



**HAL**  
open science

# Recherche d'un nouveau boson massif $W'$ se désintégrant en un quark top et un quark b avec le détecteur ATLAS au LHC

Emery Nibigira

► **To cite this version:**

Emery Nibigira. Recherche d'un nouveau boson massif  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark b avec le détecteur ATLAS au LHC. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2019. Français. NNT : 2019CLFAC070 . tel-02529742

**HAL Id: tel-02529742**

**<https://theses.hal.science/tel-02529742>**

Submitted on 2 Apr 2020

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

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

EDSF : 178

**UNIVERSITÉ CLERMONT-AUVERGNE**  
École Universitaire de Physique et Ingénierie

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

**Docteur d'université en physique**  
Spécialité: Particules, Interactions, Univers

*par*

**Emery NIBIGIRA**

**Recherche d'un nouveau boson massif  $W'$  se désintégrant  
en un quark top et un quark  $b$  avec le détecteur ATLAS au  
LHC**

*Soutenue publiquement le 21 novembre 2019*

devant la commission d'examen constituée de:

Président:	Lucia DI CIACCIO	
Rapporteur·rice:	Sabine CRÉPÉ-RENAUDIN	LPSC (Grenoble)
	Lorenzo FELIGIONI	CPPM (Marseille)
Examineur·rice:	Jeremy ANDREA	IPHC (Strasbourg)
	Lucia DI CIACCIO	LAPP (Annecy)
Directeur de thèse:	Julien DONINI	LPC/UCA (Clermont-Ferrand)
Co-directeur de thèse:	Romain MADAR	LPC (Clermont-Ferrand)

# Résumé

---

**Mots-clés:** Modèle Standard, LHC, ATLAS, TileCal, FATALIC, HL-LHC, bosons  $W'$ , électron, muon, jets

Le principal sujet de cette thèse porte sur la recherche d'un boson d'interaction chargé, noté  $W'$ , se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans un état final avec un lepton chargé, un neutrino et deux quarks  $b$ . Cette recherche est effectuée avec les données de collision proton-proton, produites par le LHC à une énergie au centre de masse de  $\sqrt{s} = 13$  TeV collectées avec le détecteur ATLAS, correspondant à une luminosité intégrée de  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . L'analyse des données couvre une gamme de masse allant de 0.5 à 5.0 TeV pour des bosons  $W'$  se couplant à des fermions de chiralité droite, les bosons  $W'_R$ . Les résultats obtenus montrent un bon accord entre les données observées et les bruits de fond estimés et ne permettent donc pas de déceler l'existence d'un boson  $W'$ . Des limites d'exclusion sont placées sur la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W')$  multipliée par le taux d'embranchement  $B(W' \rightarrow t\bar{b})$  et sur le couplage effectif du boson  $W'$  aux fermions en fonction de sa masse. Pour un couplage effectif égal à la constante de couplage du Modèle Standard, les bosons  $W'_R$  avec des masses inférieures à 3.15 TeV sont exclus à 95% de niveau de confiance. Cette recherche est également combinée avec un résultat précédemment publié par ATLAS pour un boson  $W' \rightarrow t\bar{b}$  dans l'état final hadronique. En utilisant les recherches combinées, les bosons  $W'_R$  avec des masses inférieures à 3.25 TeV sont exclus. Cette thèse décrit également le travail effectué pour intégrer dans le code de simulation d'ATLAS le traitement de signal effectué par une carte électronique appelée FATALIC. FATALIC a été conçue et développée au Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand (LPC) pour la lecture des signaux du calorimètre hadronique (TileCal) pour la future phase d'exploitation du LHC à haute luminosité appelée HL-LHC. En tenant compte du bruit de l'électronique attendu, les performances obtenues sur la mesure de l'énergie sont présentées pour deux positions dans le calorimètre et pour différentes valeurs du bruit d'empilement.

