ± 16.2	1.2 ± 0.1	5.4 ± 0.1 ± 0.1	1.1 ± 0.1 ± 0.1
900 GeV	0.45 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.58 ± 0.02	3.6 ± 0.1 ± 3.7	0.39 ± 0.02	2.10 ± 0.05 ± 0.01	0.40 ± 0.02
1000 GeV	0.17 ± 0.01	0.09 ± 0.01	0	0.21 ± 0.01	1.6 ± 0.1	0.13 ± 0.01	0.96 ± 0.02	0.15 ± 0.01
1100 GeV	0.07 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0	0.10 ± 0.01	0.7 ± 0.1	0.06 ± 0.01	0.42 ± 0.01	0.06 ± 0.01

avec une sélection indépendante des données. Seuls les faux leptons n'ont pas été ré-estimés, à l'exception de l'erreur statistique associée. Il n'est donc pas étonnant que les résultats fluctuent un peu, avec quelques sur-estimations des bruits Monte-Carlo couvertes par des systématiques proportionnellement plus importantes. Les limites posées sur le modèle sont malgré tout cohérentes avec celles qui ont été publiées, à quelques GeV près et l'excès dans les régions SRVLQ6/7 se retrouve ici aussi.

### 6.6.2 Interprétation statistique

L'apparent désaccord observé dans les régions SRVLQ6 et SRVLQ7 soulève plusieurs questions : Cet excès est-il suffisamment significatif pour être une observation de nouvelle physique ? À quel niveau est-il compatible avec le bruit de fond ? Quelles conclusions en tirer quant aux modèles exotiques considérés ? L'interprétation statistique de ces résultats va être effectuée en utilisant la méthode des niveaux de confiance [39, 40] ( $CL_s$ ,  $CL_b$  et  $CL_{s+b}$ ) qui compare les données observées à chaque signal exotique (donc dans le cadre du  $T_{5/3}$  chaque point de masse pour les différentes configurations de  $\lambda$ ). L'estimateur statistique construit pour chaque modèle combine les fonctions de vraisemblance de Poisson des données sous l'hypothèse d'un bruit de fond uniquement ( $L_b$ ) et

sous l'hypothèse de la présence du signal ( $L_{s+b}$ ) [41] :

$$L_R = -2 \log \frac{L_{s+b}}{L_b} \quad (6.8)$$

Des pseudo-expériences sont générées pour les deux hypothèses en faisant varier le nombre d'événements attendus pour inclure les barres d'erreurs. Les fluctuations statistiques sont propagées en suivant une statistique poissonnienne tandis que les incertitudes systématiques sont traduites par des fluctuations gaussiennes. Sur l'ensemble de ces pseudo-expériences, la proportion de celles qui obtiennent un  $L_R$  supérieur à celui des données sont définies comme étant  $CL_b$  et  $CL_{s+b}$  selon le choix de l'hypothèse. Les modèles exotiques pour lesquels  $CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \leq 0.05$  sont dits *exclus à 95% de niveau de confiance*. Ces limites sont posées sur les sections efficaces des modèles ce qui permet de combiner les  $CL_s$  pour des points de masse successifs en un diagramme d'exclusion. De tels diagrammes présentent d'un côté la prédiction des sections efficaces de production du signal exotique pour différents points de masse et d'un autre côté des limites d'exclusion (observée et attendue) qui correspondent à la section efficace exotique en-dessous de laquelle les modèles sont exclus. La limite d'exclusion attendue est calculée en l'absence de signal et donne une idée de la sensibilité de l'analyse. Deux bandes d'erreur à  $1\sigma$  et  $2\sigma$  sont données autour de la limite attendue. Appliquée aux échantillons du  $T_{5/3}$ , cette méthode des niveaux de confiances donne les diagrammes d'exclusion de la Figure 6.15 pour la production de paire seule ou avec production simple.

Les limites obtenues sont respectivement :

- Pour la production de paires,  $m_{T_{5/3}} \geq 740$  GeV observée (749 GeV attendue)
- Pour  $\lambda = 1$  avec les deux types de production,  $m_{T_{5/3}} \geq 738$  GeV observée (749 GeV attendue)

L'ajout de la production simple n'améliore pas les limites d'exclusion en raison de sa faible contribution au signal dans ces régions de signal.

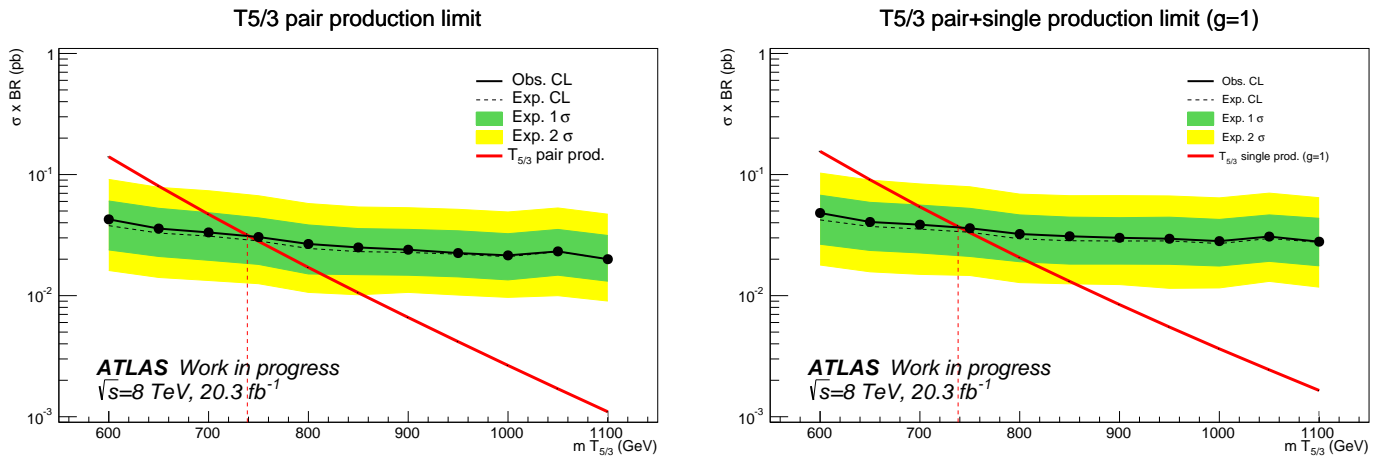


FIGURE 6.15 – Limites d'exclusion observée et attendue pour : le modèle composite avec uniquement production de paires (gauche) ; le modèle avec les deux modes de production pour  $\lambda = 1$  (droite).

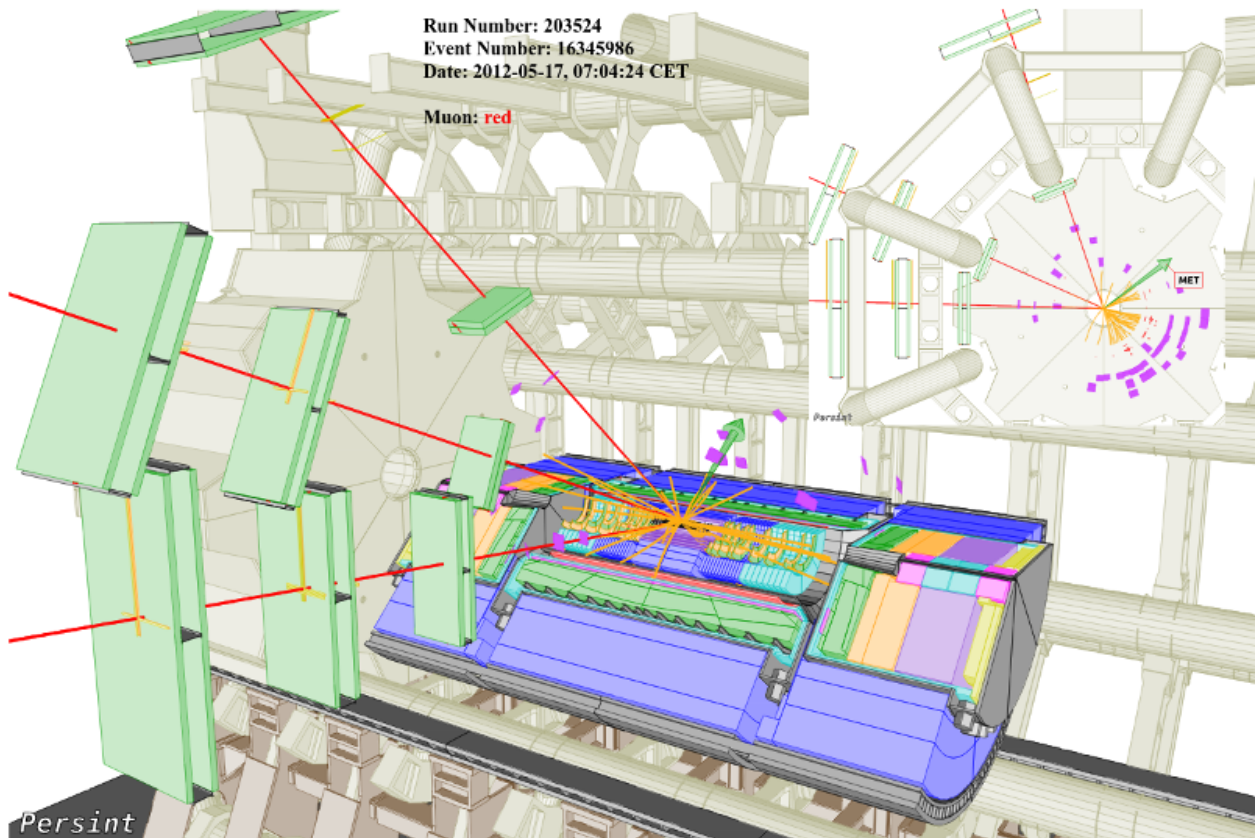


FIGURE 6.16 – Visualisation avec PERSINT [42] d'un candidat  $\mu\mu\mu$  de la région de signal SRVLQ7.

## 6.7 Conclusion

Après une analyse en 2011 utilisant  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  de données à 7 TeV, dédiée uniquement au  $b'$  et au  $T_{5/3}$  pour lequel étaient combinés les productions simple et de paires, une stratégie conjointe à différents signaux dans les canaux 2 leptons de même signe et 3 leptons a vu le jour pour la campagne 2012 utilisant  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  de données à 8 TeV. La principale différence vient de la définition des régions de signal qui étaient optimisées uniquement pour le  $T_{5/3}$  à 7 TeV alors que pour 8 TeV, huit différentes régions complémentaires ont été choisies.

Le bruit de fond a été modélisé d'une manière similaire : d'un côté, les processus du Modèle Standard contribuant à la signature ont été générés en échantillons Monte-Carlo puis étudiés dans des régions de contrôle sensibles au signal pour pouvoir contrôler plus en détails les bruits majoritaires ; de l'autre côté, les bruits instrumentaux, comme l'erreur de reconstruction de la charge des électrons ou l'apparition de leptons non-prompts, ont été estimés depuis les données avec respectivement une méthode de vraisemblance exploitant les désintégrations  $Z \rightarrow e^+e^-$  et une méthode matricielle établissant un lien entre des critères de qualité sur les leptons et leur caractère réel ou faux. Un excès local a été observé dans les données d'une signification proche de  $2.5 \sigma$  et malgré une multitude de vérifications, subsiste. Les limites observées posées sur la production du signal ne sont pas améliorées par l'ajout de production simple en raison du choix très conservateur de faibles couplages afin de rester en régime perturbatif. Ainsi, dans la combinaison des canaux dileptoniques de même signe et trileptoniques, les contraintes posées sur la masse sont :

- $m_{T_{5/3}} \geq 740 \text{ GeV}$  observée (749 GeV attendue) en l'absence de production simple
- $m_{T_{5/3}} \geq 738 \text{ GeV}$  observée (749 GeV attendue) pour une production simple  $\lambda = 1$

En raison notamment de l'excès observé, la limite posée sur la production de paires n'est pas compétitive avec celle obtenue par CMS avec  $19.5 \text{ fb}^{-1}$  de données à 8 TeV [43]. Cette analyse concurrente est dédiée uniquement à la production de paires de  $T_{5/3}$  en exploitant la topologie "boostée" pour augmenter la sensibilité des régions de signal. En présence de particules aussi massives (autour de 800 GeV), les produits de désintégrations du  $T_{5/3}$  sont très collimatés et peuvent être reconstruits dans un seul et unique gros jet : les analyses boostées s'intéressent à ces gros jets et à leurs constituants pour récupérer davantage de signal (+20% de sensibilité pour CMS). Les contraintes posées par CMS sont  $m_{T_{5/3}} \geq 800 \text{ GeV}$  observée contre 850 GeV de limite attendue.

Par contre, en utilisant le même jeu de données dans le canal 1 lepton + jets, ATLAS a publié une analyse multivariée commune aux VLQ  $B\bar{B}$  et au  $T_{5/3}$  qui est à ce jour la meilleure contrainte posée sur ce partenaire exotique de charge  $+5/3$  [44] :  $m_{T_{5/3}} \geq 840 \text{ GeV}$  (780 GeV attendue).

Aucune observation de particule non prédite par le MS n'a été faite avec les données à 8 TeV, pas plus qu'une déviation significative avec le MS n'a été mesurée. A l'issue du Run 1, la question de la physique au-delà du MS n'est donc pas davantage résolue. Cependant, l'augmentation de l'énergie au Run 2 à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  peut permettre de sonder des secteurs encore non accessibles et peut-être d'observer une particule exotique à la frontière du TeV.

# Bibliographie

- [1] Résultats exotiques d'ATLAS : [https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/ATLAS\\_Exotics\\_Summary/ATLAS\\_Exotics\\_Summary.png](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/EXOTICS/ATLAS_Exotics_Summary/ATLAS_Exotics_Summary.png) et SUSY : [https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY/ATLAS\\_SUSY\\_Summary/ATLAS\\_SUSY\\_Summary.png](https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY/ATLAS_SUSY_Summary/ATLAS_SUSY_Summary.png)
- [2] Résultats SUSY de CMS : [https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/SUSYSMSSummaryPlots8TeV/barplot\\_ICHEP2014.png](https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/SUSYSMSSummaryPlots8TeV/barplot_ICHEP2014.png)
- [3] ATLAS Collaboration, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Physics Letters B* 716,1 (2012), ARXIV :1207.0319
- [4] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Physics Letters B* 716,30 (2012), ARXIV :1207.7235
- [5] ATLAS Collaboration, "Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Eur. Phys. J. C* (2015), CERN-PH-EP-2014-299, ARXIV :1502.01518
- [6] ATLAS Collaboration, "Search for high-mass diboson resonances with boson-tagged jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", (2015), CERN-PH-EP-2015-115, ARXIV :1506.00962
- [7] ATLAS Collaboration, "Analysis of events with  $b$ -jets and a pair of leptons of the same charge in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *J. High Energy Phys.* , 10, 150 (2015), CERN-PH-EP-2015-060, ARXIV :1504.04605
- [8] Frampton, Paul H. and Hung, P.Q. and Sher, Marc, "Quarks and leptons beyond the third generation", *Phys.Rept.*, 330, 263 (2000), ARXIV :9903387
- [9] E. L. Berger, Q.-H Cao, C.-R. Chen, C. S. Li, H. Zhang, "Top Quark Forward-Backward Asymmetry and Same-Sign Top Quark Pairs", *Phys. Rev. Lett.* 106, (2011), ARXIV :1101.5625
- [10] C. Degrande, et al., "Non-resonant new physics in top pair production at hadron colliders", *JHEP* 1103, 125 (2011), ARXIV :1010.6304
- [11] G. Cacciapaglia, A. Deandrea, J. Llodra-Perez, "A Dark Matter candidate from Lorentz Invariance in 6D", *JHEP* 1003, 083 (2010), ARXIV :0907 :4993
- [12] R. Contino, "A holographic composite Higgs model", *Proceedings, 18th Conference on High Energy Physics (IFAE)*, 215-218 (2006) ARXIV :0609148
- [13] , "LHC signatures of vector-like quarks", *Adv.High Energy Phys.* 364936 (2013), 1207.5607



- [14] ATLAS Collaboration, "Search for exotic same-sign dilepton signatures in  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector", (2012), ATLAS-CONF-2012-130
- [15] "Search for New Bottomlike Quark Pair Decays  $Q\bar{Q} \rightarrow (tW^-)(\bar{t}W^+)$  in Same-Charge Dilepton Events", *Phys. Rev. Lett.*, *104*, 091801, (2010), FERMILAB-PUB-09-628-E, ARXIV :0912.1057
- [16] M. Buchkremer, G. Cacciapaglia, A. Deandrea, and L. Panizzi, "Model Independent Framework for Searches of Top Partners", *Nucl.Phys. B* *876*, 376-417 (2013), ARXIV :1305.4172, <https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/VLQ>
- [17] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni and al , "MadGraph 5 : Going beyond", *JHEP* *1106*, 128 (2011) ARXIV :1106.0522
- [18] Mathieu Buchkremer, Giacomo Cacciapaglia, Aldo Deandrea and Luca Panizzi, "Feynrules Exotic (X,T) doublet model", [https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/VLQ\\_xtdoubletv1](https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/VLQ_xtdoubletv1)
- [19] Pumplin, J. and others, "New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis", *JHEP* *07*, 012 (2002), ARXIV :0201195
- [20] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands , "A brief introduction to PYTHIA 8.1", *Comput.Phys.Commun.* *178*, 852-867 (2007), ARXIV :0710.3820
- [21] T. Gleisberg, et al., "Event generation with SHERPA 1.1", *JHEP* *0902*, 007 (2009), ARXIV :0811.4622
- [22] GEANT4 Collaboration, "GEANT4 : A Simulation toolkit" ; *Nucl. Instrum. Meth. A* *506*, 250-303" (2003)
- [23] D. Paredes and D. Calvet, "Estimation of the mis-identification rates of the electron charge at 8 TeV", *Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2013-1622* (2013)
- [24] B. Meirose, A. Alonso, "New data-driven methods for lepton charge mis-identification", (2012) ATL-COM-PHYS-2012-264
- [25] James, Fred and Winkler, Matthias, "MINUIT User's Guide", INSPIRE-1258345 (2004)
- [26] Lazzaro, Alfio and Moneta, Lorenzo, "MINUIT package parallelization and applications using the RooFit package", *J. Phys. Conf. Ser.* *219*, 042044 (2010)
- [27] ATLAS Collaboration, "Estimation of non-prompt and fake lepton backgrounds in final states with top quarks produced in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector", ATLAS-CONF-2014-058 (2014)
- [28] M. Cacciari, G. Salam and G. Soyez, "The anti kt jet clustering algorithm", *JHEP* *0804*, 063 (2008), ARXIV :0802.1189
- [29] ATLAS Collaboration, "Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS", (2013) ATLAS-CONF-2013-083
- [30] ATLAS Collaboration, "Measurement of the mistag rate with  $5\text{fb}^{-1}$  of data collected by the ATLAS detector", (2012) ATLAS-CONF-2012-040
- [31] R. Hutchinson, S. Menary, S. Pagan Griso, J. Robinson, M. Tibbetts, M. Trottier-McDonald, and T. Wyatt, "Luminosity from track counting in 8 TeV proton-proton data", ATL-COM-DAPR-2015-008 (2015)

- [32] The ATLAS Collaboration, "Search for strongly-produced superpartners in final states with two same-sign leptons or three leptons at  $\sqrt{s} = 8$  TeV", *ATL-COM-PHYS-2013-887* (2013)
- [33] The LHC Higgs Cross-sections working group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 2. Differential Distributions", *CERN-2012-002* (2012)
- [34] The LHC Higgs Cross-sections working group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 3. Higgs Properties", *CERN-2013-004* (2013)
- [35] The ATLAS Collaboration, "Same Sign  $W^{\pm}W^{\pm}$  Production and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings", *ATL-COM-PHYS-2013-990* (2013)
- [36] T. Binoth, G. Ossola, C. Papadopoulos, and R. Pittau, "NLO QCD corrections to tri-boson production", *JHEP 0806 (2008) 082* (2008)
- [37] The ATLAS Collaboration, "Search for  $t\bar{t}H$  and  $tH$  production in the diphoton channel with 20.3fb-1 of data at 8TeV and 4.5fb-1 of data at 7 TeV taken with the ATLAS detector", *ATL-COM-PHYS-2014-463* (2014)
- [38] J. Campbell, R. K. Ellis, and R. Röntsch, "Single top production in association with a Z boson at the LHC", *Phys.Rev. D87 no. 11, (2013) 114006* (2013)
- [39] T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics", *Nucl. Instrum. Meth. A 434, 435-443* (1999), ARXIV :9902006
- [40] A. Read, "Presentation of search results : the CL(s) technique", *J. Phys. G 28, 2693-2704* (2002)
- [41] Tom Junk, MCLimit , [http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/mclimit\\_csm.pdf](http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/mclimit_csm.pdf)
- [42] L. Chevalier, J. Ernwein, A. Formica, P-F. Giraud, J-F. Laporte, A. Ouraou, P. Sizun et Marc Virchaux, "PERSINT Event Display for ATLAS", *ATL-SOFT-PUB-2012-001* (2012)
- [43] CMS Collaboration, "Search for top-quark partners with charge 5/3 in the same-sign dilepton final state", *Phys. Rev. Lett. 112, 171801.* (2013), CERN-PH-EP-2013-216, ARXIV :1312.2391
- [44] ATLAS Collaboration, "Search for vector-like B quarks in events with one isolated lepton, missing transverse momentum and jets at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector", *Phys. Rev. D 91, 112011* (2015), CERN-PH-EP-2015-036

## Chapitre 7

# Nouvelle recherche de production de quarks composites avec les premières données d'ATLAS à $\sqrt{s} = 13$ TeV

L'analyse des données à 8 TeV pour la recherche de  $T_{5/3}$  et plus généralement de VLQ présentée au chapitre précédent a donné lieu à deux résultats : des contraintes sur la masse des particules hypothétiques et l'observation d'un excès d'une signifiante entre  $2\sigma$  et  $2.5\sigma$  dans deux régions de signal. La stratégie décidée par la collaboration pour cette étude au Run 2 [1] consiste à exploiter les premières données à 13 TeV avec une analyse très similaire au Run 1 pour vérifier ou infirmer au plus vite l'excès observé. Après une description des améliorations et modifications instrumentales effectuées sur le LHC et ATLAS, les gains en sensibilité attendus à 13 TeV seront présentés. L'analyse en cours utilisant  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de données à 13 TeV est le fruit du travail entre 6 laboratoires (Arizona, Clermont-Ferrand, Saclay, Grenoble, DESY et Michigan) et a été approuvée par la collaboration début juin, lors de l'écriture de ce manuscrit. Les résultats présentés ici sont donc préliminaires bien qu'en accord avec ceux publiés [1].

### 7.1 Le *Long Shutdown* (LS1) et la montée en énergie

#### 7.1.1 Consolidation du LHC

Du 16 février 2013 au 10 avril 2015, le LHC a connu sa première phase d'interruption longue (LS1) dans le but d'effectuer des travaux de maintenance et d'améliorations, mettant fin au Run 1 du programme de physique (2010-11 : 7 TeV ; 2012 : 8 TeV). La motivation principale du LS1 est de consolider toutes les jonctions supraconductrices du LHC : en effet, les 10 000 aimants supraconducteurs du LHC sont prévus pour délivrer un champ magnétique de 8.33 T nécessaire pour atteindre une énergie par faisceau de 7 TeV, mais devaient, à l'origine, fonctionner à 4 TeV au Run 1 puis 7 TeV au Run 2. Un phénomène, bien connu, de *quenching* ("extinction brutale") apparaît dans le cas d'aimants supraconducteurs à très haut courant (ici 11,7 kA) : les matériaux utilisés peuvent avoir, au niveau microscopique, des défauts cristallins qui en amenuisent les propriétés su-

praconductrices et diminuent les limites du domaine d'exploitation des aimants. Pour y remédier et s'approcher itérativement des performances nominales, une période d'entraînement est nécessaire, à l'aide de rampes en énergie, afin de maîtriser l'apparition du *quenching* et, petit à petit, en éliminer les causes d'extinction brutale.

Par ailleurs, les inspections effectuées en 2008 ont montré des défauts dans les interconnexions entre les dipôles avec notamment une discontinuité des soudures, illustrées Figure 7.1 (gauche), qui compromettaient le Run 2. Pour ce faire, durant le LS1, plus de 10 000 interconnexions ont dû être contrôlées et celles dont la résistance électrique présentait un trop grand excès ont été réouvertes et resoudées, comme montré Figure 7.1 (droite).

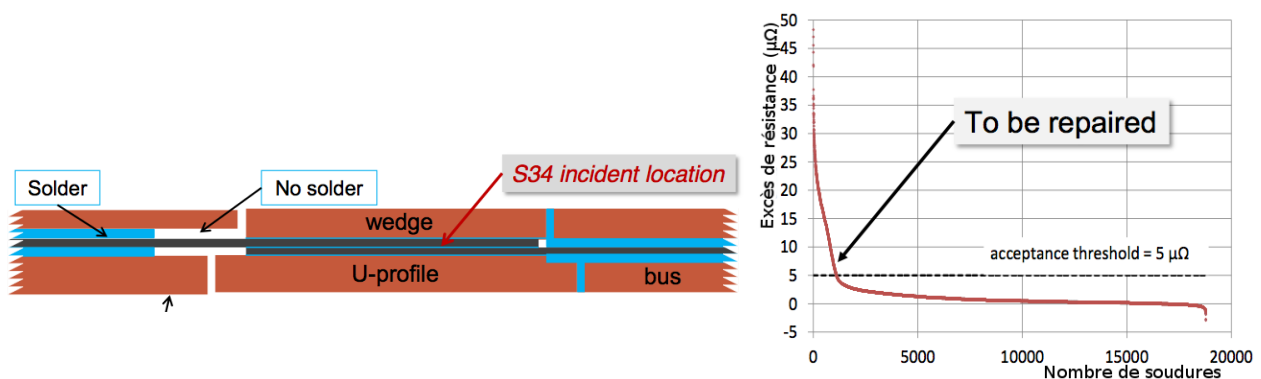


FIGURE 7.1 – Défaut de soudure dans l'interconnexion entre deux câbles supraconducteurs (gauche) et distribution de l'écart relatif de résistance électrique mesurée dans ces interconnexions (droite).

Cette campagne de maintenance a permis de diagnostiquer et réparer près de 30 % des interconnexions, dont la moitié était concernée par ce défaut de soudure et l'autre moitié présentait des déformations géométriques. L'interconnexion la plus fragile du LHC, située dans la section S78, avait un excès de  $72 \mu\Omega$  et  $107 \mu\Omega$ , respectivement pour les dipôles et quadripôles (contre  $10 \mu\Omega$  normalement), risquant de provoquer un accident de quenching (comme en 2008) au-delà de 4 TeV. Cependant, les opérations effectuées pendant le LS1 ont largement dépassé ce simple besoin et ont concerné différents aspects, comme résumés dans la Figure 7.2.

Les caractéristiques du LHC au Run 2 sont quelque peu différentes en raison du choix de passer à une distance de 25 ns entre deux paquets de protons, comme indiqué dans la Table 7.1, afin de diminuer l'empilement tout en maintenant une bonne luminosité. Le nombre de cycles d'entraînement des aimants pour atteindre 6.5 TeV par faisceau est entre 90 et 130 alors que pour monter à 7 TeV, il faut en compter plus de 400, ce qui demande un temps considérable : pour avoir des résultats physiques au plus vite, le Run 2 est effectué à  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Après quelques semaines d'augmentation de la luminosité puis de réduction de l'émittance, le LHC a délivré  $4 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2015. Les évolutions respectives de la luminosité instantanée maximale, de la luminosité intégrée et de l'empilement sont illustrées dans le chapitre 3 ("LE LHC ET SON DÉTECTEUR ATLAS").



## Principaux travaux de consolidation pour le LHC en 2013-2014

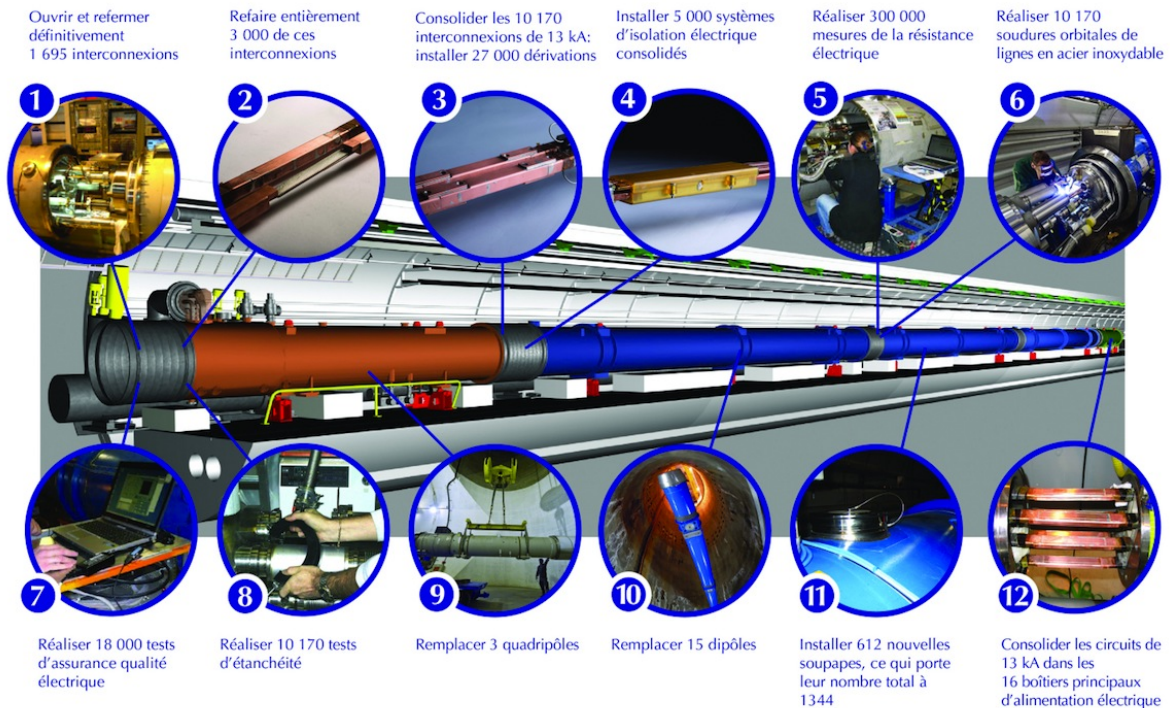


FIGURE 7.2 – Campagne de consolidation des aimants du LHC pendant l'interruption longue LS1.

TABLE 7.1 – Paramètres de fonctionnement du LHC pendant le Run 1 (2012) et le Run 2 (2015) [2].

	2012	2015
Energie par faisceau (TeV)	4	6.5
Séparation des paquets (ns)	50	25
Nombre de protons par paquet	$1.6 \times 10^{11}$	$1.15 \times 10^{11}$
Nombre de paquets	1368	2232
$\beta^*$ (m)	0.6	0.8
Emittance transverse ( $\mu\text{m}$ )	2.5	3.5
Luminosité instantanée maximale ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	$7 \times 10^{33}$	$5 \times 10^{33}$
Pile-up moyen estimé	21	21

### 7.1.2 Améliorations du détecteur ATLAS

Durant le LS1, le détecteur ATLAS a été ouvert pour effectuer des travaux de maintenance et des modifications, dont la liste non exhaustive suivante :

- réduction du rayon du tube à faisceau (3→2.5 cm) et modification de sa composition.
- insertion d'une couche supplémentaire, l'IBL, dans le détecteur à pixels.
- prise en compte du signal de la dernière couche du calorimètre dans le trigger muon.
- amélioration de la couverture des chambres à muons.
- branchement d'un prototype de LTDB pour le niveau 1 du trigger du calorimètre LAr.
- installation d'un nouveau module de mesure de la luminosité (diamond beam monitor).

L'amélioration la plus significative est la modification du détecteur à pixels par l'ajout d'une quatrième couche, très proche du tube à faisceau (à 3,3 cm du point d'interaction), appelée *Insertable B-Layer* (IBL), dans un espace très restreint (12,5 mm après réduction du rayon du tube) [3]. Elle vise à corriger les pertes d'efficacité causées par les dommages au cours du temps sur la première couche actuelle du détecteur interne tout en gardant une occupation raisonnable pour des luminosités supérieures à  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  et un pile-up associé d'environ 50. Son emplacement, proche du point d'interaction, permet un gain sur la reconstruction des vertex et l'étiquetage des jets de  $b$ , améliorant la qualité physique des événements utilisés dans la recherche de  $H \rightarrow b\bar{b}$  ou bien l'identification des leptons  $\tau$ . La photographie Figure 7.3 montre l'insertion de l'IBL dans le détecteur ATLAS ainsi que l'observation dans les données de la présence de l'IBL grâce à la reconstruction des conversions avec la matière des couches du détecteur interne. La quantité de matière apportée par le nouveau tube à faisceau et l'IBL représente seulement  $0.015 X_0$ . La taille des pixels dans l'IBL est de  $50 \times 250 \mu\text{m}^2$ , bien plus petit que dans les 3 autres couches.

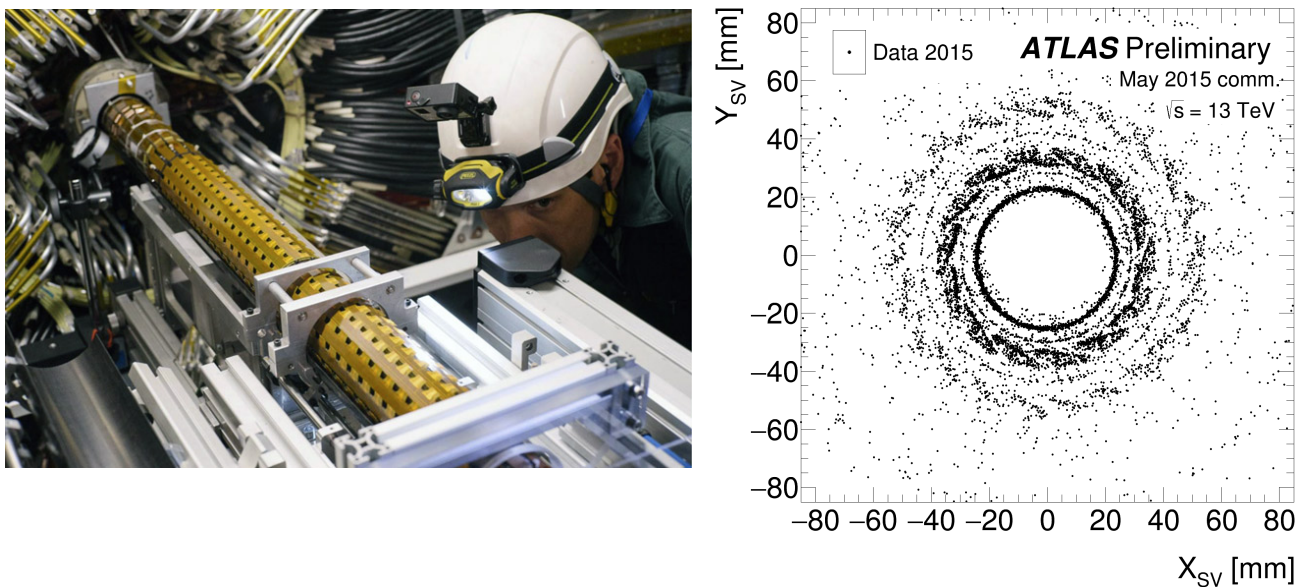


FIGURE 7.3 – Photographie de l'insertion de l'IBL (gauche) et positions des candidats vertex reconstruits des conversions dans la matière, où sont observables : le tube à faisceau (25 mm), (33 mm) et la 1<sup>ère</sup> couche du détecteur à pixels (50 mm) [3].

La géométrie d'ATLAS utilisée dans la simulation du détecteur inclut à présent l'IBL dont la contribution principale est l'amélioration de la résolution sur les paramètres d'impact transverse  $d_0$  et longitudinal  $z \sin \theta$  dans le cadre de la reconstruction des muons ou dans l'utilisation des traces pour la formation de jets. La Figure 7.4 illustre ce gain pour la variable  $d_0$  pour la géométrie du Run 1 et celle incluant l'IBL, où pour des traces de  $p_T \leq 10 \text{ GeV}$ , la résolution est améliorée de 30-50 %. Les mêmes distributions pour  $z \sin \theta$  montrent un gain de 50 % même à haute impulsion.

Les paramètres d'impact sont des variables utilisées dans les différents algorithmes d'étiquetage des jets de  $b$ , comme IP3D. Comme au Run 1, les résultats de ces programmes sont combinés dans



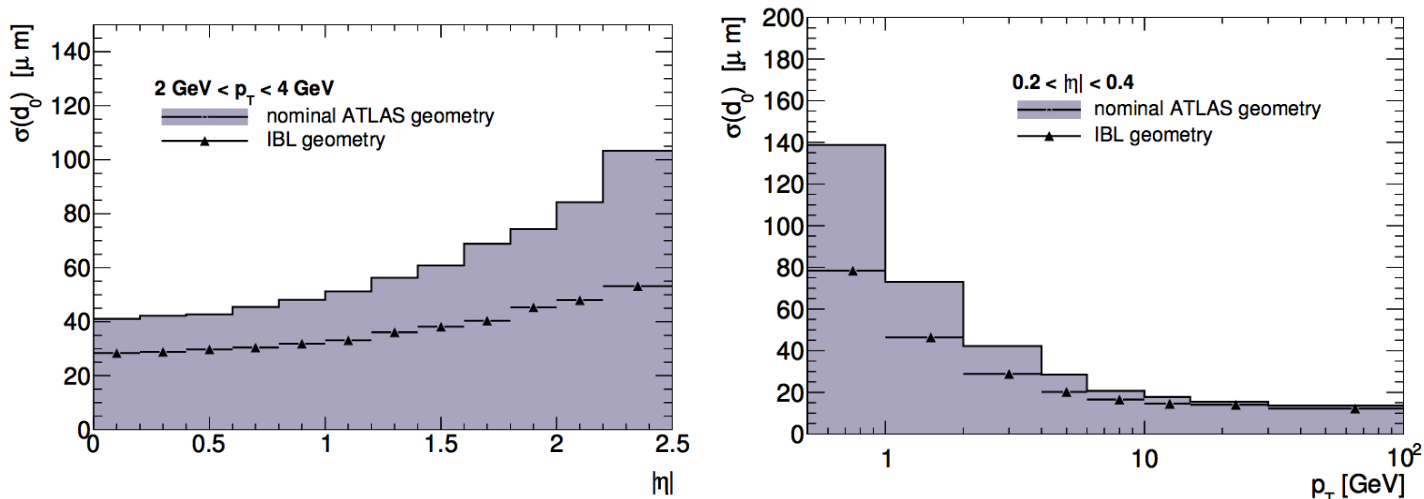


FIGURE 7.4 – Résolution sur le paramètre d’impact transverse  $d_0$  en fonction de  $\eta$  et  $p_T$  pour des traces d’événements  $t\bar{t}$  simulés sans pile-up, avec ou sans IBL [3].

un réseau de neurones à multivariables appelé MV2, entraîné sur des échantillons Monte-Carlo  $t\bar{t}$  comprenant différentes proportions de jets légers et lourds. Le point de fonctionnement par défaut est MV2c20, enrichi à 20 % de jets de  $c$ . Pour une efficacité d’étiquetage des jets de  $b$  de 70 %, le pouvoir de réjection des jets légers qui contaminent les échantillons est amélioré d’un facteur 4, comme montré Figure 7.5. Inversement, pour une contamination de jets légers fixée à celle du Run 1, l’efficacité de l’étiquetage des jets de  $b$  gagne 10 % ce qui, en termes d’événements sélectionnés, peut représenter jusqu’à 30 % d’acceptance en plus dans les événements à 2 jets de  $b$  à l’état final.

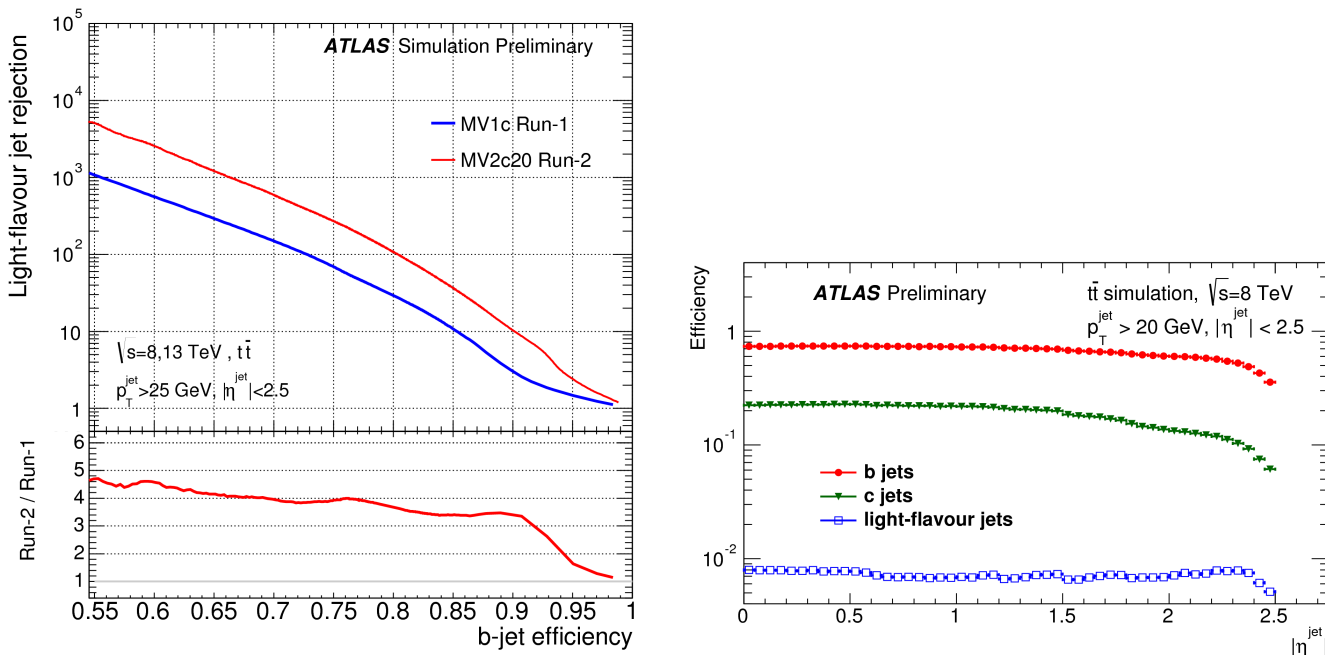


FIGURE 7.5 – Pouvoir de réjection des jets légers en fonction de l’efficacité de l’étiquetage des jets de  $b$  (gauche) et en fonction du  $p_T$  du jet, pour une efficacité fixée à 70 % dans chaque bin (droite) [6].