Title : *Search for  $W'$  boson decaying to a top quark and a bottom quark with the ATLAS detector at LHC*

## Abstract

---

**Key words:** Standard Model, LHC, ATLAS, TileCal, FATALIC, HL-LHC,  $W'$  bosons, electron, muon, jets

The main goal of this thesis is the search for new charged massive gauge bosons,  $W'$ , that decay to a top quark and a bottom quark leading to a final state with a charged lepton, neutrino, and two  $b$  quarks. The search is performed with the ATLAS detector at the LHC using data collected in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 13$  TeV and corresponding to an integrated luminosity of  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . This analysis covers resonance masses between 0.5 and 5.0 TeV and considers right-handed  $W'$  bosons,  $W'_R$ . No significant deviation from the Standard Model expectation is observed and upper limits are set on the  $W' \rightarrow t\bar{b}$  cross section times branching ratio and the  $W'$  boson effective couplings as a function of the  $W'$  boson mass.  $W'_R$  bosons with coupling equal to the Standard Model weak coupling constant. Masses below 3.15 TeV are excluded at the 95% confidence level. This search is also combined with that for  $W' \rightarrow t\bar{b}$  in the fully hadronic final state. Using the combined searches, right-handed  $W'$  bosons with masses below 3.25 TeV are excluded at the 95% confidence level. This thesis includes also the work carried out to integrate into the ATLAS simulation code the signal processing of the hadronic Calorimeter (TileCal) front-end readout called FATALIC. FATALIC was developed at Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand (LPC) and proposed for the High Luminosity (HL) phase LHC upgrade. Taking into account the expected electronic noise, the performances obtained on the energy measurement are presented for two relevant cells and for different values of pileup noise.

# Remerciements

---

Tout d'abord, je tiens à remercier Julien Donini et Romain Madar, mes deux directeurs de thèse. Votre aide constant, vos conseils, et vos encouragements m'ont guidé tout au long de ces trois années, malgré mes doutes et hésitations. J'ai appris énormément des choses à vos côtés. Je ne saurais trouver les mots pour exprimer la profonde gratitude que je vous dois.

Je souhaite aussi remercier Sabine Crépe-Renaudin et Lorenzo Feligioni d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Lucia Di Ciaccio et Jeremy Andrea d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Merci pour votre lecture attentive du manuscrit et leurs corrections toujours très justes.

Je dois également avouer que cette thèse n'aurait pas existé sans les financements de la région Auvergne-Rhône-Alpes et CNRS. J'adresse mes remerciements à Alain Falvard et Dominique pallin, directeurs du Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand (LPC), pour m'avoir accueilli et permis de faire ma thèse au LPC.

Un grand merci à David Calvet responsable du groupe ATLAS de Clermont-Ferrand pour son soutien inconditionnel et son enthousiasme. J'aimerais remercier tout le groupe. Plus particulièrement Marija Marjanovic et Stelios Angelidakis après les deux années et demie passées dans le même bureau.

Je dois beaucoup à la collaboration ATLAS. Ce fut un réel plaisir de travailler au sein de différents groupes d'ATLAS (analyse  $W'$ , TileCal,  $b$ -tagging). Je remercie ici Alexander Solodkov (Sasha) et Geoffrey Gilles pour leur précieuse aide dans l'accomplissement de cette thèse.

Enfin, je souhaite remercier ma famille de m'avoir toujours encouragé dans mes choix ainsi que pour tous les sacrifices consentis afin que je puisse poursuivre mes études. Mes derniers remerciements vont à tous mes proches et en particulier à Laura, pour sa présence et sa patience.



# Table des matières

---

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Cadre théorique : Le Modèle Standard et au-delà</b>	<b>3</b>
<b>1 Le Modèle Standard de la physique des particules</b>	<b>5</b>
1.1 Formalisme du Modèle Standard	5
1.1.1 L'interaction électromagnétique	7
1.1.2 L'interaction forte	9
1.1.3 L'interaction faible et l'unification électrofaible	11
1.1.4 Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Brout-Englert-Higgs	14
1.2 Contenu du Modèle Standard	16
1.2.1 Les fermions	16
1.2.2 Les bosons	17
1.3 Succès et limites du Modèle Standard	17
1.4 Conclusion	19
<b>2 Nouveaux bosons massifs <math>W'</math></b>	<b>21</b>
2.1 Prédiction de nouveaux bosons $W'$	21
2.2 Recherche expérimentale des bosons $W'$	25
2.2.1 Contraintes indirectes	26
2.2.2 Recherche expérimentale directe	26
2.3 Conclusion	27
<b>II Outils expérimentaux : L'accélérateur de particules LHC et le détecteur ATLAS</b>	<b>29</b>
<b>3 Dispositif expérimental</b>	<b>31</b>
3.1 L'accélérateur-collisionneur de particules LHC	32
3.1.1 Chaîne d'accélération	33
3.1.2 Caractéristique des collisions proton-proton	34
3.1.3 Programme du LHC	36
3.2 Le détecteur ATLAS	39
3.2.1 Le détecteur interne	40
3.2.2 Les calorimètres	42
3.2.3 Le spectromètre à muons	45
3.2.4 Les détecteurs vers l'avant d'ATLAS	46
3.3 Traitement des données	47
3.3.1 Système de déclenchement et d'acquisition des données	47
3.3.2 La Grille de calcul mondiale pour le LHC	47
3.4 Conclusion	49

<b>4</b>	<b>Simulation et reconstruction des événements</b>	<b>51</b>
4.1	Athena	51
4.2	La chaîne de simulation Monte-Carlo	52
4.2.1	Génération d'événements	54
4.2.2	Simulation du détecteur	54
4.2.3	Numérisation	55
4.2.4	Reconstruction	55
4.3	Reconstruction des particules et des quantités physiques	56
4.3.1	Reconstruction des traces dans le détecteur interne	56
4.3.2	Reconstruction des vertex primaires	56
4.3.3	Les électrons	56
4.3.4	Les muons	60
4.3.5	Les jets	62
4.3.6	L'impulsion transverse manquante	65
4.4	Conclusion	66
<b>5</b>	<b>Identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark <math>b</math></b>	<b>67</b>
5.1	Notions fondamentales	67
5.1.1	Identification des saveurs dans la simulation Monte-Carlo	67
5.1.2	Association trace-jet	68
5.1.3	Critères d'évaluation des performances	69
5.2	Caractéristiques des jets issus de l'hadronisation d'un quark $b$	69
5.3	Algorithmes d'identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark $b$	70
5.3.1	Algorithmes de bas niveau	71
5.3.2	Algorithmes de haut niveau	74
<b>6</b>	<b>Amélioration du calorimètre à tuiles d'ATLAS pour le LHC à haute luminosité</b>	<b>79</b>
6.1	Structure et fonctionnement du calorimètre à tuiles d'ATLAS	79
6.1.1	Vue d'ensemble du calorimètre à tuiles	79
6.1.2	Bloc photo-multiplicateur	82
6.1.3	L'électronique frontale	83
6.1.4	L'électronique déportée	85
6.1.5	Reconstruction du signal	86
6.1.6	Les systèmes d'étalonnage	90
6.2	Le calorimètre à tuiles pour le HL-LHC	91
6.2.1	Le système de déclenchement et d'acquisition de données	92
6.2.2	L'électronique de lecture	93
6.3	FATALIC	94
6.3.1	Description	94
6.3.2	Simulation dans Athena	96
6.3.3	Résultats et performance	98
6.4	Conclusion	100
<b>III</b>	<b>Recherche de bosons <math>W'</math></b>	<b>103</b>
<b>7</b>	<b>Recherche du boson <math>W' \rightarrow t\bar{b}</math> : analyse des données collectées en 2015-2016</b>	<b>105</b>
7.1	Signature recherchée	105
7.1.1	Résultats précédents	105
7.1.2	Recherche d'un boson $W'$ dans une approche de couplage effectif	106
7.1.3	Simulation du signal	108

7.2	Caractérisation et simulation des bruits de fond	114
7.3	Sélection des événements	117
7.3.1	Sélection des leptons, jets et de l'impulsion transverse manquante	118
7.3.2	Reconstruction du signal	120
7.3.3	Régions de signal et de validation	121
7.4	Estimation de bruits de fond	125
7.4.1	Bruits de fond simulés	125
7.4.2	Bruit de fond extrait des données	125
7.4.3	Validation de l'estimation des bruits de fond	126
7.5	Incertitudes systématiques	126
7.5.1	Incertitudes expérimentales	128
7.5.2	incertitudes théoriques	129
7.5.3	Incertitudes liées à la simulation Monte Carlo des processus	129
7.5.4	Incertitudes liées à l'estimation du bruit de fond multijet	130
7.6	Analyse statistique	130
7.7	Résultats et interprétations	132
7.7.1	Ajustement aux (pseudo-)données	132
7.7.2	Limites d'exclusion sur la section efficace de production du boson $W'_R$	134
7.7.3	Limites d'exclusion sur le rapport de constantes de couplage $g'/g$	138
7.8	Conclusion	139
	<b>Conclusions générales et perspectives</b>	<b>141</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>163</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>169</b>
	<b>Liste des acronymes</b>	<b>171</b>