## 7.2 Gains sur la sensibilité attendue entre $\sqrt{s} = 8$ et 13 TeV

La montée en énergie du collisionneur se traduit directement par une ouverture de l'espace de phase et la possibilité de produire des quarks exotiques plus massifs. Une des conséquences est l'intérêt croissant pour les régimes accélérés dits, par anglicisme, "boostés", dans lesquels des processus bien connus, comme  $t\bar{t}$  ou  $t\bar{t}H$ , possèdent une signature modifiée : les produits de désintégration d'un quark top possédant une grande impulsion transverse ( $p_T \leq 300 - 400$  GeV) vont se trouver collimatés autour de la direction du top incident, avec typiquement, par exemple,  $\Delta R(\text{lep}, b\text{-jet}) \leq 1.0$ . Ainsi, au lieu de compter 3 jets dont un étiqueté b dans le cas d'un quark top hadronique, un top boosté peut donner soit 2 jets soit un seul jet, de masse importante. Des algorithmes d'études des sous-structures de ces jets lourds rendent possible d'étiqueter des jets de top. Si le régime boosté touche les produits de désintégration du quark top d'une masse  $m_t = 173$  GeV, c'est encore plus le cas pour ses partenaires exotiques d'une masse  $m_{T_{5/3}} \geq 800$  GeV, vu les masses mises en jeu. Dans la suite de ce chapitre, le cas des signatures boostées n'est pas considéré bien que l'intérêt de la communauté grandit autour de l'utilisation de cette topologie pour optimiser la sensibilité et améliorer les résultats obtenus avec des topologies non accélérées.

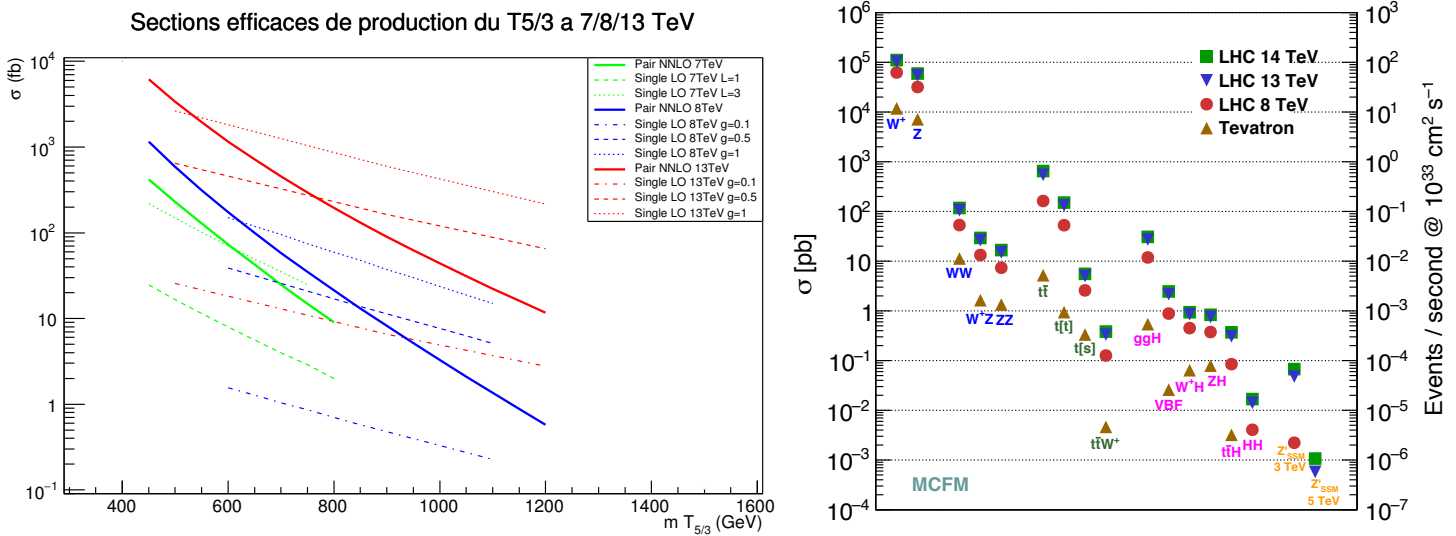


FIGURE 7.6 – Sections efficaces de productions simple et par paires du  $T_{5/3}$  à  $\sqrt{s} = 7, 8$  et 13 TeV en fonction de la masse du quark lourd pour différentes valeurs de couplage (gauche) et sections efficaces à différentes énergies pour de multiples processus standards (droite) [7].

La deuxième source évidente de gain de sensibilité entre  $\sqrt{s} = 8$  et 13 TeV vient de l'augmentation des sections efficaces de production des signaux exotiques recherchés par rapport aux processus du Modèle Standard considérés au LHC. La Figure 7.6 résume ceci pour les deux modes de production du  $T_{5/3}$  d'une part et pour les différents bruits SM d'autre part. Pour un quark exotique d'une masse de 800 GeV, le rapport  $\sigma_{13 \text{ TeV}} / \sigma_{8 \text{ TeV}}$  est de l'ordre de 10 et monte jusqu'à 20 à très haute masse, pour la production de paire. La production simple est augmentée d'un facteur 10-15 selon le couplage à basse masse et 20 à haute masse. Par comparaison, les bruits de fond considérés dans le canal 2 leptons de même signe sont  $t\bar{t}W$  (augmenté d'un facteur  $\sim 2.5 - 3$ ),  $WW/WZ/ZZ$



(multipliés par  $\sim 2 - 3$ ),  $t\bar{t}H$  ( $\times 4$ ),  $WH/ZH$  (quasiment doublé) et évidemment  $t\bar{t}$  sous la forme des faux leptons et des mauvaises reconstructions de la charge (augmenté par un facteur 4).

Le gain sur  $\frac{S}{B}$  est alors d'à peu près 3 et d'au moins 5 pour  $\frac{S}{\sqrt{B}}$ , selon l'estimateur choisi pour la sensibilité de l'analyse. Bien évidemment, les bruits instrumentaux dépendent de bien plus de variables que simplement la section efficace de  $t\bar{t}$ , comme par exemple de l'empilement des données et de la nouvelle résolution du détecteur à pixels. De plus, la cinématique des particules produites est différente en raison d'une augmentation de l'énergie disponible. Cette estimation très grossière permet, grâce à la Figure 7.6, d'avoir une idée des masses observables et donc des échantillons Monte-Carlo à générer pour l'analyse : en utilisant les fourchettes précédentes pour le bruit et le signal, l'amélioration du ratio  $\frac{S}{\sqrt{B}}$  de 8 TeV à 13 TeV en tenant compte de la luminosité est proportionnel à  $\frac{10-15}{\sqrt{3-4}} \sqrt{\frac{3.2}{20.3}} \sim 2 - 3.5$ . Au Run 1 ont été éliminées les sections efficaces de production supérieures à 35 fb, ce qui donnerait à peu près 70-120 fb de section efficace de production maximale à 13 TeV. Ainsi, on peut s'attendre, avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de données à 13 TeV à être capable d'observer ou d'exclure la production de paire de  $T_{5/3}$  jusqu'aux alentours de  $m_{T_{5/3}} \sim 850 - 950 \text{ GeV}$ .

## 7.3 Modélisation du signal et des bruits de fond

### 7.3.1 Signal exotique

Tout comme à  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , les deux modes de production du  $T_{5/3}$  sont considérés. La production de paires est simulée au niveau partonique à l'aide du générateur Monte-Carlo PROTOS [8], reposant sur le même modèle phénoménologique que celui utilisé à 8 TeV, c'est à dire un bi-doublet de 4 quarks exotiques ( $T, B, X, Y$ ), où  $X = T_{5/3}$ , suivant les mêmes règles de désintégrations que celles présentées au chapitre 2, et utilisant le même lagrangien et la même formule pour les largeurs des quarks lourds. Le modèle prend plusieurs paramètres libres :

- les masses des différents VLQ
- les rapports d'embranchement respectifs dans le cas du  $T$  et  $B$  dans les canaux  $W, Z$  et  $H$
- les constantes de couplage aux différents quarks pour chaque chiralité

À nouveau, l'hypothèse d'un couplage du  $T_{5/3}$  uniquement au quark top est fait et la production de paire étant insensible au couplage, des échantillons sont générés pour une constante de couplage  $g_{tR} = 0.1$ , pour les masses  $M(T_{5/3}) = 500, 700, 800, 900, 1000, 1100, 1200, 1400 \text{ GeV}$ . Le jeu de PDF utilisé est NNPDF v3.0 LO PDF, puis l'hadronisation est effectuée sous Pythia 8 à l'aide de la même PDF. La simulation du détecteur est faite sous Géant 4. La Table 7.2 donne les détails et sections efficaces NNLO issues de Top++ [9, 10]. La validité du générateur est vérifiée à l'aide de quelques points de masse et de couplage simulés dans les mêmes conditions qu'à 8 TeV, avec le modèle FeynRules VLQ UFO pour MadGraph5\_MC@NLO 2.2 et aucune différence sur les variables cinématiques et topologiques n'a été observé entre PROTOS et MadGraph5.

TABLE 7.2 – Échantillons Monte-Carlo pour le signal  $T_{5/3}$ . Les sections efficaces NNLO pour les paires sont issues de Top++, les autres étant LO.

Masse (GeV)	Générateur	PDF	Section efficace [fb]	Événements
Production de paires				
500	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	3 380	250k
700	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	455	500k
800	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	195	500k
900	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	90,0	500k
1000	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	43,8	500k
1100	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	22,3	500k
1200	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	11,7	500k
1400	PROTOS2.2+PYTHIA8	NNPDF23LO	6,3	250k
Production simple $g_{t_R} = 0.1$				
500	MG5+PYTHIA8	NNPDF30LO/NNPDF23LO	25,7	250k
900	MG5+PYTHIA8	NNPDF30LO/NNPDF23LO	6,58	250k
1200	MG5+PYTHIA8	NNPDF30LO/NNPDF23LO	2,77	250k

La production simple, quant à elle, a été simulée avec le modèle FeynRules VLQ UFO pour MadGraph5, comme à 8 TeV, pour seulement 3 points de masse  $M(T_{5/3}) = 500, 900$  et 1200 GeV, avec un couplage  $g_{t_R} = 0.1$  et une statistique suffisante de 250k événements. Ce modèle a été préféré au modèle PROTOS dans la perspective d'études futures sur l'effet du choix de la chiralité du quark exotique sur sa cinématique : en effet, le modèle MadGraph permet de choisir la répartition en VLQ de chiralité droite ou gauche, tandis que le générateur PROTOS est fixé pour seulement une chiralité droite. En raison d'une forte utilisation des ressources de la grille, seuls 3 points de masse pour un seul couplage ont été générés ; deux points additionnels à  $M(T_{5/3}) = 800$  et 1000 GeV sont en cours de simulation. La cinématique de la production simple est visiblement indépendante du couplage choisi, comme présenté à la fin de ce chapitre, ainsi à partir de ces 3 échantillons, il suffit d'opérer une extrapolation de la section efficace, tout en prenant en compte les effets de largeur, pour pouvoir étudier des plus forts couplages.

### 7.3.2 Bruits de fonds irréductibles

Les processus du bruit de fond irréductibles considérés sont les mêmes qu'à 8 TeV, avec quelques bruits très mineurs en plus :

- $t\bar{t}W$ +jets,  $t\bar{t}Z$ +jets and  $t\bar{t}W^+W^-$  sont simulés à l'ordre LO avec MadGraph\_aMC@NLO v5.2, désintégrés puis hadronisés avec Pythia v8.1. Les sections efficaces pour  $t\bar{t}W/Z$ +jets sont renormalisés à l'ordre NLO ;
- $t\bar{t}H$  est simulé avec un boson de Higgs désintégré inclusivement et les quarks top dans les canaux dileptoniques, semileptoniques ou hadroniques, avec MadGraph\_aMC@NLO v5.2 à l'ordre LO puis désintégré et hadronisé avec Herwig++ v2.7. De même, les sections efficaces sont renormalisées à l'ordre NLO ;

- les bruits rares  $t\bar{t}t(\bar{t})$  sont générés au LO avec MadGraph\_aMC@NLO v5.2 puis Pythia v8.1. ;
- les dibosons  $ZW$  et  $WW$  sont générés à l'ordre NLO avec Sherpa v2.1.1 ;
- les tribosons  $WWW$ ,  $ZWW$ ,  $ZZW$  et  $ZZZ$  sont aussi simulés avec Sherpa v2.1.1 ;
- la production de  $VH$  ( $= WH$  et  $ZH$ ) est faite avec Pythia v8.

La réponse du détecteur est simulée ensuite soit par simulation complète Géant 4 soit par simulation rapide AtlFast2. La Table 7.3 regroupe ces échantillons et les sections efficaces associées.

TABLE 7.3 – Échantillons Monte-Carlo pour les bruits irréductibles du Modèle Standard. Un K-facteur valant 1 signifie que la simulation a été faite à l'ordre NLO.

Processus	Générateur	PDF	Section efficace [fb]	K-facteur LO→NLO
$t\bar{t}$ +boson(s)				
$t\bar{t}W$ excl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	176,56	1.247
$t\bar{t}Wj$ excl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	140,62	1.247
$t\bar{t}Wjj$ incl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	136,8	1.247
$t\bar{t}Z \rightarrow t\bar{t}ee$ excl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	8,82	1.2
$t\bar{t}Zj \rightarrow t\bar{t}eej$ incl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	14,38	1.2
$t\bar{t}Z \rightarrow t\bar{t}\mu\mu$ excl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	8,84	1.2
$t\bar{t}Zj \rightarrow t\bar{t}\mu\mu j$ incl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	14,38	1.2
$t\bar{t}Z \rightarrow t\bar{t}\tau\tau$ excl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	9,02	1.2
$t\bar{t}Zj \rightarrow t\bar{t}\tau\tau j$ incl.	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	14,64	1.2
$t\bar{t}H$				
$t\bar{t}H$ dilep.	AMCAtNLO+HERWIG++	CT10	53,6	1.00
$t\bar{t}H$ semilep.	AMCAtNLO+HERWIG++	CT10	508,5	1.00
$t\bar{t}H$ allhadr	AMCAtNLO+HERWIG++	CT10	508,5	1.00
Dibosons $VV$				
$ZZ \rightarrow lll$	SHERPA	CT10	12 764	0.91
$ZW^- \rightarrow ll\nu$ SF	SHERPA	CT10	1 844,2	0.91
$ZW^- \rightarrow ll\nu$ OF	SHERPA	CT10	3 625,4	0.91
$ZW^+ \rightarrow ll\nu$ SF	SHERPA	CT10	2 561,8	0.91
$ZW^+ \rightarrow ll\nu$ OF	SHERPA	CT10	5 024,8	0.91
$WW \rightarrow ll\nu jj$ EW4	SHERPA	CT10	25,80	0.91
$WW \rightarrow ll\nu jj$ EW6	SHERPA	CT10	43,0	0.9
$ZW \rightarrow ll\nu jj$ EW6	SHERPA	CT10	42,02	0.91
$ZZ \rightarrow lll jj$ EW6	SHERPA	CT10	31,50	0.91
$gg \rightarrow lll$	SHERPA	CT10	20,93	0.91
Tribosons $VVV$				
$WWW \rightarrow l\nu l\nu l\nu$	SHERPA	CT10	8,34	1.00
$WWZ \rightarrow l\nu l\nu ll$	SHERPA	CT10	1,73	1.00
$WWZ \rightarrow l\nu l\nu \nu\nu$	SHERPA	CT10	3,43	1.00
$WZZ \rightarrow l\nu llll$	SHERPA	CT10	0,22	1.00
$WZZ \rightarrow l\nu ll\nu\nu$	SHERPA	CT10	1,92	1.00
$ZZZ \rightarrow llllll$	SHERPA	CT10	$\leq 0,01$	1.00
$ZZZ \rightarrow llll\nu\nu$	SHERPA	CT10	0,44	1.00
$VH$				
$WH, W \rightarrow \text{Any}, H \rightarrow \text{incl}$	PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	1 102,1	1.00
$ZH, Z \rightarrow \text{Any}, H \rightarrow \text{incl}$	PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	600,7	1.00
Bruits rares				
$t\bar{t}t$	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	1,64	1.00
$t\bar{t}t\bar{t}$	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	9,16	1.0042
$t\bar{t}WW$	MG 5+PYTHIA 8	NNPDF2.3LO	8,10	1.2231

### 7.3.3 Bruits de fonds réductibles : méthode matricielle de vraisemblance

Quant aux deux sources de bruits réductibles, les principes d'estimation depuis les données sont similaires, avec toutefois un changement de méthode pour les faux leptons et les leptons secondaires (pour alléger le texte, on ne parlera que de "faux leptons"). La méthode matricielle présentée au chapitre précédent utilise des efficacités de faux leptons paramétrées en fonction de :  $p_{T,\mu}, |\eta_\mu|$  et  $\min \Delta R(\mu - jet)$  pour les muons et  $p_{T,jet}, |\eta_{el}|$  et  $\min \Delta R(el - jet)$  pour les électrons. L'utilisation du  $p_T$  du jet au lieu de l'électron ne semble pas naturel, ainsi, avec les données 2015, la même méthode de paramétrisation 1D est appliquée mais avec  $p_{T,el}$ . Les tests de validation donnent alors des nombres négatifs d'événements attendus. Une paramétrisation 2D de l'efficacité en fonction de  $p_{T,el}$  et  $|\eta_{el}|$  résout cela. Néanmoins, les critères de qualité associés à la sélection des électrons ainsi que la faible statistique font diverger l'inversion de la matrice : en cause, le fait que les probabilités qu'un vrai ou faux lepton passe la sélection Stricte  $v$  et  $f$  ne doivent pas être trop proches pour assurer la stabilité de la méthode, ce qui était le cas au Run 1 et ne l'est plus avec les sélections du Run 2.

La nouvelle méthode utilisée, la méthode de vraisemblance de Poisson [11], inspirée de la méthode matricielle classique qui donne un poids par événement, calcule une seule valeur des probabilités  $\langle v \rangle$  et  $\langle f \rangle$  en moyennant les produits de coefficients ( $\langle vv \rangle$ ,  $\langle vf \rangle$  et  $\langle ff \rangle$ ) pour tous les événements de l'échantillon, ce qui dilue les cas spécifiques des électrons pour lesquels  $v \sim f$ . Les régions utilisées pour extraire  $v$  et  $f$  pour chaque lepton (avant d'être moyennés) sont résumées Table 7.4, où les cas  $n_{b-jet} = 0$  et  $n_{b-jet} \geq 1$  sont différenciés.

TABLE 7.4 – Régions de contrôles enrichies en vrais/faux leptons pour  $e$  et  $\mu$ .