# Introduction

---

Plusieurs efforts remarquables dans le domaine de la physique des particules théorique et expérimentale ont abouti à l'établissement du Modèle Standard. Ce modèle, basé sur le concept de la théorie quantique des champs, décrit les fermions fondamentaux et leurs interactions : l'interaction forte médiée par les gluons, l'interaction électromagnétique médiée par le photon et l'interaction faible médiée par les bosons  $W$  et  $Z$ . Les prédictions du Modèle Standard ont été testées et confirmées avec succès par des expériences diverses au cours des dernières décennies. Dans la théorie du Modèle Standard, les fermions peuvent être divisés en deux classes, les leptons et les quarks, chaque classe comprenant six particules différentes. Alors que cinq des six quarks avaient été observés à la fin des années 1970, le quark top a été le dernier quark découvert en 1995 par les expériences CDF et DØ du Tevatron. Le Modèle Standard connaît son apogée le 4 juillet 2012 lorsque les collaborations ATLAS et CMS du grand collisionneur de hadrons, le LHC, annoncent la découverte du boson de Higgs, dont l'existence est prédite en 1964 par Robert Brout, François Englert et Peter Higgs. Toutefois l'absence de description de l'interaction gravitationnelle ainsi que diverses observations telles que l'observation de matière noire montrent que le Modèle Standard n'est pas complet. De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard tentent de le compléter en proposant de nouveaux phénomènes physiques associés à ces théories. Elles sont regroupées sous la dénomination de Nouvelle Physique.

De nombreuses approches théoriques au-delà du Modèle Standard, tels que les modèles de Symétrie Gauche-Droite ou les modèles d'Extra-Dimensions Universelles, prédisent l'existence de nouveaux bosons massifs chargés, généralement appelés  $W'$ . Dans un collisionneur hadronique, tel que le LHC, le boson  $W'$  peut être détecté à travers la production de paires de fermions (un lepton chargé et un lepton neutre ou un quark et un anti-quark) ou de bosons du Modèle Standard (un boson chargé et un boson neutre). La mise en évidence expérimentale de cette nouvelle particule apporterait des premiers indices de la Nouvelle Physique.

C'est au sein de la collaboration ATLAS et du Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand (LPC) que les travaux de recherche réalisés au cours de cette thèse ont été menés. Depuis la création de l'expérience ATLAS (1992), le LPC a une implication forte sur la conception, la construction, et maintenant le fonctionnement et la maintenance du calorimètre hadronique du détecteur d'ATLAS. L'équipe ATLAS du LPC travaille aussi activement à la préparation des améliorations du détecteur pour la prise de données à haute luminosité du LHC prévue à partir de 2026. Le fonctionnement du LHC à haute luminosité (environ 7 fois la valeur nominale), permettra d'améliorer les mesures des propriétés des particules du Modèle Standard, en particulier celles dont les productions sont rares. Cette phase augmentera le potentiel de découverte, ce qui pourrait permettre d'observer de phénomènes nouveaux. L'équipe du LPC participe également à diverses analyses de données collectées par le détecteur ATLAS, reliées aux mesures des propriétés du quark top ou à la recherche de Nouvelle Physique dont le boson  $W'$ . Le but de cette thèse est la recherche, avec le détecteur ATLAS, d'un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans un état final avec un lepton chargé, un neutrino et deux quarks  $b$ .

## Structure du manuscrit

Les principaux concepts du Modèle Standard, ses succès ainsi que ses limites sont décrits au chapitre 1. La recherche d'un nouveau boson massif  $W'$  au-delà du Modèle Standard est motivée au chapitre 2. Ce chapitre

comprend également quelques éléments de phénoménologie du nouveau boson  $W'$ . La production de nouvelles particules massives exige des collisions à une énergie élevée accessible aux collisionneurs, tels que le LHC. Le LHC et le détecteur ATLAS sont ensuite introduits au chapitre 3. Afin de comprendre précisément sous quelle forme les nouvelles particules pourraient apparaître et de déterminer quelles doivent être les performances des détecteurs, des simulations de collisions et de réponse du détecteur s'imposent. Les chapitres 4 et 5 explicitent le processus de simulation d'événements dans ATLAS ainsi que la reconstruction des quantités physiques et des particules nécessaires à l'analyse des données pour la recherche d'un nouveau boson massif  $W'$ .