Mesure	$n_{b-jet}$	Autre coupure
$r(e^\pm)$	$= 0 / \geq 1$	MET > 150 GeV
$f(e^\pm)$	$= 0 / \geq 1$	$m_T(W) < 20$ GeV et MET + $m_T(W) < 60$ GeV
$r(\mu^\pm)$	$= 0 / \geq 1$	$m_T(W) > 100$ GeV
$f(\mu^\pm)$	$= 0 / \geq 1$	$d_0/\sigma_{d_0} > 5$

Les nombres  $N_{v,v}$ ,  $N_{v,f}$ ,  $N_{f,v}$  et  $N_{f,f}$ , qui sont ce que l'on cherche, au lieu d'être calculés par inversion d'une matrice sont à présent considérés comme des paramètres d'optimisation : en effet, pour une valeur quelconque de ces paramètres, connaissant  $\langle v \rangle$  et  $\langle f \rangle$ , il est possible par la méthode matricielle normale de calculer les nombres d'événements avec des leptons Stricts/Relâchés présents dans l'échantillon considéré,  $N_{SS,calc}$ ,  $N_{SR,calc}$ ,  $N_{RS,calc}$  et  $N_{RR,calc}$ , nombres dont la vraie valeur mesurée directement dans l'échantillon est par ailleurs connue,  $N_{S,S}$ ,  $N_{S,R}$ ,  $N_{R,S}$  et  $N_{R,R}$ . Ainsi, l'idée est de maximiser la probabilité suivante :

$$\mathcal{P} = P(N_{S,S}|N_{SS,calc}) \times P(N_{S,R}|N_{SR,calc}) \times P(N_{R,S}|N_{RS,calc}) \times P(N_{R,R}|N_{RR,calc}) \quad (7.1)$$

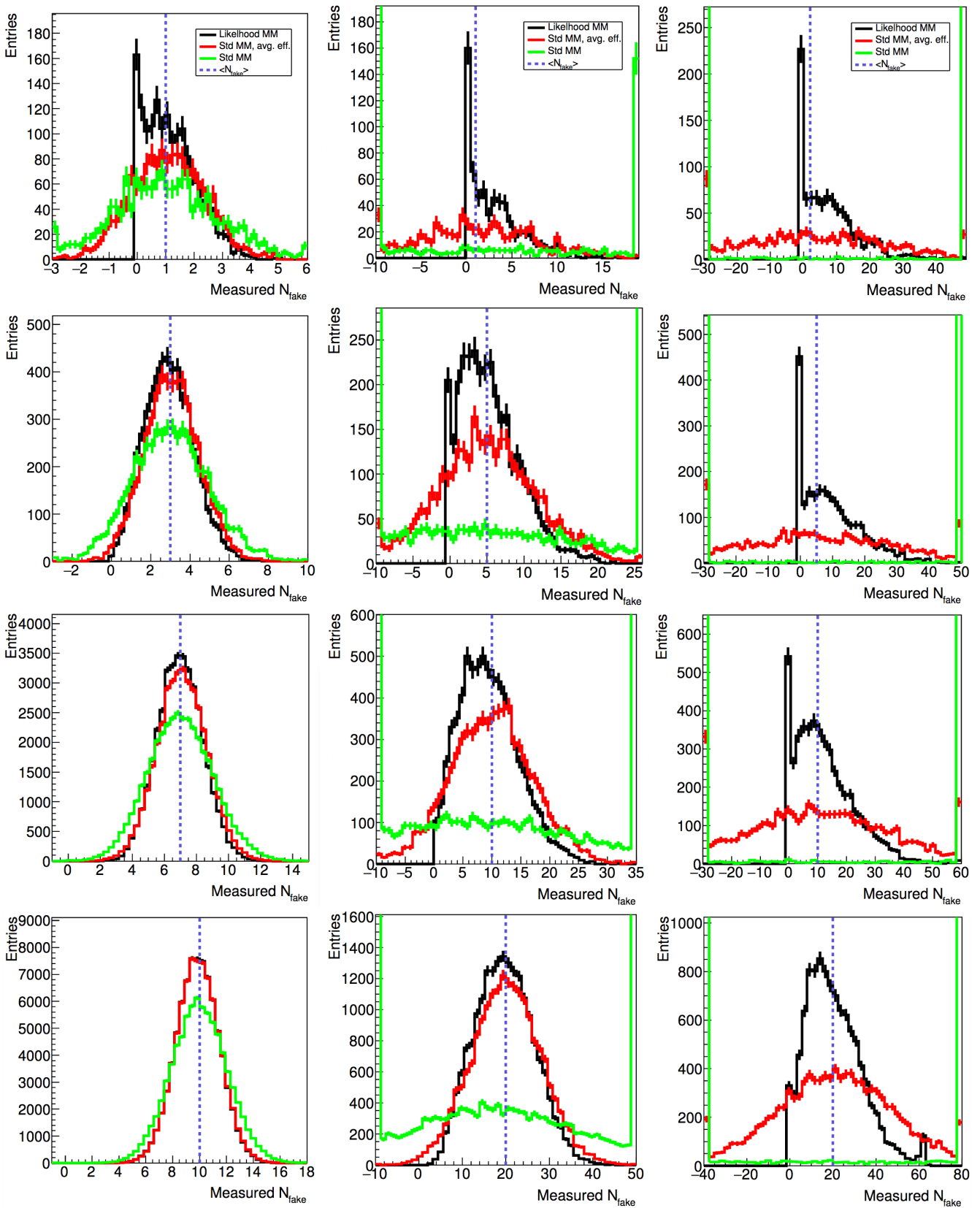


FIGURE 7.7 – Comparaison de la méthode matricielle (vert) à la méthode moyennée (rouge) et à la méthode de vraisemblance de Poisson (noir) pour différents nombres de faux leptons simulés dans le cas  $v \sim 0.9$  et  $f \sim 0.2$  (gauche),  $v \sim 0.9$  et  $f \sim 0.5$  (milieu) et  $v \sim 0.9$  et  $f \sim 0.7$  (droite) [11].

Ainsi, le nombre de faux leptons est donc la somme  $N_{v,f} + N_{f,v} + N_{f,f}$  des meilleures valeurs trouvées par optimisation. Cette méthode a pour avantage d'être robuste y compris à faible statistique, mais sa contrepartie est qu'elle ne donne pas un poids par événement, mais doit être appliquée pour chaque bin de chaque distribution. Les Figures 7.7 montrent un test qui compare la méthode matricielle classique à une méthode matricielle où les coefficients sont moyennés et enfin à la méthode matricielle de vraisemblance de Poisson, pour différentes valeurs de nombre de faux leptons (faible statistique et grande statistique). Il est visible que dans le cas où les valeurs de  $v$  et  $f$  sont très éloignées, comme au Run 1, la méthode matricielle classique donne des résultats cohérents, avec quelques fluctuations à faible statistique. Par contre, dès que  $v$  et  $f$  se rapprochent, comme dans le deuxième cas, il apparaît clairement qu'elle n'est plus du tout fonctionnelle et que seule la méthode matricielle de Poisson peut estimer correctement les faux leptons.

TABLE 7.5 – Comparaison entre la méthode matricielle classique 2D et la nouvelle méthode.

Canal	2D dégradée	2D classique	Poisson
$SSee$	$39.0 \pm 7.1$	$4.1 \pm 4.1$	$29.5 \pm 5.7$
$SSe\mu$	$79.6 \pm 7.5$	$56.4 \pm 7.6$	$81.1 \pm 7.5$
$SS\mu\mu$	$31.3 \pm 4.6$	$30.2 \pm 4.5$	$31.3 \pm 2.9$
$eee$	$1.7 \pm 1.3$	$2.5 \pm 1.3$	$3.3 \pm 1.2$
$ee\mu$	$6.9 \pm 2.1$	$5.1 \pm 1.7$	$5.9 \pm 1.8$
$e\mu\mu$	$5.6 \pm 1.7$	$5.1 \pm 1.8$	$6.5 \pm 1.8$
$\mu\mu\mu$	$0.4 \pm 0.9$	$0.4 \pm 0.9$	$1.8 \pm 1.1$

L'analyse est encore en développement mais les résultats de cette méthode sont prometteurs. La Table 7.5 montre pour la région de contrôle  $100 \leq H_T \leq 400$  GeV le nombre estimé de faux leptons dans les canaux leptoniques respectivement pour la méthode matricielle à 2D avec une sélection dégradée (pour que  $f \ll v$ ), avec la sélection classique et pour la méthode de vraisemblance de Poisson avec la sélection classique. Cette dernière méthode donne des résultats proches de la méthode matricielle 2D dégradée, qui n'est pas formellement correcte car a des incohérences locales (dans le pic du Z notamment) mais globalement acceptable.

Comme au Run 1, les faux leptons sont associés à une grande erreur systématique provenant de différentes variations : sur les coupures de sélection des 4 régions de contrôle utilisées pour calculer les taux de faux et vrais leptons (électrons et muons), les erreurs statistiques associées à ces régions ainsi que la modélisation du bruit de fond de vrais leptons soustrait des régions de faux leptons. Une estimation de l'erreur systématique à  $\pm 54\%$  permet de couvrir ces sources d'incertitudes ainsi que la transition des régions de contrôle aux régions de signal.

### 7.3.4 Erreur de reconstruction de la charge de l'électron

L'estimation de la probabilité de se tromper sur la charge de l'électron, strictement identique au Run 1, dépend de la méthode utilisée pour calculer les faux leptons. En effet, sous le pic du Z où sont extraites les paires de même signe et de signes opposés, les contributions des faux leptons doivent être soustraites. L'effet de la soustraction est surtout visible pour les électrons centraux de faible  $p_T$ , pour lesquels le taux d'inversion de charge est divisé par un facteur 5-10 après cette opération, comme l'illustre la Figure 7.9 (droite) pour des électrons de  $p_T \in [25, 50]$  GeV. Les probabilités obtenues sont montrées Figure 7.8. Dans l'ensemble, celles-ci sont similaires à celles obtenues au Run 1 avec la même méthode, présentées Figure 7.8.

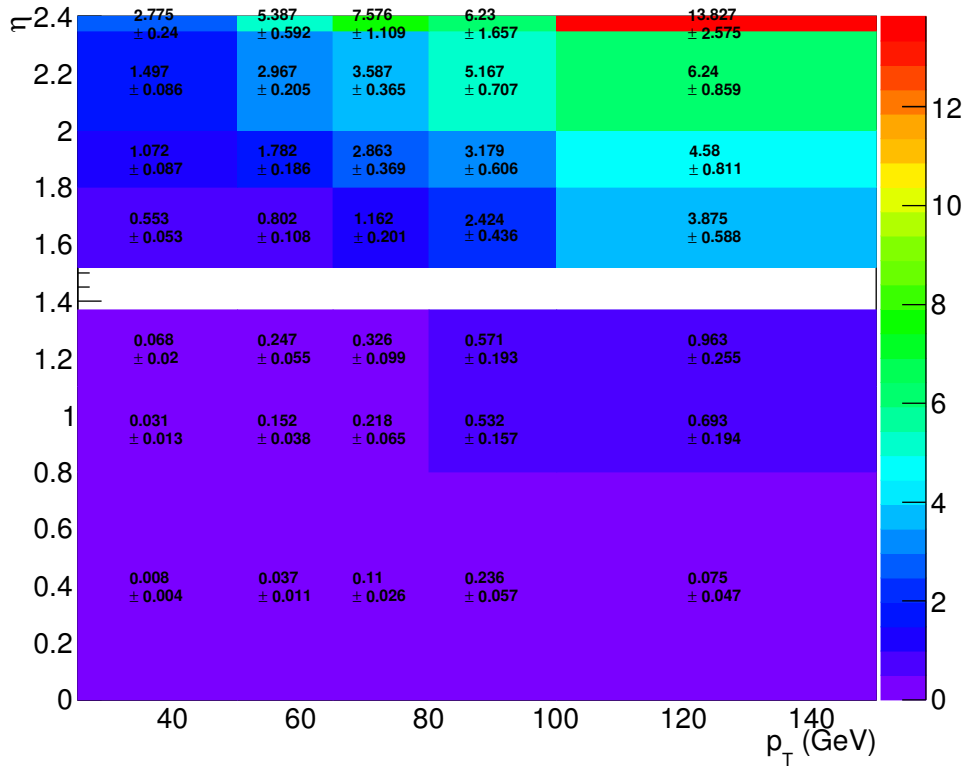


FIGURE 7.8 – Probabilité (en %) d'inverser la charge d'un électron en fonction de  $p_T$  et  $|\eta|$ . La bande vide correspond à la zone du crack du calorimètre  $[1.37, 1.52]$ .

Un test de validation de l'estimation est effectuée en appliquant ces taux aux événements avec deux leptons de signes opposés sous le pic du Z pour prédire le nombre de paires de même signe et le comparer à des simulations Monte-Carlo. La Figure 7.9 (gauche) illustre la vérification dans les données, où le petit décalage à gauche de la prédiction provient de la perte d'énergie dans les conversions tridents : la masse invariante ne reconstruit qu'une partie de la masse du Z. Les systématiques associées proviennent de 4 sources : l'incertitude statistique de la méthode de vraisemblance, le choix de la région du Z ( $[81, 101]$  GeV par défaut), une comparaison avec une méthode complémentaire basée sur la vérité et enfin le nombre de fakes soustraits. Toutes ces contributions

sont sommées quadratiquement en un  $\Delta\epsilon$  pour chaque bin en  $\eta$  et  $p_T$  et la variation systématique du nombre d'événements de charge mal reconstruite est calculée en appliquant un poids  $w \pm \Delta w$  où  $\Delta w$  agrège les incertitudes sur les probabilités de chaque électron ainsi :

$$w = \frac{\epsilon_{e_1} + \epsilon_{e_2} - 2\epsilon_{e_1}\epsilon_{e_2}}{1 - \epsilon_{e_1} - \epsilon_{e_2} + 2\epsilon_{e_1}\epsilon_{e_2}} \quad \text{et} \quad \Delta w = \frac{|1 - 2\epsilon_{e_1}|\Delta\epsilon_{e_2} + |1 - 2\epsilon_{e_2}|\Delta\epsilon_{e_1}}{(1 - \epsilon_{e_1} - \epsilon_{e_2} + 2\epsilon_{e_1}\epsilon_{e_2})^2} \quad (7.2)$$

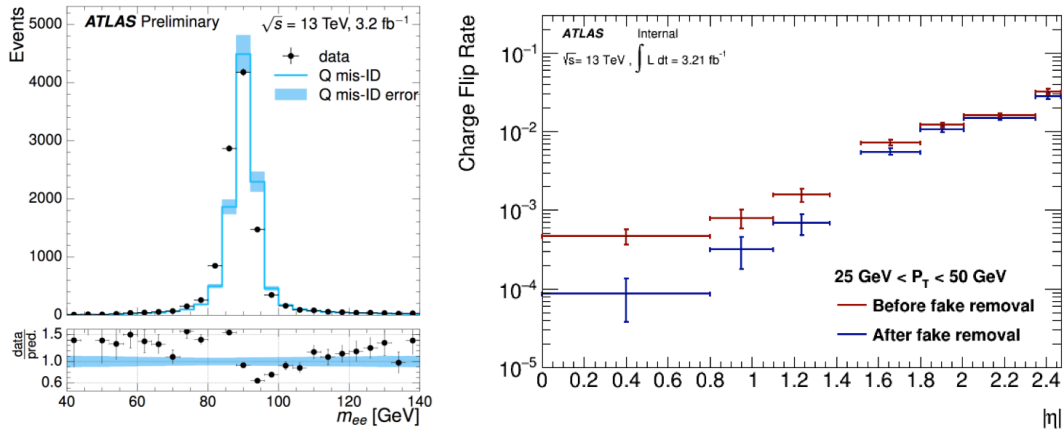


FIGURE 7.9 – Masse invariante de la paire d'électrons de signes opposés auxquels sont appliqués les taux de mauvaise reconstruction de la charge, pour valider la méthode dans le pic du Z (gauche) et probabilités d'inversion de la charge avec ou sans soustraction des faux leptons (droite).

## 7.4 Sélection et comparaison dans les régions de contrôle

Dans la perspective d'aller au plus vite à un résultat à 13 TeV, les grandes lignes de l'analyse n'ont pas été modifiées. Seuls quelques détails sont différents, à savoir :

- les triggers utilisés : il s'agit de HLT\_mu20\_loose\_L1MU15 et HLT\_mu50, respectivement pour les muons de bas et haut  $p_T$  ; et de HLT\_e24\_lhmedium\_L1EM20VH, HLT\_e60\_lhmedium et HLT\_e120\_lhloose pour les électrons de différentes gammes en  $p_T$ . La différence avec l'analyse du Run 1 vient essentiellement du changement seuils en  $p_T$  pour les muons (24 GeV et 36 GeV à 8 TeV contre 20 GeV et 50 GeV à 13 TeV) et l'ajout d'un trigger à haut  $p_T$  pour les électrons (24 GeV, 60 GeV et 120 GeV). De plus, pour les électrons, les triggers ne comportent plus de coupures d'isolation.
- la définition des objets : pour chaque lepton, deux qualités sont définies, MM-tight et MM-loose, pour la méthode matricielle, qui correspondent aux sélections Strictes et Relâchées. En plus de coupures en  $p_T$  et  $|\eta|$ , des coupures sur les paramètres d'impact des traces sont utilisées. De plus, comme dans l'algorithme d'ATLAS les cellules du calorimètre peuvent être associées à deux objets (électron, jet, muon) dont les reconstructions ne sont pas exclusives, il



est nécessaire de vérifier s'il y a un recouvrement de ces objets et, dans ce cas, supprimer l'un de ces objets pour choisir la reconstruction associée à ces cellules. Cette procédure a quelque peu changé au Run 2. Enfin, la qualité requise pour les muons de la sélection MM-loose (utilisée pour estimer les faux leptons) est passée à medium, rejetant par exemple les muons n'ayant pas de trace dans le spectromètre mais dans le calorimètre.

Ceci est résumé dans la Figure 7.10.

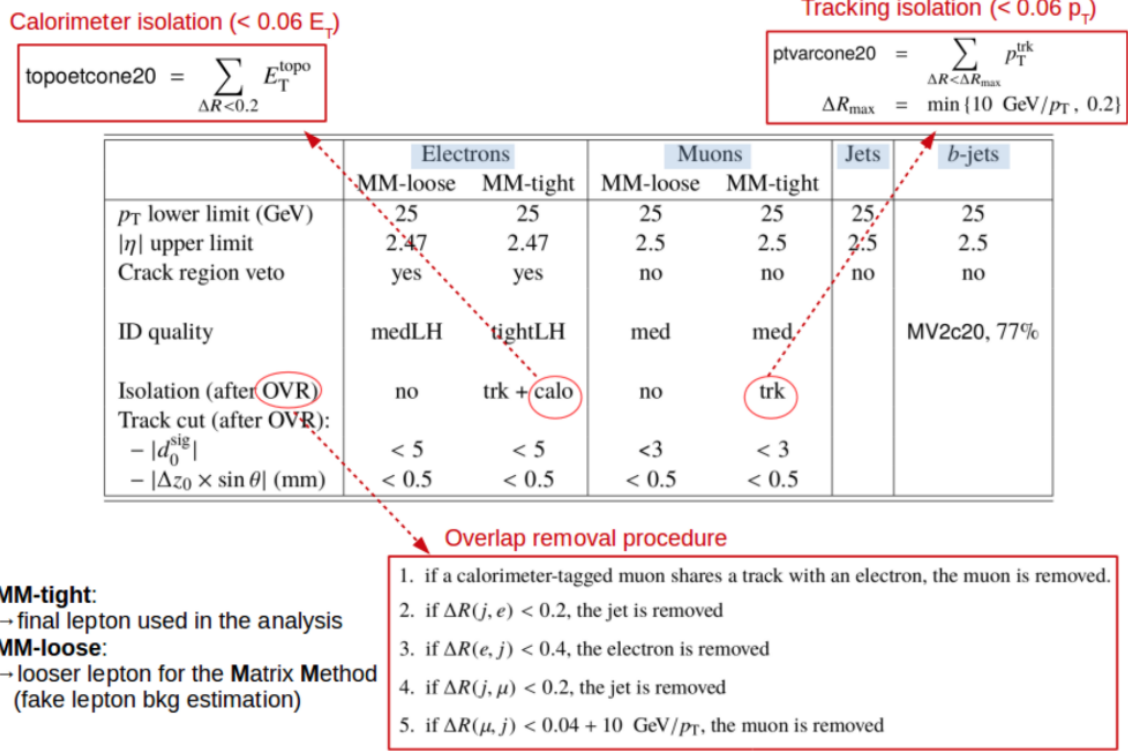


FIGURE 7.10 – Définition des objets utilisés dans l'analyse à 13 TeV (crédits : R. Madar).

- l'étiquetage des jets de *b* : comme expliqué en introduction, un nouveau réseau de neurones est utilisé, MV2, enrichi en jets de *c* à 20 %, avec un point de fonctionnement tel que l'efficacité globale de l'étiquetage est de 77 %.

Avant de pouvoir regarder les résultats dans les régions proches du signal, les données sont voilées. Les accords et désaccords entre données et bruit de fond sont étudiés dans des régions de contrôle (identiques au Run 1) dont la validation est nécessaire pour dévoiler les zones de signal. Les régions considérées sont :  $100 \leq H_T \leq 400$  GeV pour  $n_{b\text{-jet}} = 0$  et  $n_{b\text{-jet}} \geq 1$ . Des distributions sont montrées Figures 7.11 et 7.12 à la page suivante dans ces régions, où seules les erreurs statistiques sont représentées. La région sans jet de *b* permet d'étudier les bruits de fond provenant des dibosons, dans le canal  $\mu\mu$ , malgré la composante des faux leptons. Dans l'ensemble, l'accord entre les données et les prévisions est satisfaisant à l'exception de quelques désaccords locaux, comme le déficit en nombre de jets. L'ajout des erreurs systématiques, avec 54 % d'incertitude sur les faux leptons majoritaires ici, couvre ces désaccords. En revanche, dans la région avec au moins 1 jet de *b*, l'accord est plutôt bon. Les canaux *ee* et *eμ* sont composés uniquement de bruits instrumentaux dont les variations systématiques, non représentées, devraient couvrir les désaccords dans la multi-

plicité des jets (l'incertitude sur la mauvaise reconstruction de la charge est en moyenne de l'ordre de 25 %). Le canal  $\mu\mu$  quant à lui contient des contributions des dibosons et de  $t\bar{t}W$ , bien que dominé par les faux leptons : les distributions montrent ici un très bon accord dans les barres d'erreurs.

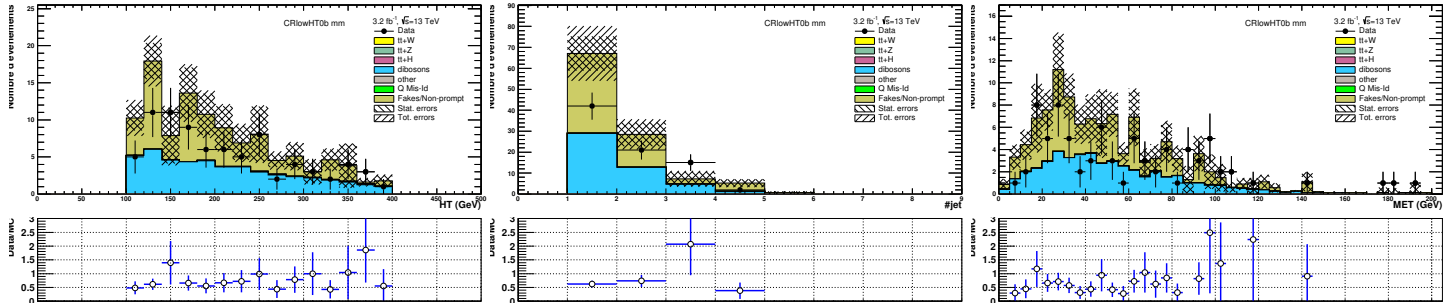


FIGURE 7.11 – Distributions de  $H_T$ , du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante dans le canal  $\mu\mu$  de la région de contrôle à faible  $H_T$  et 0 jets de  $b$ .

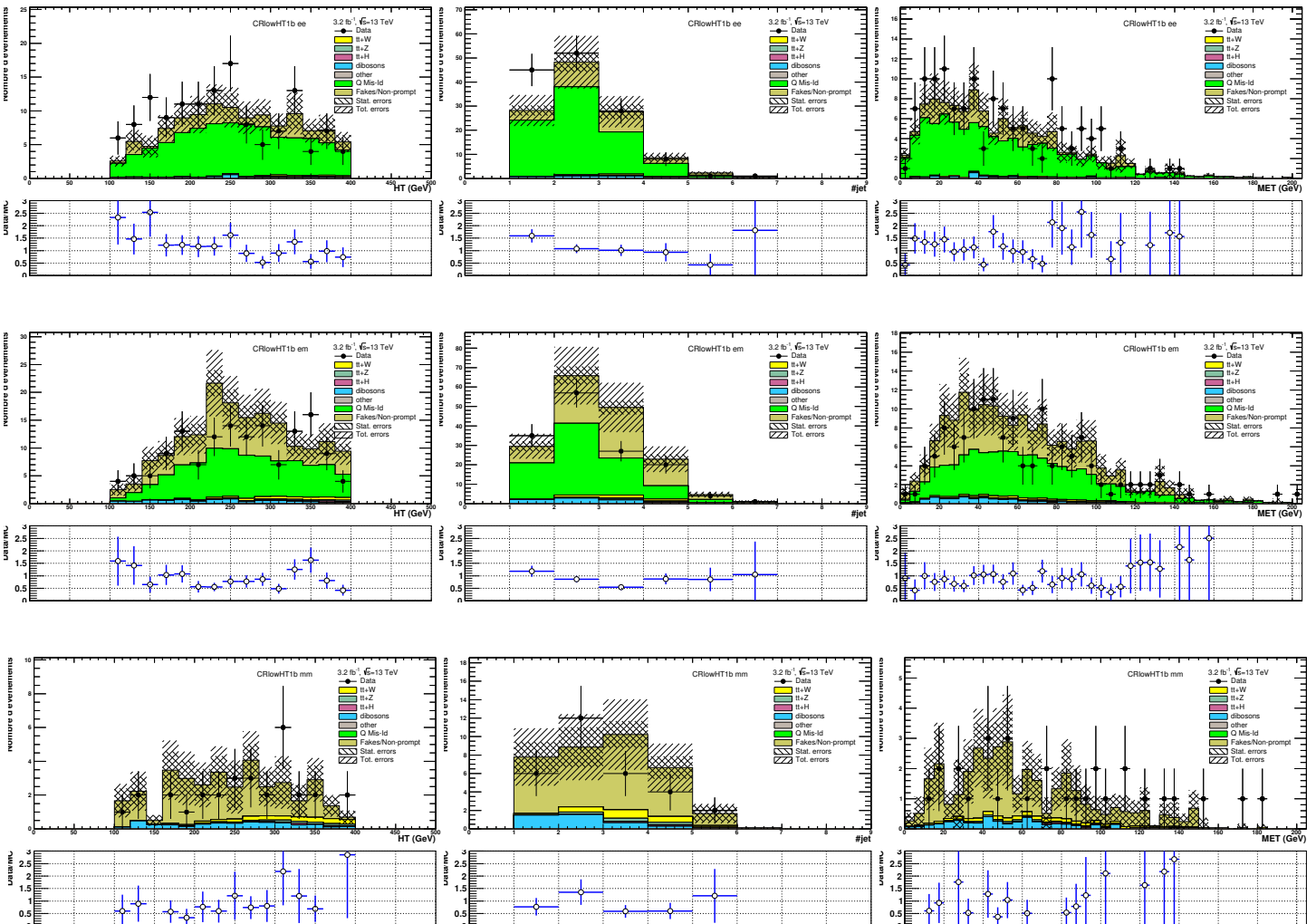


FIGURE 7.12 – Distributions de  $H_T$ , du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante dans les canaux dileptoniques de la région de contrôle à faible  $H_T$  et au moins 1 jet de  $b$ .

La Table 7.6 résume les nombres d'événements attendus pour le bruit de fond et ceux observés dans les données pour les régions de contrôle décrites ci-dessus.

TABLE 7.6 – Validations du bruit de fond dans les régions à faible  $H_T$  par rapport aux données observées. Les incertitudes systématiques ne sont pas incluses dans ces résultats.

Échantillon	"faible $H_T+1b$ "			"faible $H_T+0b$ "
	$ee$	$e\mu$	$\mu\mu$	$\mu\mu$
$VV$	$2.9 \pm 0.5 \pm 0.9$	$7.5 \pm 0.5 \pm 2.3$	$4.0 \pm 0.4 \pm 1.2$	$46.9 \pm 1.2 \pm 14.7$
$ttW/Z(W)$	$2.0 \pm 0.2$	$5.8 \pm 0.1 \pm 0.4$	$3.4 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.1$
$t\bar{t}H$	$0.4 \pm 0.1$	$1.3 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$	0.1
$VVV$	$0.01 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01$	$0.03 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.03$
<i>Fake</i>	$26.2 \pm 5.6 \pm 11.3$	$76.0 \pm 7.1 \pm 32.7$	$27.3 \pm 3.1 \pm 11.8$	$60.2 \pm 13.0 \pm 7.8$
<i>Qmis - id</i>	$84.0 \pm 1.8 \pm 21.0$	$82.9 \pm 1.6 \pm 20.7$	–	–
Bruit tot.	$115.6 \pm 5.9 \pm 24.6$	$173.6 \pm 7.3 \pm 39.5$	$35.2 \pm 3.1 \pm 12.2$	$108.3 \pm 13.0 \pm 21.1$
Données	135	144	30	80

## 7.5 Optimisation des régions de signal

Avec l'augmentation de l'énergie au centre de masse, il serait naturel de s'attendre à devoir modifier les coupures qui définissent les différentes régions de signal. La stratégie du groupe est d'optimiser les coupures en  $H_T$  mais de ne pas modifier les autres coupures, toujours dans l'idée de reproduire une analyse très similaire au Run 1. La Figure 7.13 montre l'évolution de la variable  $H_T$  pour un point de masse donné (800 GeV) entre 8 TeV et 13 TeV ainsi que pour plusieurs points de masse à 13 TeV. Il est nettement visible que la distribution qui piquait autour de 1 TeV au Run 1, pique désormais vers 1.5 TeV. De même, en passant d'une masse  $m_{T_{5/3}} = 600$  GeV à 1000 GeV, le pic se déplace de 0.8 TeV à 1.7 TeV. Cet effet est visible pour toutes les productions de paires de quarks exotiques lourds ( $TT$ ,  $BB$  et  $T_{5/3}T_{5/3}$ ). De plus, le nombre de jets attendus pour le bruit de fond est plus faible que pour le signal, il est donc intéressant de vérifier l'impact de cette coupure.

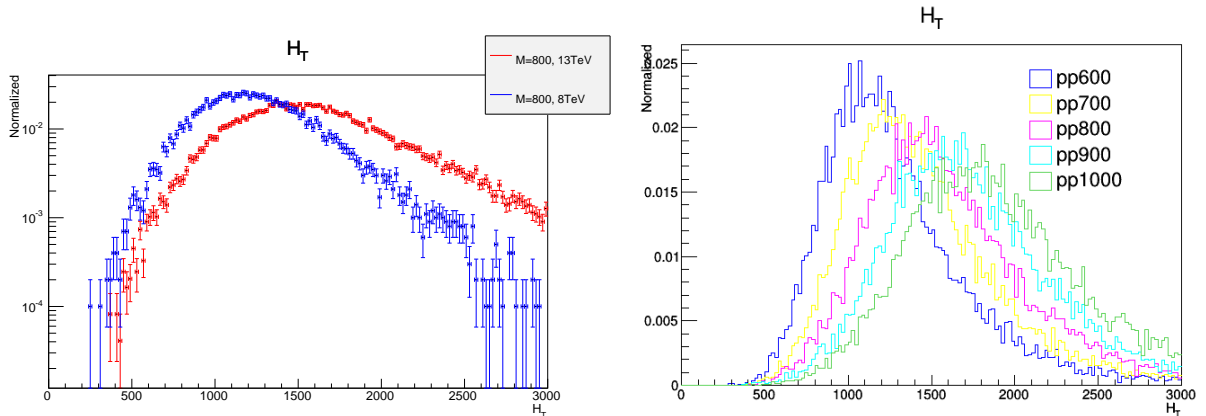


FIGURE 7.13 – Distribution de  $H_T$  pour une production de paires de  $T_{5/3}$  à 8 et 13 TeV (gauche) et évolution de cette distribution en fonction de la masse du quark lourd à 13 TeV (droite).

Les régions de signal, sont définies selon une catégorisation orthogonales en nombre de jets, de jets de b, en énergie transverse manquante et en  $H_T$ . Les coupures  $H_{T,1}$  et  $H_{T,2}$  ainsi que le nombre de jets requis  $N_{j_1}$  sont les variables à optimiser, comme résumé dans la Table 7.7.

TABLE 7.7 – Catégorisation des régions de signal avec les coupures à optimiser.

Définition		Nom	
$e^\pm e^\pm + e^\pm \mu^\pm + \mu^\pm \mu^\pm + eee + ee\mu + e\mu\mu + \mu\mu\mu, N_j \geq N_{j_1}$			
$H_{T,1} < H_T < H_{T,2}$ GeV	$N_b = 1$	$E_T^{miss} > 40$ GeV	SRVLQ0
	$N_b = 2$		SRVLQ1
	$N_b \geq 3$		SRVLQ2
$H_T \geq H_{T,2}$ GeV	$N_b = 1$	$40 < E_T^{miss} < 100$ GeV	SRVLQ3
	$N_b = 1$	$E_T^{miss} \geq 100$ GeV	SRVLQ4
	$N_b = 2$	$40 < E_T^{miss} < 100$ GeV	SRVLQ5
	$N_b = 2$	$E_T^{miss} \geq 100$ GeV	SRVLQ6
	$N_b \geq 3$	$E_T^{miss} > 40$ GeV	SRVLQ7

Grâce aux échantillons du bruit de fond et du signal, pour chaque région de signal est calculée une valeur de signficance  $\sigma_i = \frac{S}{\sqrt{B}}$  pour un signal constitué de la production de paires de  $T_{5/3}$  de masse 900 GeV. Les significances sont alors sommées quadratiquement pour avoir une estimation de la sensibilité totale de la catégorisation. Différentes valeurs de  $H_{T,1}$  et  $H_{T,2}$  sont étudiées, ainsi que l'augmentation de la coupure sur le nombre de jets (initialement à 2). Les résultats, résumés Figure 7.14, donnent une sensibilité maximale de  $1.8 \sigma$  avec les coupures par défaut mais aucun gain n'est observé en faisant varier ces valeurs. Cela justifie de conserver les mêmes régions qu'au Run 1. Bien évidemment, une méthode plus complète serait de maximiser la limite d'exclusion attendue pour chaque jeu de coupures.

$H_{T1}$										
$\geq 700$ GeV				0.18 0.27	0.17 0.25	0.16 0.23	0.16 0.22	0.16 0.23	0.16 0.23	
$\geq 600$ GeV			0.21 0.31	0.19 0.29	0.17 0.28	0.17 0.25	0.16 0.24	0.16 0.24	0.17 0.25	
$\geq 500$ GeV		0.22 0.39	0.21 0.39	0.23 0.34	0.19 0.31	0.18 0.29	0.17 0.28	0.17 0.27	0.18 0.26	
$\geq 400$ GeV	0.28 1.79	0.26 0.98	0.25 0.73	0.23 0.58	0.21 0.48	0.19 0.42	0.19 0.38	0.19 0.36	0.19 0.35	
$N_j \geq 3$										
$N_j \geq 2$	$\geq 700$	$\geq 800$	$\geq 900$	$\geq 1000$	$\geq 1100$	$\geq 1200$	$\geq 1300$	$\geq 1400$	$\geq 1500$	$H_{T2}$

FIGURE 7.14 – Significane combinée sur les 8 régions de signal orthogonales pour une paire de  $T_{5/3}$  de masse 900 GeV en fonction des variables de coupures  $H_{T,1}$ ,  $H_{T,2}$  et  $N_{jet}$ .

## 7.6 Résultats et interprétation statistique

Début juin 2016, la collaboration a décidé que le bruit de fond dans les régions de contrôle était bien maîtrisé et a donc donné son accord pour dévoiler les données dans les régions de données. Les résultats présentés ici sont compatibles avec ceux publiés pour LHCP 2016. [1]. La Figure 7.15 montre, pour chaque région de signal, les différentes contributions des bruits de fond, avec les erreurs statistiques associées. Dans les régions où l'excès avait été observé au Run 1 (SRVLQ6 et SRVLQ7), la répartition entre les bruits majoritaires est quelque peu différente qu'à 8 TeV : ainsi, dans SRVLQ6, les contributions de  $t\bar{W}$ , des charges mal reconstruites et des faux leptons sont du même ordre, tandis que dans SRVLQ7, ce sont surtout des événements de charge mal reconstruite, plus une petite contribution  $t\bar{W}$ . La Table 7.8 montre les nombres d'événements correspondants à la Figure 7.15. Il est à noter que dans les régions à bas  $H_T$ , les contributions de la mauvaise reconstruction de la charge ont doublé par rapport au Run 1.

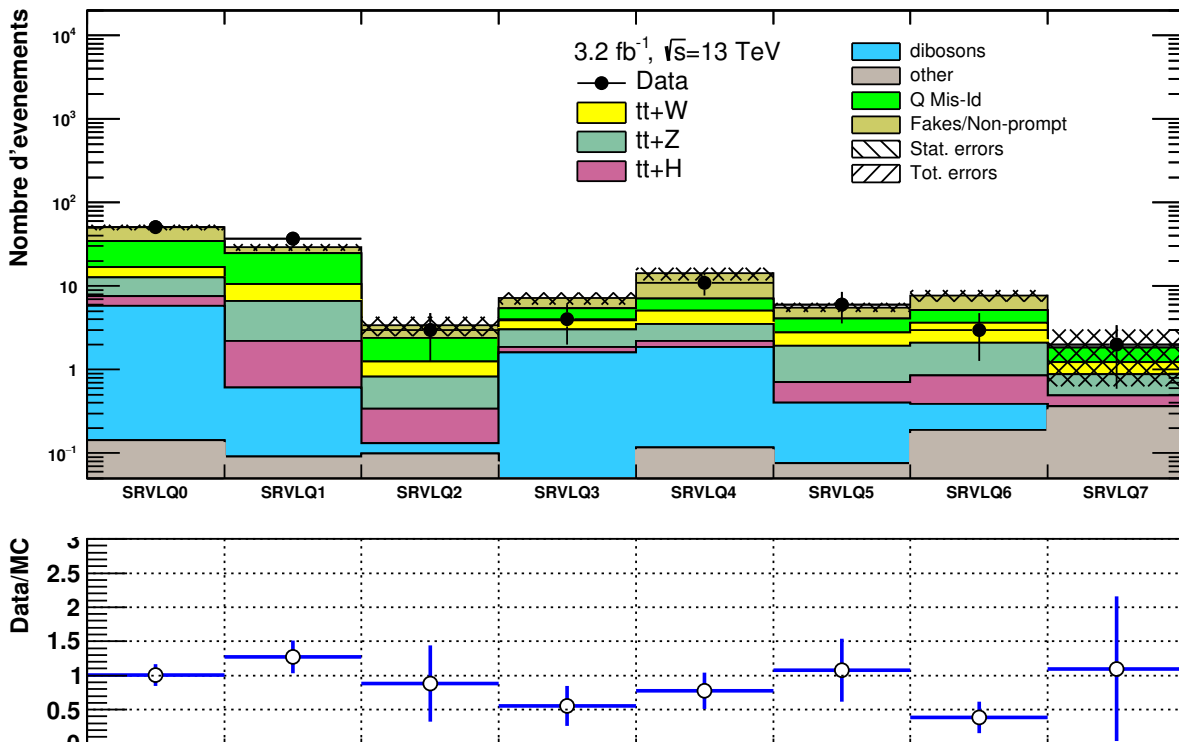


FIGURE 7.15 – Composition du bruit de fond dans les différentes régions de signal SRVLQx.

Les données observées à 13 TeV sont compatibles avec les prédictions du Modèle Standard. En l'absence d'excès, ces résultats permettent de calculer la limite observée pour la production de paires du  $T_{5/3}$ . Cette interprétation de vraisemblance profilée utilise un modèle purement fréquentiste, alors qu'à 8 TeV, l'outil statistique avait une hybridation bayésienne et il utilisait des prémisses pour les incertitudes systématiques. Une des motivations pour changer de méthode est le gain considérable en temps de calcul (1 minute par point de masse contre 1 jour au Run 1 pour 50 000 pseudo-expériences). La fonction de vraisemblance, construite pour un signal donné, est :

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \mathcal{L}_{\text{poisson}}(N_{\text{data}} | \mu s(\theta) + b(\theta)) \times \mathcal{L}_{\text{gauss}}(\theta) \quad (7.3)$$

où  $\theta$  représente l'ensemble des variables de nuisance liées aux systématiques comprises en -1 et 1 en unité de déviation standard,  $s(\theta)$  et  $b(\theta)$  le nombre d'événements attendu pour le signal et le bruit pour chaque variation systématique,  $N_{\text{data}}$  le nombre de données observées (ou de pseudo-données générées pour la limite attendue) et  $\mu$  la force du signal observable en unité de sa section efficace théorique. La fonction de vraisemblance, a priori discrète, est transformée en fonction continue par interpolation entre les valeurs nominale et à  $\pm 1\sigma$ , ce qui permet de raffiner le test statistique. Au Run 1, il consistait à comparer la fonction de vraisemblance à  $\mu = 1$ ,  $\mathcal{L}_1$  (hypothèse signal + bruit), à celle avec  $\mu = 0$ ,  $\mathcal{L}_0$  (hypothèse bruit seul), en ayant auparavant intégré la fonction de vraisemblance sur l'ensemble des variables systématiques  $\theta$  (d'où la prémisse sus-citée, notée ici  $\pi(\theta)$ ) :  $\mathcal{L}_\mu = \int \mathcal{L}(\mu, \theta) \pi(\theta) d\theta$ . Ici, l'optimisation est faite sur  $\mu$  et  $\theta$ , en définissant comme point de référence, le terme  $\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})$  qui est le maximum sans conditions fixées de la fonction de vraisemblance pour les deux variables simultanément. Le test statistique est alors défini par :

$$q_\mu = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu)}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \quad (7.4)$$

où  $\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu)$  est une optimisation conditionnée par la seule variable  $\theta$  pour chaque valeur fixée de  $\mu$ . Ainsi, par définition,  $\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta}_\mu) \leq \mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})$  et une distribution de données similaire au signal va faire converger la maximisation conditionnée 1D vers le maximum sans condition 2D et rapprocher le test statistique vers 0, tandis qu'une distribution proche du bruit va pousser  $q_\mu$  vers des valeurs élevées. La construction des niveaux de confiance  $CL_s$  passe par une étape supplémentaire d'évaluation des distributions de probabilité de  $q_\mu$ . Les Figures 7.16 montre la limite observée pour la production de paire. Les erreurs systématiques sont incluses dans ce calcul de limites, bien que non représentées dans les distributions montrées précédemment. La production de paires pourrait être exclue pour des sections efficaces correspondant à des masses en-dessous de 990 GeV.

TABLE 7.8 – Nombre d'événements attendus et observés pour les 8 régions de signal.

	SRVLQ0	SRVLQ1	SRVLQ2	SRVLQ3	SRVLQ4	SRVLQ5	SRVLQ6	SRVLQ7
$t\bar{t}\bar{t}$	0.04 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.08 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0.05 ± 0.01	0.07 ± 0.01	0.16 ± 0.01	0.33 ± 0.02
$VV$	5.7 ± 0.4 ± 0.9	0.5 ± 0.1 ± 0.1	0.03 ± 0.02 ± 0.03	1.5 ± 0.2 ± 0.3	1.8 ± 0.2 ± 0.4	0.3 ± 0.1 ± 0.1	0.2 ± 0.1 ± 0.1	0
$t\bar{t}V$	9.0 ± 0.1 ± 1.2	8.2 ± 0.1 ± 1.1	0.9 ± 0.3	1.9 ± 0.3	2.7 ± 0.4	2.0 ± 0.5	2.7 ± 0.6	0.7 ± 0.4
$t\bar{t}WW$	0.16 ± 0.03	0.14 ± 0.03	0.02 ± 0.01	0.08 ± 0.02	0.13 ± 0.02	0.07 ± 0.02	0.12 ± 0.02	0.05 ± 0.01
$t\bar{t}H$	1.7 ± 0.2	1.6 ± 0.1	0.2 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.5 ± 0.1	0.1 ± 0.1
$VVV$	0.09 ± 0.01	0.01 ± 0.01	0	≤ 0.01	0.06 ± 0.01	≤ 0.01	0.01 ± 0.01	0
<i>Fake</i>	16.3 ± 3.9 ± 8.8	4.2 ± 2.6 ± 2.3	1.0 ± 0.9 ± 0.5	1.8 ± 1.2 ± 1.0	7.1 ± 2.4 ± 3.9	1.5 ± 0.6 ± 0.8	2.6 ± 1.2 ± 1.4	0.0 ± 1.2
<i>Qmis - id</i>	17.4 ± 0.9 ± 4.4	14.2 ± 0.7 ± 3.6	1.1 ± 0.2 ± 0.3	1.6 ± 0.3 ± 0.4	1.9 ± 0.3 ± 0.5	1.3 ± 0.2 ± 0.3	1.5 ± 0.3 ± 0.4	0.6 ± 0.1 ± 0.2
Total	50.6 ± 4.0 ± 10.7	29.0 ± 2.7 ± 5.1	3.4 ± 0.9 ± 1.1	7.2 ± 1.2 ± 1.7	14.2 ± 2.5 ± 4.6	5.6 ± 0.7 ± 1.2	7.7 ± 1.2 ± 2.0	1.8 ± 1.2 ± 1.3
Données	51	37	3	4	11	6	3	2

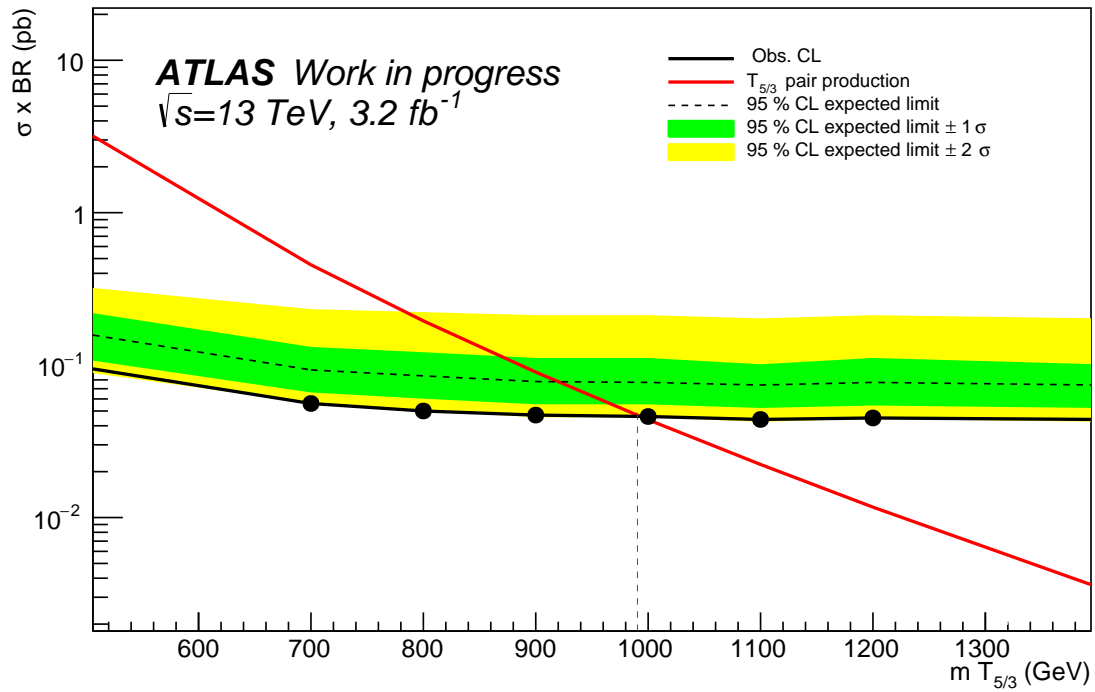
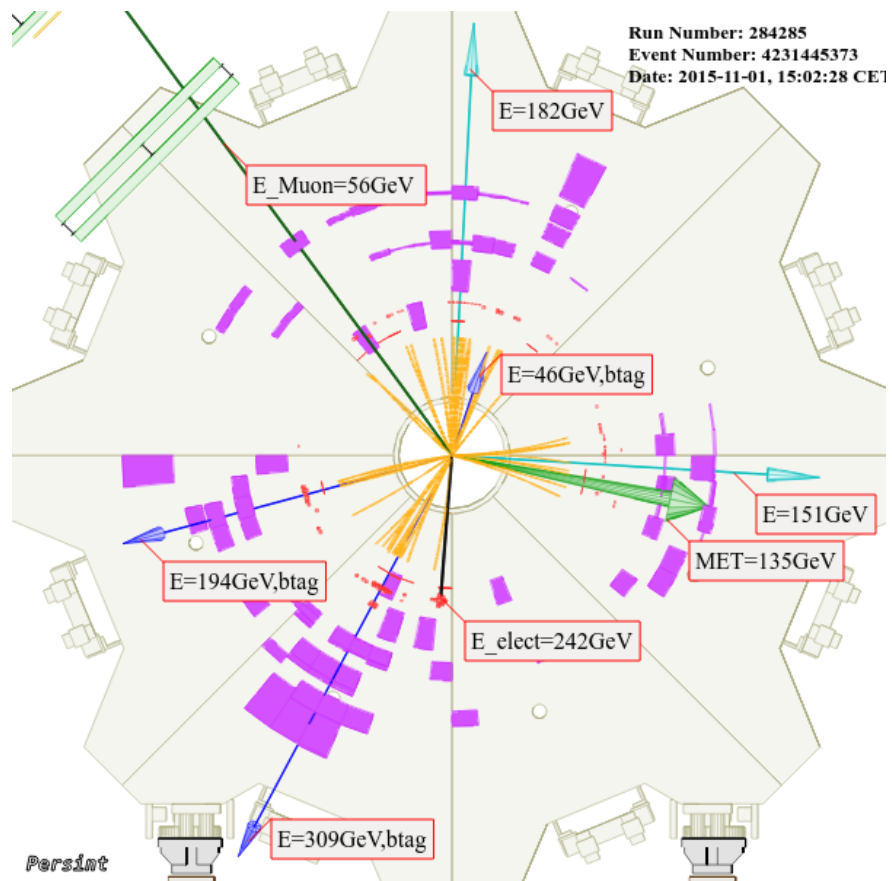
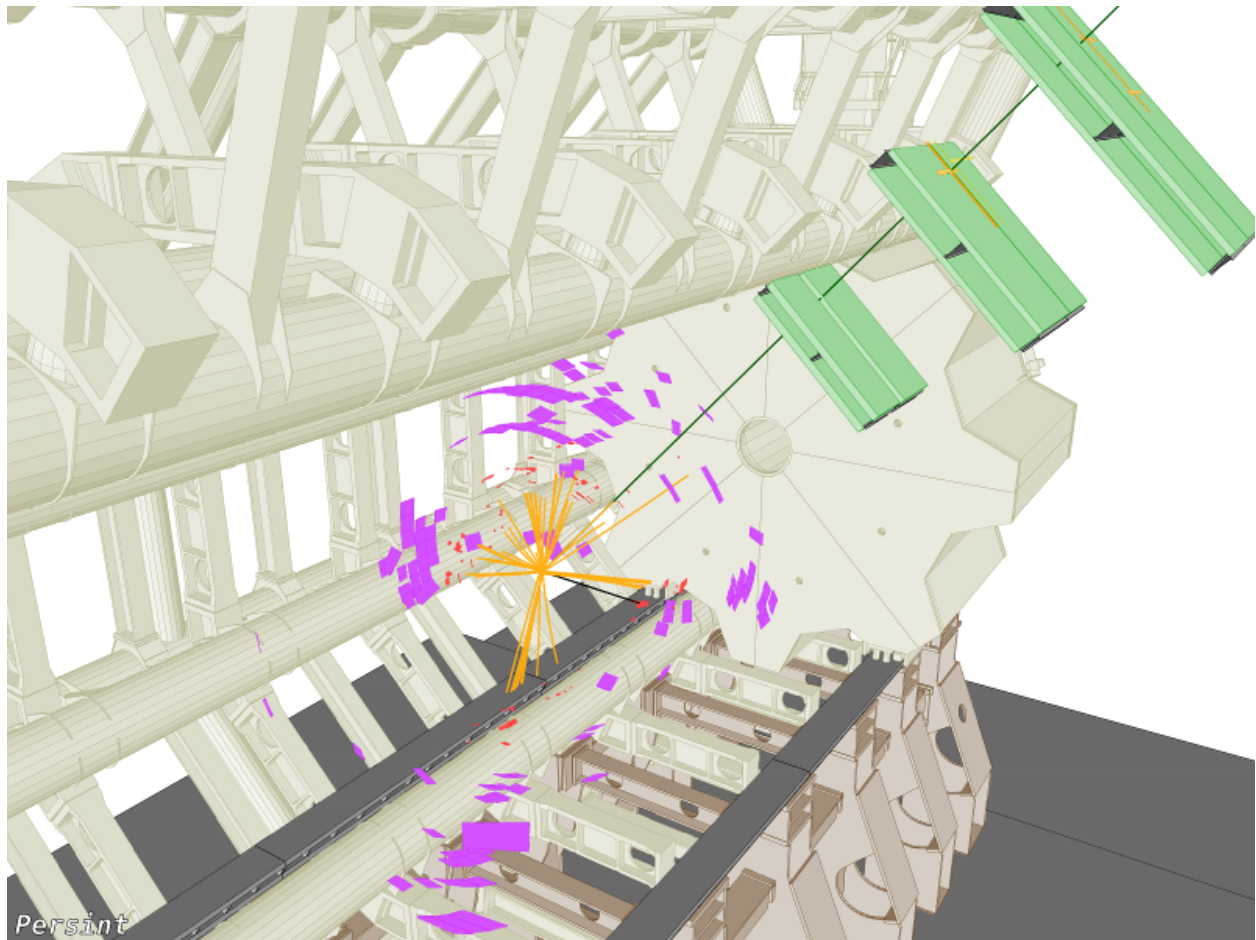


FIGURE 7.16 – Limite observée à 13 TeV avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  pour la production de paires du  $T_{5/3}$ .



FIGURE 7.17 – Visualisation avec PERSINT [16] d'un candidat  $e^- \mu^-$  de la région de signal SRVLQ7.



## 7.7 Conclusion

Après un arrêt de deux ans pour des travaux de maintenance, le LHC a redémarré et a délivré, en 2015, près de  $4 \text{ fb}^{-1}$  de données avec un espacement de 25 ns entre chaque paquet de protons, dont  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  sont exploitables par ATLAS. Au vu de l'augmentation respective des sections efficaces du signal et du bruit considérés, la luminosité acquise à  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  en 2015 est suffisante pour améliorer les résultats à 8 TeV. L'analyse en cours visant à vérifier ou infirmer l'excès observé est calquée sur celle du Run 1 : les régions de signal considérées sont les mêmes, la mesure de la mauvaise reconstruction de la charge de l'électron est effectuée de la même manière, seule la méthode d'estimation du taux de faux leptons depuis les données a été modifiée en raison d'instabilité de la méthode matricielle avec les nouveaux critères de sélection. Une méthode matricielle de vraisemblance de Poisson a été testée et augure des résultats cohérents.

L'estimation du bruit de fond, notamment des faux leptons, a été validée dans des régions de contrôle et est compatible avec les données observées. Les régions de signal ont donc été dévoilées début juin et les premiers résultats ont été présentés dans ce chapitre. Aucun excès comparable au Run 1 n'a été observé, quelques déficits sont présents dans deux régions de signal bien que couverts par les incertitudes. Ces résultats permettent de contraindre les différents signaux considérés dans cette analyse. La limite observée à 95% C.L. pour la production de paires de  $T_{5/3}$  est de 990 GeV, contre 750 GeV à 8 TeV. L'ajout d'une production simple, de faible couplage, n'a pas pu être fait en temps et n'aurait pas amélioré la limite, mais trois suites peuvent être envisagées :

- générer de nouveaux points de masse pour pouvoir extrapoler la limite avec  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  combinant productions simple et de paires (à ce jour 3 points :  $m_{T_{5/3}} = 500, 900$  et  $1200 \text{ GeV}$ ).
- faire une procédure de pondération des distributions de la production simple pour extrapoler des échantillons de couplage  $g_{t_R} = 0.1$  les valeurs attendues pour des valeurs de couplage plus grandes (qui n'ont pas été simulés pour des raisons de temps de calcul).
- préparer des échantillons pour l'analyse avec les données de 2016. Si  $\sim 35 \text{ fb}^{-1}$  de données sont attendus pour la fin de l'année, près de 12 fois plus de données, nous devrions avoir une sensibilité pour des sections efficaces jusqu'à  $\sim \sqrt{12} \sim 3.5$  plus faibles que la limite actuelle. La limite potentielle à  $35 \text{ fb}^{-1}$  serait donc autour de  $\sigma \sim 12 \text{ fb}$  c'est à dire  $m_{T_{5/3}} \sim 1200 \text{ GeV}$ .

Une analyse de CMS [12] utilisant  $2.2 \text{ fb}^{-1}$  de données à 13 TeV a été effectuée dans le canal 2 leptons de même signe et le canal 1 lepton. Les limites observées sont les suivantes :

- $m_{T_{5/3}} \geq 910\text{-}950 \text{ GeV}$  pour les chiralités gauche et droite respectivement, contre 820-860 GeV pour les limites attendues, dans le canal 2LSS
- $m_{T_{5/3}} \geq 715\text{-}710 \text{ GeV}$  pour les chiralités gauche et droite respectivement, similaires aux limites attendues, dans le canal 1L, tirant partie de la topologie boostée
- $m_{T_{5/3}} \geq 940\text{-}960 \text{ GeV}$  pour les chiralités gauche et droite respectivement, contre 860-900 GeV pour les limites attendues, pour la combinaison des deux canaux

# Bibliographie

- [1] The ATLAS Collaboration, "Search for new phenomena using events with  $b$ -jets and a pair of same charge leptons in  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector", *ATL-COM-PHYS-2016-036* (2016)
- [2] G. Papotti, "Lessons learnt in LHC operation 2015", *Chamonix 2016 workshop*
- [3] The ATLAS Collaboration, "ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report", *CERN-LHCC-2010-013; ATLAS-TDR-19* (2010)
- [4] The ATLAS Collaboration, "The ATLAS Upgrade program : The ATLAS Upgrade program", *ATL-COM-UPGRADE-2014-009* (2014)
- [5] The ATLAS Collaboration, "ATLAS arguments for running with 25 ns bunch spacing after LS1", *ATL-COM-UPGRADE-2012-035*, (2012)
- [6] The ATLAS Collaboration, "Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2 ", *ATL-PHYS-PUB-2015-022* (2015)
- [7] J. Campbell, K. Ellis, W. Giele and Ciaran Williams, MCFM, <http://mcfm.fnal.gov>
- [8] J. A. Aguilar-Saavedra, "Identifying top partners at LHC", *JHEP 11 (2009) 030* (2009)
- [9] M. Czakon and A. Mitov, "Top++ : a program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders", *Computer Physics Communications 185 (2014) 2930* (2014)
- [10] The ATLAS Collaboration, "Reference  $t\bar{t}$  production cross sections for use in ATLAS analyses", *ATL-COM-PHYS-2014-112* (2014)
- [11] E. Varnes on behalf of the ATLAS Collaboration, "A Poisson likelihood approach to fake lepton estimation with the matrix method", Internal note *ATL-COM-PHYS-2016-286*, arXiv :1606.06817v1 (2016)
- [12] The CMS Collaboration, "Search for top quark partners with charge  $5/3$  at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ ", *CMS-PAS-B2G-15-006* (2015)
- [13] The ATLAS Collaboration, "Search for resonances in diphoton events with the ATLAS detector at  $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$ ", *ATLAS-CONF-2016-018* (2016)
- [14] The CMS Collaboration, "Search for new physics in high mass diphoton events in  $3.3 \text{ fb}^{-1}$  of proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  and combined interpretation of searches at 8 TeV and 13 TeV", *CMS-PAS-EXO-16-018* (2016)
- [15] The ATLAS Collaboration, "Analysis of events with b-jets and a pair of same charge leptons in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector", *ATL-COM-PHYS-2015-389* (2016)
- [16] L. Chevalier, J. Ernwein, A. Formica, P-F. Giraud, J-F. Laporte, A. Ouraou, P. Sizun et Marc Virchaux, "PERSINT Event Display for ATLAS", *ATL-SOFT-PUB-2012-001* (2012)



# Conclusion

Le Modèle Standard, en tant que formalisme mathématique de la physique des particules, a atteint une certaine complétude avec l'observation et l'étude du boson de Higgs qui couronne 50 années de recherche fondamentale. Même si les interactions qu'il contient décrivent bien le comportement des constituants fondamentaux de la matière, certaines questions restent ouvertes, la principale étant la non-description de la gravitation par le Modèle Standard. Ainsi, l'état actuel est de considérer le Modèle Standard comme une théorie effective jusqu'à une échelle d'énergie  $\Lambda$  de l'ordre du TeV. De nombreux modèles ont été proposés pour imaginer la nouvelle physique au-delà de  $\Lambda$ . Le collisionneur de protons LHC, doté d'une énergie du centre de masse nominale à 14 TeV, permet d'explorer le secteur du TeV via la production de particules très massives. Si l'observation du boson de Higgs a été faite avec  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  de données à 8 TeV, la montée en énergie à 13 puis 14 TeV, accompagnée d'une plus grande luminosité instantanée, pourrait permettre d'étudier précisément les alternatives de nouvelles physique. Pour ce faire, des améliorations technologiques sont nécessaires sur les détecteurs, notamment au niveau du système de déclenchement du calorimètre d'ATLAS dont les performances doivent être ajustées aux niveaux d'empilement et de luminosité prévus à 14 TeV, motivant la conception de nouvelles cartes électroniques comme la LTDB présentée ici.

Si beaucoup de recherches de physique exotique liée au boson de Higgs sont effectuées, le quark top n'est pas en reste. Au vu de sa grande masse de 173 GeV, il possède un lien privilégié à toute nouvelle physique reliée au boson de Higgs. Afin d'expliquer la hiérarchie des masses qui sépare les quarks légers du quark top, les modèles composites prévoient l'existence d'un secteur fort au-delà du TeV, doté d'une symétrie globale supplémentaire, qui se couplerait au secteur de basse énergie. Les particules massives observables seraient les résultats d'un mélange entre les états composites et élémentaires, avec un quark top droit majoritairement composite. Dans cette hypothèse, il existerait de nouveaux quarks lourds, interagissant essentiellement avec les quarks top et bottom, dont le  $T_{5/3}$ , d'une charge exotique  $+5/3$ , qui pourrait donner lieu à des processus ayant deux leptons de même signe à l'état final. Une telle signature est rare dans le Modèle Standard et pourrait constituer un canal très prometteur pour tester la nature composite de la matière, à travers le couplage du quark top aux particules composites. Des résonances vectorielles sont aussi possibles : afin d'étudier la phénoménologie attendue au LHC, une résonance générique  $Z'$  ne se couplant qu'aux quarks top a été considérée dans le cadre de la production d'états finaux à 4 quarks top, processus à ce jour non observé au LHC. La théorie effective associée à des résonances de très grande masse, ou plus généralement à n'importe quelle contribution d'un opérateur de dimension 6, est aussi considérée. Cette étude, effectuée au niveau générateur avec une estimation des effets instrumentaux, montre

que le canal deux leptons de même signe est effectivement le plus prometteur pour observer non seulement les effets d'une nouvelle physique, mais aussi le processus de production  $t\bar{t}t\bar{t}$  standard, avec une signification de quelques  $\sigma$  à l'issue du Run 2 et avec plus de  $5\sigma$  au Run 3.

La recherche de production de quarks composites, dont le  $T_{5/3}$ , a été réalisée grâce aux données enregistrées par le détecteur ATLAS. Une première analyse à 8 TeV, utilisant  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  de données de 2012, a permis de poser une limite inférieure sur la masse des  $T_{5/3}$ , dans le cadre de ce modèle, à 745 GeV, ce qui correspond à une section efficace de production exotique inclusive d'à peu près 35 fb. À l'issue de cette analyse, un excès de  $2\sigma$  a été observé dans des régions de signal comportant une grande énergie transverse et au moins 2 ou 3 jets de b. Dans le but de vérifier cet excès, les premières données à 13 TeV de 2015 ont été analysées dans des conditions similaires en utilisant  $3.2 \text{ fb}^{-1}$  de statistique. Cette luminosité intégrée, combinée à l'augmentation respective des sections efficaces du signal et du bruit, suffit à augmenter la sensibilité de l'analyse et devrait vérifier ou infirmer l'excès observé au Run 1. Des résultats préliminaires ont été présentés, l'analyse devant être présentée à la conférence Large Hadron Collider Physics (LHCP 2016) mi juin. Le bruit de fond a pu être validé dans des régions de contrôle et la limite inférieure en masse observée pour cette analyse est de 990 GeV, c'est à dire une section efficace inclusive exotique de 45 fb. La production simple d'un  $T_{5/3}$  dépend de la valeur de couplage du modèle considéré : dans les deux recherches expérimentales de quarks lourds, ce couplage est choisi petit ( $g_{t_R} = 0.1$ ) et ne donne pas de contribution suffisamment grande pour influencer les contraintes posées sur la masse. Cependant, pour des couplages importants ( $g_{t_R} \geq 0.6 - 0.7$ ), la section efficace de production simple devient aussi importante que la production de paires et il est logique de s'attendre à un effet non négligeable : en l'absence d'échantillons simulés avec un grand couplage, ces études n'ont pas été réalisées.

Ainsi, dans cette thèse, deux manières de tester les modèles composites grâce au quark top ont été décrites : la recherche de quarks lourds  $T_{5/3}$  se désintégrant en quarks top ainsi que l'équivalent bosonique via la production d'une résonance vectorielle  $Z'$  se désintégrant en paire de quarks top. Contrairement à la supersymétrie, testée depuis des dizaines d'années, les modèles composites, récemment remis au goût du jour, commencent à peine à être étudiés au LHC. Dans le cadre du LHC à 13 ou 14 TeV avec plus de  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données, de nouvelles études seraient possibles : en premier lieu, les tests expérimentaux des déviations sur la section efficace des 4 tops standard pourrait être la signature d'une résonance composite topophile du type  $Z'$  ; en second lieu, la recherche de production simple de quarks lourds ( $T$ ,  $B$ ,  $T_{2/3}$ ,  $T_{5/3}$ ,  $Y_{-4/3}$ ,  $\tilde{t}$ ) dont la section efficace dépend du couplage ; troisièmement, la création d'un boson  $W'$  se désintégrant en une paire de  $T_{2/3}$  et  $T_{5/3}$  donnant un état final  $WWZWbb$  intéressant, avec possibilité de reconstruire le Z hadronique. Autant dire que les modèles composites n'en sont qu'à leur début et constitueront à l'avenir une gamme de théories compétitives d'extension du Modèle Standard, tant l'intérêt de la communauté est grand. Peut-être que la nouvelle physique ne viendra pas du canal deux leptons de même signe mais d'autres signatures : les quarks exotiques peuvent être observés dans le canal 1 lepton + jets par exemple. Et peut-être que la résonance en deux photons à 750 GeV, observées par ATLAS et CMS dans les données de 2015, si elle se confirme, apportera une réponse, composite ou non, mais à coups sûrs bien venue pour relancer la construction de la physique au-delà du Modèle Standard.

# Table des figures

1.1	Exemples de règles de Feynman pour les différents éléments de la QED. . . . .	12
1.2	Décuplet de baryons ; supermultiplet baryonique et octet de mésons . . . . .	13
1.3	Exemples de règles de Feynman pour les différents éléments de la QCD. . . . .	14
1.4	Exemples de diagrammes de Feynman impliquant au moins 3 bosons vecteurs. . . . .	16
1.5	Potentiel en "chapeau mexicain" . . . . .	17
1.6	Illustration du mélange des bosons de masse nulle $W^3$ et $B$ . . . . .	19
1.7	Structure du Modèle Standard en fermions (quarks et leptons) et bosons (de jauge et de Higgs). Les familles de fermions sont ordonnées par masse croissante. . . . .	20
1.8	Vitesse de rotation d'une galaxie ; Contraintes sur les densités cosmologiques . . . . .	21
1.9	Diagrammes des boucles correctives de la masse du boson de Higgs. . . . .	24
1.10	Superpartenaires des particules du Modèle Standard dans le cadre de la SUSY. . . . .	25
1.11	Diagramme d'exclusion de masse pour la production de paires de stops . . . . .	26
1.12	Limites d'exclusion de masse pour le modèle mSUGRA . . . . .	27
1.13	Une 3-brane entre deux instants crée un volume d'univers dont la tension est une énergie (gauche) ; des cordes ouvertes peuvent relier deux branes (droite). . . . .	28
1.14	Exemple de modes de Kaluza-Klein dans une dimension supplémentaire compactifiée. . . . .	28
1.15	Modèle de dimension supplémentaire repliée entre les 3-branes de Planck $\Lambda_{Planck}$ et du Modèle Standard $\Lambda_{TeV}$ via une variété orbitale $S^1/\mathbb{Z}_2$ . . . . .	30
2.1	Accélérateurs successifs utilisés pour le LHC (en gras) ainsi que d'autres expériences annexes implantées au CERN (en transparence). . . . .	39
2.2	Les détecteur ALICE (gauche), CMS (milieu) et LHCb (droite). . . . .	40
2.3	Luminosité instantanée maximale délivrée chaque jour lors du Run 1 et du Run 2. . . . .	41
2.4	Luminosité intégrée délivrée par le LHC à $\sqrt{s} = 7,8$ et 13 TeV. . . . .	42
2.5	Durée des périodes de collisions et temps d'occupation du LHC par semaine . . . . .	42
2.6	Vue éclatée du détecteur ATLAS et de ses sous-détecteurs étiquetés. . . . .	44
2.7	Schéma des différentes parties du détecteur interne . . . . .	45
2.8	Plan du détecteur à pixels . . . . .	46
2.9	Efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur interne . . . . .	48
2.10	Aimant solénoïdal et matière présente . . . . .	49
2.11	Position des différents calorimètres d'ATLAS. . . . .	50
2.12	Structure en accordéon du calorimètre électromagnétique (gauche) et segmentation en profondeur des cellules calorimétriques dans un module du tonneau (droite). . . . .	51
2.13	Résolution en énergie dans le calorimètre électromagnétique . . . . .	52

2.14	Un module du tonneau à tuiles scintillantes (gauche) et segmentation en profondeur des modules en fonction de la distance en $z$ et de la position en $\eta$ (droite). . . . .	54
2.15	Résolution de l'énergie des jets . . . . .	54
2.16	Emplacement des différents calorimètres situés à l'extrémité du tonneau. . . . .	55
2.17	Emplacement des différentes chambres du spectromètre à muons. . . . .	56
2.18	Positions respectives des toroïdes centraux, des bouchons et du solénoïde (gauche) lignes du champ magnétique dans le plan transverse (droite). . . . .	56
2.19	Schéma d'une chambre à dérive de précision (gauche) et répartition des différentes chambres autour du détecteur dans le tonneau (droite). . . . .	57
2.20	Schéma d'une chambre proportionnelle multifils à quatre couches (gauche) et exemple de lecture lors de la détection d'un muon incident via couplage capacitif (droite). . .	58
2.21	Résolution sur l'impulsion transverse des muons en fonction de $\eta$ et $p_T$ . La combinaison avec les traces du détecteur interne donne de meilleures performances . . . .	59
2.22	Taux de déclenchement des trois niveaux . . . . .	60
2.23	Signatures des différents types de particules dans les sous-systèmes d'ATLAS. . . . .	61
2.24	Nombre moyen d'interactions par croisement dans ATLAS à $\sqrt{s} = 7, 8$ et $13$ TeV. . .	62
2.25	Fraction verticielle de jet . . . . .	65
2.26	Rapport entre l'impulsion transverse du jet reconstruit en fonction du jet de référence	65
2.27	Vertex principal et vertex déplacé dans le cas d'un jet de b. . . . .	66
2.28	Efficacités de sélection des jets de b et des jets légers en fonction de $p_T$ et de $\eta$ . . .	67
3.1	Système de déclenchement à trois niveaux d'ATLAS. . . . .	71
3.2	Structure des tours de déclenchement dans le tonneau (gauche) et bouchons (droite).	73
3.3	Fonctionnement du système de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique	74
3.4	Electronique <i>front-end</i> et <i>Tower Builder</i> pour le calorimètre électromagnétique . . .	75
3.5	Synchronisation des différents signaux sommés dans la TBB grâce aux lignes à retard.	76
3.6	Dépôts d'un électron de 70 GeV dans les tours de déclenchement et les super cellules	77
3.7	Electronique de Front-End/Back-End pour le Run 2. . . . .	78
3.8	Démonstrateur LTDB développé par le SEDI/SPP du CEA Saclay. . . . .	79
3.9	Illustrations du banc de test . . . . .	80
3.10	Structure des séquences de données (gauche) et exemple d'impulsion (droite). . . . .	81
3.11	Schéma électrique de la sortie différentielle dans le setup expérimental de Saclay. . .	82
3.12	Distribution et valeur moyenne du piédestal dans la rafale . . . . .	82
3.13	Estimation de l'amplitude de l'impulsion à l'aide d'une interpolation; distribution de l'amplitude reconstruite dans la rafale pour la LTDB du canal front . . . . .	83
3.14	Dispersion de la position temporelle du pic reconstruit par rapport au début de l'impulsion pour l'entrée (gauche) et la sortie LTDB (droite). . . . .	84
3.15	Rampe en amplitude (gauche) et amplitude reconstruite pour chaque point de la rampe (droite) pour la sortie LTDB du canal front. . . . .	86
3.16	Dispersion des amplitudes reconstruites pour chaque point du DAC scan pour l'entrée (a) et la LTDB (b) du canal front. . . . .	86
3.17	Résidus pour le signal d'entrée et la sortie LTDB . . . . .	87

3.18	Position temporelle du maximum reconstruit ; accord entre la position reconstruite en sortie et en entrée ; résidus de la position en temps du maximum . . . . .	88
3.19	Correspondance entre l'incertitude sur l'amplitude et la position de l'échantillon maximum (gauche) et l'incertitude sur l'amplitude reconstruite (droite) pour le signal d'entrée (haut) et la sortie LTDB (bas) dans le canal front. . . . .	89
3.20	Impulsion injectée dans en entrée et bruit diaphonique observé en sortie . . . . .	91
3.21	Deux zones d'étude du bruit du piédestal . . . . .	92
3.22	L'intensité reconstruite de la sortie LTDB . . . . .	93
3.23	Courbes de linéarité . . . . .	94
3.24	Ratio des pentes de linéarité sortie sur entrée en fonction du gain (gauche) position de la non-linéarité dans les résidus en % de DAC (droite). . . . .	95
4.1	Illustration de la hiérarchie des masses des différents quarks (gauche) et des couplages de Yukawa au boson de Higgs, mesurés par ATLAS et CMS lors du Run 1 (droite). . . . .	99
4.2	Ajustements électrofaibles . . . . .	101
4.3	Diagramme de phase du MS en fonction de la masse du top et du boson de Higgs . . . . .	101
4.4	Mécanisme d'apparition de la supraconductivité . . . . .	102
4.5	Spectre de masse des partenaires exotiques $T, B, T_{2/3}, T_{5/3}, \tilde{T}$ [23]. . . . .	106
4.6	Couplage entre le partenaire exotique $T_{5/3}$ , le quark top et le boson W . . . . .	107
4.7	Diagrammes de Feynman de production simple (gauche) et de paires (droite) du $T_{5/3}$ . . . . .	107
4.8	Diagramme de Feynman de désintégration du quark top en boson W et en quark $b$ . . . . .	108
4.9	Diagrammes de Feynman des deux modes de production inclusive du $T_{5/3}$ . . . . .	109
4.10	Diagramme de Feynman d'un événement $t\bar{t}$ (gauche) et rapports de branchement des différents états finaux de la paire de tops (droite). . . . .	109
4.11	Visualisation avec PERSINT [26] du premier candidat $t\bar{t} \rightarrow e^+e^-$ à 7 TeV. . . . .	111
5.1	Exemples de productions de 4 tops via un $Z'$ topophile et une interaction de contact. . . . .	115
5.2	Production d'une résonance $t\bar{t}$ d'un $Z'$ topophile via une boucle de quarks top (gauche) et production d'un événement à 4 quarks top non-résonante (droite). . . . .	116
5.3	Sections efficaces à 13 et 14 TeV de l'interaction effective pour $C_{4t} = 1$ . . . . .	118
5.4	Exemples de productions de 4 tops dans le canal 2 leptons de même signe . . . . .	119
5.5	Double comptage (en bleu) des événements provenant des éléments de matrice (noirs) et des gerbes partoniques (rouge). . . . .	120
5.6	Probabilité en % de mal reconstruire la charge d'un électron . . . . .	122
5.7	Probabilité de reconstruire un lepton au-delà d'une coupure en $p_T$ . . . . .	123
5.8	Distributions dans le canal 1 lepton + 3 b-jets . . . . .	124
5.9	Comparaison des distributions dans le canal 1 lepton + 3 b-jets . . . . .	125
5.10	Distributions normalisées à l'unité dans le canal 2 leptons de signes opposés . . . . .	126
5.11	Distributions dans le canal 2LSS . . . . .	127
5.12	Distributions dans le canal 3 leptons . . . . .	128
5.13	Luminosités d'observation et de découverte du modèle effectif . . . . .	131
5.14	Distance angulaire minimale entre leptons et jets de $b$ . . . . .	133
5.15	Nombre de candidats tops reconstruits dans le canal 2LOS . . . . .	134
5.16	Nombre de candidats tops reconstruits dans le canal 1L . . . . .	135



5.17	Polarisation du top leptonique dans le canal 1 lepton pour le top partonique MC avec différentes coupures en $p_T$ (10, 25, 50, 75 GeV) (gauche) et comparaisons entre les signaux exotiques et les processus SM pour une coupure à 10 GeV (droite). . . . .	136
5.18	Aperçu du projet FCC et échelles de temps des différents programmes du CERN. . . . .	137
5.19	Distributions en $H_T$ , $n_{jet}$ et $n_{b-jet}$ du signal 4 tops et des bruits à 100 TeV. . . . .	138
6.1	Sections efficaces de production (paire et simple) du $T_{5/3}$ à 7 TeV. . . . .	144
6.2	Limites d'exclusion du $T_{5/3}$ au Tevatron et au LHC à 7 TeV . . . . .	144
6.3	Sections efficaces inclusives de production (paire et simple) du $T_{5/3}$ à 8 TeV pour trois couplages différents. . . . .	146
6.4	Diagrammes de Feynman des principaux bruits de fonds irréductibles. . . . .	149
6.5	Probabilités $v$ et $f$ des électrons pour des événements avec au moins 1 jet de $b$ . . . . .	153
6.6	Probabilités $v$ et $f$ des muons pour des événements avec au moins 1 jet de $b$ . . . . .	153
6.7	Mauvaise identification de la charge d'un électron via la production d'un trident ; sélection des zones de contrôle du pic du Z pour l'extraction du bruit de fond [23]. . . . .	155
6.8	Probabilités de mauvaise reconstruction de la charge d'un électron . . . . .	156
6.9	Masse invariante des paires d'électrons de même signe . . . . .	157
6.10	Distributions cinématiques après présélection des événements (tout canal confondu) . . . . .	161
6.11	Distributions du signal après présélection pour différentes productions de paires : multiplicité des jets et b-jets (haut) ; $H_T$ et énergie transverse manquante (bas). . . . .	165
6.12	Distributions cinématiques dans la région de contrôle CRlowHT0b dans le canal $\mu\mu$ : multiplicité des jets (haut gauche), énergie transverse manquante (haut droite), multiplicité des jets de $b$ (bas gauche) et $H_T$ (bas droite). . . . .	166
6.13	Distributions cinématiques dans la région de contrôle CRlowHT1b dans les canaux dileptoniques $ee$ (haut), $e\mu$ (milieu) et $\mu\mu$ (bas) : multiplicité des jets (gauche) et énergie transverse manquante (droite). . . . .	167
6.14	Nombre d'événements de bruit de fond et de données observés dans les SR . . . . .	170
6.15	Limites d'exclusion observée et attendue à 8 TeV . . . . .	173
6.16	Visualisation avec PERSINT [42] d'un candidat $\mu\mu\mu$ de la région de signal SRVLQ7. . . . .	173
7.1	Défaut de soudure dans l'interconnexion entre deux câbles supraconducteurs et distribution de l'écart relatif de résistance électrique . . . . .	179
7.2	Campagne de consolidation des aimants du LHC pendant l'interruption longue LS1. . . . .	180
7.3	Photographie de l'insertion de l'IBL . . . . .	181
7.4	Résolution sur le paramètre d'impact transverse avec ou sans IBL . . . . .	182
7.5	Pouvoir de réjection des jets légers . . . . .	182
7.6	Sections efficaces de productions simple et par paires du $T_{5/3}$ à $\sqrt{s} = 7, 8$ et 13 TeV et sections efficaces à différentes énergies pour de multiples processus standards . . . . .	183
7.7	Comparaison de la méthode matricielle à la méthode de vraisemblance de Poisson . . . . .	188
7.8	Probabilité (en %) d'inverser la charge d'un électron en fonction de $p_T$ et $ \eta $ . La bande vide correspond à la zone du crack du calorimètre [1.37, 1.52]. . . . .	190

7.9	Masse invariante de la paire d'électrons de signes opposés auxquels sont appliqués les taux de mauvaise reconstruction de la charge, pour valider la méthode dans le pic du Z (gauche) et probabilités d'inversion de la charge avec ou sans soustraction des faux leptons (droite). . . . .	191
7.10	Définition des objets utilisés dans l'analyse à 13 TeV (crédits : R. Madar). . . . .	192
7.11	Distributions de $H_T$ , du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante dans le canal $\mu\mu$ de la région de contrôle à faible $H_T$ et 0 jets de $b$ . . . . .	193
7.12	Distributions de $H_T$ , du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante dans les canaux dileptoniques de la région de contrôle à faible $H_T$ et au moins 1 jet de $b$ . . . . .	193
7.13	Distribution de $H_T$ pour une production de paires de $T_{5/3}$ à 8 et 13 TeV . . . . .	194
7.14	Significance combinée sur les 8 régions de signal orthogonales pour une paire de $T_{5/3}$ de masse 900 GeV en fonction des variables de coupures $H_{T,1}$ , $H_{T,2}$ et $N_{jet}$ . . . . .	195
7.15	Composition du bruit de fond dans les différentes régions de signal SRVLQx. . . . .	196
7.16	Limite observée à 13 TeV avec $3.2 \text{ fb}^{-1}$ pour la production de paires du $T_{5/3}$ . . . . .	198
7.17	Visualisation avec PERSINT d'un candidat $e^-\mu^-$ de SRVLQ7. . . . .	199



# Liste des tableaux

1.1	Valeur de l'isospin faible $I_3$ pour les différentes particules en fonction de leur chiralité.	15
1.2	Distances caractéristiques des dimensions supplémentaires.	29
2.1	Paramètres des différentes sous-parties du détecteur interne. Les résolutions données dépendent de l'angle d'impact et sont données pour information à $\eta = 0$ .	48
2.2	Dimensions des couches des milieux actif (argon liquide) et passif (plomb) selon l'emplacement dans le calorimètre électromagnétique en $\eta$ .	50
2.3	Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des différentes couches du calorimètre électronique en fonction de la position en $\eta$ et en profondeur dans le détecteur.	52
2.4	Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des différents calorimètres hadroniques.	53
2.5	Paramètres des différentes sous-parties du spectromètre à muons.	59
3.1	Granularité et nombre en fonction de $\eta \times \phi$ des différentes cellules du calorimètre électronique et des tours de sommation du système de déclenchement [5].	76
3.2	RMS des piédestaux en coups d'ADC et en MeV pour les canaux front et middle.	83
3.3	Valeur moyenne et RMS de l'amplitude reconstruite pour le signal d'entrée selon la configuration de l'interpolation choisie.	84
3.4	Dispersion en coups d'ADC et en MeV de l'intensité reconstruite sur une série de pulses à amplitude constante pour les deux canaux.	85
3.5	Pente de la courbe de linéarité dans la région non saturée pour les deux canaux et rapport sortie sur entrée.	85
3.6	Erreur sur la position de l'échantillon maximal pour une variation d'amplitude; erreur sur l'amplitude reconstruite correspondant à une variation de la position reconstruite.	89
3.7	Variations d'amplitude de l'entrée pour la voie excitée et de la sortie LTDB pour la voie observée pour les deux types de canaux.	90
3.8	Caractéristiques des différents canaux utilisés.	91
3.9	Dispersion du bruit dans les piédestaux.	92
3.10	Dispersion de l'amplitude reconstruite pour les différents canaux.	92
3.11	Pentes des courbes de linéarité pour les amplitudes reconstruites.	94
4.1	Rapports de branchement leptoniques pour des états finaux à 2 ou 4 quarks tops. Les $\tau$ n'ont pas été pris en compte, le total ne fait donc pas 100%.	110
5.1	Sections efficaces des différents processus à 13 et 14 TeV	121

5.2	Coupures optimales dans le canal 1 lepton + 3 jets de $b$ . . . . .	125
5.3	Coupures optimales dans le canal 2 leptons OS . . . . .	126
5.4	Coupures optimales dans le canal 2 leptons SS . . . . .	128
5.5	Coupures optimales dans le canal 3 leptons . . . . .	129
5.6	Résultats combinés . . . . .	130
5.7	Sections efficaces inclusives des différents processus à 13 et 14 TeV pour deux PDF .	132
5.8	Valeur du paramètre $A$ pour la polarisation du quark top . . . . .	136
5.9	Sections efficaces inclusives des différents processus à 100 TeV. . . . .	137
5.10	Résultats à 100 TeV . . . . .	138
6.1	Paramètres du modèle MadGraph5 VLQ_UFO. . . . .	147
6.2	Informations sur les échantillons Monte-Carlo du $T_{5/3}$ . . . . .	148
6.3	Efficacités de sélection (en %) dans 4 régions, caractérisées par des coupures sur le nombre de jets de $b$ , l'énergie transverse manquante et $H_T$ . . . . .	148
6.4	Echantillons Monte-Carlo générés pour l'analyse à 8 TeV, couvrant la totalité des bruits de fond de la signature recherchée. . . . .	150
6.5	Probabilités pour chaque lepton en fonction du déclenchement du trigger et de son $p_T$ .	152
6.6	Erreurs systématiques associées à la section efficace des processus du bruit de fond. .	163
6.7	Catégorisation des différentes régions de signal. . . . .	165
6.8	Validations du bruit de fond dans les régions à <i>faible</i> $H_T$ . . . . .	168
6.9	Nombre d'événements attendus et observés pour les 8 régions de signal. . . . .	171
6.10	Nombre d'événements attendus pour le signal. . . . .	171
7.1	Paramètres de fonctionnement du LHC pendant le Run 1 (2012) et le Run 2 (2015) .	180
7.2	Échantillons Monte-Carlo pour le signal $T_{5/3}$ . . . . .	185
7.3	Échantillons Monte-Carlo pour les bruits irréductibles du Modèle Standard. . . . .	186
7.4	Régions de contrôles enrichies en vrais/faux leptons pour $e$ et $\mu$ . . . . .	187
7.5	Comparaison entre la méthode matricielle classique 2D et la nouvelle méthode. . . .	189
7.6	Validations du bruit de fond dans les régions à <i>faible</i> $H_T$ par rapport aux données observées. Les incertitudes systématiques ne sont pas incluses dans ces résultats. . .	194
7.7	Catégorisation des régions de signal avec les coupures à optimiser. . . . .	195
7.8	Nombre d'événements attendus et observés pour les 8 régions de signal. . . . .	197

# Remerciements

Nom de Zeus !

À présent que mon doctorat est achevé, je réalise à quel point il était une aventure collective à laquelle bien des gens ont contribué sans en avoir la moindre idée. Aussi je m'en vais adresser les chaleureux remerciements suivants, sans ordre protocolaire, dans l'espoir de n'oublier personne.

En premier lieu, un profond merci à toutes les équipes du LHC et de ses collaborations, qu'elles soient techniques ou administratives, qui font du CERN un laboratoire à la limite de l'utopie. Absolument rien n'aurait été possible sans cette magnifique machine que des milliers d'ingénieur(e)s, technicien(ne)s et physicien(ne)s ont imaginée, conçue et opérée, et continuent de le faire.

Au jury, qui a accepté sans hésitation de s'intéresser à mes travaux et a réussi à venir à Saclay en plein Euro pour évaluer ma compréhension du sujet, un grand merci Réza, Emmanuel, Sabine et Roberto. En particulier, j'ai beaucoup apprécié les retours de mes rapporteurs, votre lecture très consciencieuse du manuscrit et vos commentaires, questions et conseils très avisés m'ont permis d'en améliorer la qualité. Je souhaite remercier tout autant ceux qui ont encadré mon travail : grand merci à ma directrice, Anne-Isabelle, pour avoir été à l'origine de cette thèse, je me revois encore dans mon appartement à Stockholm te passer le coup de fil "pour savoir s'il y a des possibilités de faire un stage dans GBAR" ! Un non moindre grand merci à Géraldine qui a officié comme encadrante de l'ombre : je te suis immensément reconnaissant de m'avoir permis de découvrir une autre manière de travailler au contact des théoriciens, que ce soit au CERN ou à DESY ; j'ai pris beaucoup de plaisir à faire de la phéno avec toi, merci pour tes encouragements à continuer dans le domaine, c'est un vrai privilège qu'avoir pu te côtoyer. Jean-Pierre, un immense merci d'avoir passé la porte de mon bureau, un jour de janvier 2014 : après tant d'années sur les machines de calcul, j'espère t'avoir permis un retour agréable aux analyses de physique et un nouvel intérêt à la physique du top exotique. Tu m'as transmis beaucoup de choses, a supporté mes frustrations et mes doutes de thésard tout en ne cessant jamais de m'enrichir de ton expérience passée ; rien ne t'obligeait à prendre sur ton temps pour m'encadrer et je t'en suis fort obligé. Une pensée pour Léa, dont la soutenance fut ma première journée au CEA et dont j'ai épluché le manuscrit pendant 4 ans : il sera intéressant pour les futurs étudiants de lire nos deux opus successivement.

I would like to express all my gratitude to the 2LSS analysis team, led successively by David Calvet, Erich Varnes, Xiaowen Lei and Romain Madar, which made an incredible work during these past 4 years, in the challenging context of an observed excess followed by an urgent analysis. All my best for the past members of the group and good luck for the new people involved. Thanks Fionnbar, Sergio, Dennis, Samuel (cheers for the beers in Chedigny!), Dorian, Loïc, Simon aka "Saïmon", Cécile, Alberto, Sarah, Serguey, Josh, Jianming and everyone who contributed. Une mention spéciale au labo de Clermont pour l'organisation du PAF au Puy-en-Velay !

J'ai passé de très bons moments au SPP, aussi je voudrais remercier en premier lieu Gautier et Georges, pour votre présence à ma soutenance et votre incarnation personnelle très appréciable de la hiérarchie; Béatrice, Martine et Josiane, merci pour votre travail irremplaçable de secrétaire, que ce soit pour les missions, les réservations de calendrier ou simplement discuter un moment; Fouzia et Christine, je vous enverrai des rayons de soleil de Marseille! Marco, merci d'avoir été mon parrain en plus de nos activités annexes qui ont beaucoup enrichi mes convictions : les coïncidences sont fabuleuses, car, combattant la nostalgie de l'expatrié en lisant *Le Monde* à la bibliothèque de Stockholm, je tombais sur tes chroniques, sans pouvoir imaginer une seule seconde qu'on se retrouverait à faire de la marche à pieds dans les rues de Paris. Mes salutations à Angèle ainsi qu'à l'équipe comm que j'ai côtoyée à diverses occasions (Zoom, Top2014, Masterclasse, Scintillations).



J'en arrive au groupe ATLAS de Saclay que je ne peux décemment pas remercier à la va vite tant les bons moments quotidiennement passés en votre compagnie sont les principaux souvenirs que je garde de ces 4 années. Jean-François, ara qu'as lou Reboul e la carta à la cègèta, crese qu'ai ben travailla pèr faire un boun prouvençau de tu. Laurent, l'agence de notation Carambar te remercie de la hausse du niveau de mes blagues, je te dois une fière chandelle pour les contacts pro et ce que tu fais pour les précaires. Merci à vous deux d'avoir fait du 141 un Tarnac bis, un anti-BFNTV, une survivance anarcho-hippie dans ce monde résolument trop monochrome. Pierre-François, prends garde aux voitures électriques des réformistes et vérifie que Jeff sait cuisiner autre chose que les artichauts à la barigoule. Merci Fabrice et Liza pour votre aide avec TopRootCore et la grille, bon courage à Éloi et Thibaud pour terminer/commencer votre thèse et à Fred pour ton année difficile à venir! Ahmimed, bientôt maillot jaune du Tour du Plateau, j'ai beaucoup apprécié ton honnêteté d'esprit à dire les choses franchement tandis que d'autres préfèrent ne pas prendre position. Merci au reste du groupe, Andréa, Samira, Philippe, Henri, Marteen, pour vos remarques, questions, répétitions, repas endiablés, tout au cours de ma thèse. Philippe, merci pour ton encadrement lors de ma tâche technique ainsi que pour tes réflexions éclectiques allant de la gnôle artisanale aux péripéties marseillaises! Salutations à João, champion d'Europe 2016 qui croit de nouveau au Père Noël anti-austérité, chaque verre de cognac me fera penser à toi. Oleg, je suis impressionné par tes progrès en français! Held og lykke, Maria, din disputation skal vaere perfekt! Marta, enjoy

your lovely family with Pietro! Bonne suite à DESY, Matthias, où la nourriture est parfois ... mystérieuse. Une pensée pour les anciens précaires du groupe : JB (adhère!), Sofia, Dimitra, Camilla, Rémie (bravo pour l'épreuve des grenouilles, vive la chartreuse et le zahatarr), Alessandro, Antoine (quelle barbe de hipster!). Le dernier mot pour Claude, toujours autant mystifié par les modèles composites, qui tire avec habilité les rênes de ce groupe aux tendances contestatrices!

Un mot pour remercier l'association Champ libre et ses courageuses demoiselles, pour m'avoir permis de mettre Michel Spiro, Laurent Chevalier et Camilla Maiani en prison (et nous laisser sortir) à l'occasion d'ateliers anti-obscurantisme sur la physique des particules très enrichissants.

Il m'est impossible de ne pas évoquer mes cobureaux, à savoir Dennis Wouters, Anaïs Möller et Guilia Negro, sans oublier le fantôme de François Pierre qui n'a pas été trop contrarié par nos divergences syndicales et dont j'ai hérité d'une boîte de Solutricine pleine. Muchos gracias Anaïs pour la bonne humeur caliente et les sessions tropicales de Compagnie Créole pour nous remonter le moral, j'ai retenu la leçon : l'impérialisme se combat avec du Santa Teresa 1796! Bon courage pour ta thèse Giulia, le bureau 34 est à toi à présent, tu peux en faire le QG de la mafia italienne du SPP!

Toute ma gratitude aux camarades du STCENS qui m'avez fait découvrir la réalité du terrain et la passion de l'engagement. Merci à Juliette et Michel pour avoir fini de compléter le puzzle du spectre politique, au magnifique trio Karine/Muriel/Bertrand ainsi qu'à Joëlle, à la CE et tous ceux croisés à l'occasion d'une "marche à pieds" dans Paris, salutations à Dennis, Bernard, François, Marc, Olivier, Nikos, Martine, Sylvie, J-F. Vous avez toute mon admiration et ma sympathie de poursuivre, inlassablement, dans vos cercles respectifs, l'adage du vieil Hugo : *Ceux qui vivent, ce sont ceux qui luttent*. Privet Egle, merci pour l'occasion que tu me donnes de découvrir Dubna.



Merci à ceux présents à ma soutenance que je n'ai pas mentionnés : Danièle et Charlotte, les thésard(e)s d'ici ou d'ailleurs, Jérôme Pérez, Jean, Marcel le camion et tant d'autres ... merci à Domie Reboul pour l'anchoïade, à Martine pour les Kougelhopfs et Jos pour les gâteaux à la broche!



Rémi biloute, colocataire digne des meilleurs épisodes de Friends, il me faudrait un chapitre pour narrer les aventures inoubliables qu'on a bien pu trouver à faire pour rigoler et garder le moral ! J'ai adoré devenir un esthète du houblon, flexitarien, conducteur de voiture imaginaire, saladiste musical, déménageur sous contraintes, mangeur de maroilles et de soupe rose, shérif sociopathe, bâtisseur de mausolée chocolaté etc ... j'ai des souvenirs pour 10 réincarnations, de quoi rire dans ma barbe pendant des années ! Merci camarade, ton aide en fin de thèse était indispensable et puis, adixkide musulari, on a battu Ignace et Ttote, voilà un succès dont nous devons être fiers ! Tous mes voeux de réussite pour Munich où tu vas vivre le modèle du hareng de Bismarck si fantasmé !

Aux copain(e)s parisien(ne)s qui ont été de toutes les folies, depuis l'appart de Plouf à Contralivet, en passant par Bandol, le 16ème, Aix, Balschwiller, Presles, le salon des vigneron, St Pet' et j'en passe : "merci pour ce moment" comme on dit ! Milesker Ximun de nous avoir initié au mus et Florian, Zorionak pour ton palmarès à l'Euskal Etxea ! Très bonne cuvée de Patxaran ! Simon & Marianne, plein de bonheur avec votre petite schtroumpfette ; Julien, ne te noie pas trop dans le rhum. Philouuuuuuu ! Coutcout, fais une thèse en Bourdieu, rien que pour écrire tes remerciements en fumant un cigare ! Adrion, obligation de dérouler du PQ au moins une fois par mois ! Paul, roi des soirées vin-fromage-ti punch-n'importe quoi, magnifique victoire par 13-6 à la pétanque !

Salut à Lucien, j'espère qu'on trouvera de quoi faire un petit projet ensemble, ça serait sympa !

Χαρε Vincent : pour reprendre l'évangile selon l'éternel estivant, *quand on est mieux ici qu'ailleurs, quand un ami fait le bonheur, qu'elle est belle la liberté*. Qu'importe l'endroit où nous nous retrouv(er)ons, merci d'être cet anti-aleph qui me ramène inlassablement à cette Castalie, où Djinn rime avec spleen. Et puis l'énergie vitale et le complot de la science ... "j'ai changé" ! Camille, la boîte de thé Paris-Bangkok (encore pleine !) me rappelle à chaque fois un tourbillon de souvenirs : bonne aventure américaine à toi ! Cécile, mademoiselle l'agrégée svp, continue de prouver qu'on peut avoir les cheveux blancs ET être super jeune dans sa tête (ça me sera bientôt utile). Salut aux camarades du judo, gros bol d'air après le travail même si du haut de mon presque-quintal, la voie de la souplesse est encore à tracer ! Camille, cher Seed, on s'est tenu les pouces depuis bien longtemps, bravo pour ton macaron bien mérité, bon vol à toi sur Rafale, essaie juste d'éviter les civils ... Rudy, min vinner, et Mélanie, merci pour vos encouragements constants et votre indéfectible amitié fraternelle : à l'heure où la famille s'agrandit, il reste bien des chapitres à écrire, après tout ce qu'on a déjà parcouru ensemble depuis ce canal EDF jusqu'à ton mariage.

Je réserve mille milliards de mille mercis à ma famille proche, Kukla, Girbal, Niklas et Isouard, dont la présence, la pensée, l'aide et l'affection m'ont accompagné toutes ces années et poussé à tenir bon, de Marseille à Paris en passant par Stockholm. À Yannick et Fanni pour qui je suis un Ross Geller, pardon, un Dr Ross Geller en puissance ; à Lylou source intarissable de bonheur ; à Jos et Jean-Jacques pour toute votre simple générosité, loin des apparences et des chichis ; à Papi et Pépé de Calmont que j'ai fait, symboliquement, docteurs avec moi puisque dans mes prénoms à l'état-civil ; à Mamie Mo ; finalement, à mes parents qui ont supporté toutes ces années de labeur et de choix pour en recueillir, enfin, toute la fierté que je peux aujourd'hui rendre aux Kukla.





**Titre :** Le quark top comme sonde pour la recherche de nouvelle physique au LHC avec le détecteur ATLAS

**Mots clés :** LHC, ATLAS, modèles composites, quark top, 2 leptons de même signe, BSM

**Résumé :** Les travaux présentés dans cette thèse ciblent la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard dans le cadre des modèles composites, lesquels font intervenir des secteurs fortement couplés à l'échelle du TeV comprenant des particules exotiques. Leur existence peut être testée auprès du collisionneur proton-proton LHC situé au CERN, grâce au détecteur ATLAS. La production d'un quark lourd, comme le  $T_{5/3}$ , prédit dans ces modèles, peut être déduite d'une section efficace anormalement élevée d'une signature spécifique. Certains états finaux, comme celui étudié dans cette thèse impliquant 2 leptons de même signe, étant très rares, possèdent une excellente sensibilité. Les recherches des processus de création du  $T_{5/3}$  au LHC en utilisant les données d'ATLAS à  $\sqrt{s} = 8$  et 13 TeV sont présentées. Un léger excès a été observé à 8 TeV. Des résultats préliminaires de l'analyse à 13 TeV sont présentés et ne montrent pas d'excès. La limite inférieure en masse sur cette particule hypothétique est de 745 GeV à 8 TeV et de 990 GeV à 13 TeV. Les modèles composites prévoient aussi l'existence de bosons lourds comme par exemple un  $Z'$  topophile qui ne se couplerait qu'aux quarks top et dont la production en association d'une paire  $t\bar{t}$  donnerait un état final similaire aux événements à 4 quarks top. Une étude phénoménologique sur le potentiel de découverte de ces processus exotiques ( $Z'$  et théorie effective) ou standard ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) à 13 et 14 TeV est effectuée et donne les luminosités minimales nécessaires pour pouvoir observer des déviations au Modèle Standard. Une étude instrumentale d'une nouvelle carte de déclenchement de niveau 1 du calorimètre électromagnétique est aussi décrite en prévision de la phase d'Upgrade du détecteur.

---

**Title :** The top quark as a probe for searching new physics at the LHC with the ATLAS detector

**Keywords :** LHC, ATLAS, compositeness, top quark, 2 same-sign leptons, BSM

**Abstract :** The work of this thesis focuses on the search for new physics beyond the Standard Model in the compositeness framework, which postulates strongly coupled sectors at the TeV-scale consisting of exotic particles. Their existence can be tested at the CERN proton-proton collider, the LHC, using the ATLAS detector. The production of an heavy quark, such as the  $T_{5/3}$  predicted in those models, can be inferred from an enhancement of the cross-section of a given signature. Some final states, such as the one studied in this thesis involving 2 same-sign leptons, are very rare and have an excellent sensitivity. Searches for  $T_{5/3}$  production at the LHC using 8 and 13 TeV ATLAS data are presented. A small excess is seen at 8 TeV. Preliminary results of the 13 TeV analysis are presented and do not show any excess. The inferior limit put on the  $T_{5/3}$  mass is 745 GeV at 8 TeV and 990 GeV at 13 TeV. Composite models include also heavy bosons such as top-philic  $Z'$  coupled only to the top quark whose production in association to a top quark pair gives a final state similar to those from 4 tops events. A phenomenological study on the discovery potential of those exotic ( $Z'$  and effective theory) or standard ( $t\bar{t}t\bar{t}$ ) processes at 13 and 14 TeV is done and gives the minimal luminosities needed to observe deviations from the Standard Model. An instrumental study for the conception of the new LTDB card, part of the electromagnetic calorimeter's level 1 trigger system is described in the context of the ATLAS upgrade program.