Le fonctionnement du LHC à haute luminosité implique plusieurs innovations et techniques pour pouvoir adapter le LHC et ses détecteurs. Le chapitre 6 est dédié à une description détaillée du calorimètre hadronique à tuiles et de son amélioration pour le LHC à haute luminosité avec une attention particulière sur l'électronique de lecture, appelée *FATALIC*, proposée par l'équipe ATLAS du LPC.

Enfin, le chapitre 7 détaille les différentes étapes de l'analyse des données collectées par ATLAS entre 2015 et 2016, et présente les résultats obtenus. Ces résultats ont abouti à une publication [1]. Ce manuscrit se conclut avec un résumé général, un aperçu des perspectives pour le futur de cette analyse et une conclusion générale.

## **Première partie**

# **Cadre théorique : Le Modèle Standard et au-delà**



## Le Modèle Standard de la physique des particules

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est jusqu'à présent la meilleure description des particules élémentaires et de leurs interactions. Il a eu d'énormes succès expérimentaux, dont la découverte en 2012 du boson de Higgs, dernière particule prédite qui restait à observer dans le MS. Toutefois, ce modèle soulève de nombreuses interrogations laissant penser qu'il ne serait qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ce chapitre rappelle brièvement la structure du MS en tant que théorie de jauge, dans laquelle les différentes interactions résultent d'une invariance sous l'action du groupe  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Dans la dernière section, les succès et les limitations principales du MS sont exposés, afin de fournir des motivations au développement de nouvelles théories, et à la recherche expérimentale de signatures des nouveaux phénomènes physiques en découlant.

### 1.1 Formalisme du Modèle Standard

En théorie quantique des champs, les particules sont décrites comme des excitations localisées de champs quantiques relativistes. À chaque particule va correspondre un champ quantique évoluant dans l'espace-temps de la Relativité Restreinte. Les particules sont classées selon la valeur de leur nombre quantique de spin :

- Les particules de spin demi-entier obéissant à la loi de distribution de Fermi-Dirac, appelées *fermions*, sont décrites par les champs spinoriels  $\Psi$ . Elles obéissent au principe d'exclusion de Pauli. Tous les fermions élémentaires déjà observés sont de spin 1/2.
- Les particules de spin entier ou nul obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ce sont des *bosons*. Les particules de spin 0 sont décrites par les champs scalaires  $\Phi$  tandis que les particules de spin 1 par les champs vectoriels  $V^\mu$ . Aucun boson élémentaire de spin supérieur à 1 n'a été observé jusqu'à présent.

La théorie des champs réutilise le formalisme canonique de Lagrange et Hamilton [2] :

$$H = \int d^3x \mathcal{H}, \quad L = \int d^3x \mathcal{L} \quad (1.1)$$

où  $\mathcal{H}$  est la densité hamiltonienne,  $\mathcal{L}$  la densité lagrangienne. Dans la théorie des champs quantiques, les densités lagrangiennes (ou lagrangiens) sont presque exclusivement utilisées pour une simple raison qu'elles sont invariantes sous les transformations de Lorentz. De plus, l'étude du lagrangien nous renseigne sur la

dynamique des systèmes physiques considérés, en demandant que l'action

$$S = \int dt L = \int d^4x \mathcal{L}(x) \quad (1.2)$$

soit extrémale.

Prenons l'exemple d'un lagrangien  $\mathcal{L}[\phi, \partial_\mu \phi]$  qui est fonction d'un champ  $\phi$  et de ses dérivées partielles  $\partial_\mu \phi$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$ . Si on applique la transformation  $\phi \rightarrow \phi + \delta\phi$  où  $\delta\phi$  est n'importe quel champ, on a :

$$\begin{aligned} \delta S &= \int d^4x \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} \delta\phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \delta(\partial_\mu \phi) \right] \\ &= \int d^4x \left\{ \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right] \delta\phi + \partial_\mu \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \delta\phi \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Le dernier terme est l'intégrale d'une dérivée (d'une divergence) qui dépend des valeurs du champ sur les bornes de la région de l'espace-temps (infini). La variation du champ sur ces bornes est nulle et le dernier terme est donc nul. En appliquant le principe de moindre action ( $\frac{\delta S}{\delta \phi} = 0$ ), tout comme en mécanique classique, on obtient les équations du mouvement :

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} = 0 \quad (1.4)$$

A titre d'exemple, les lagrangiens de Klein-Gordon ( $\mathcal{L}_{KG}$ ) et de Dirac ( $\mathcal{L}_D$ ) sont les lagrangiens les plus simples d'un champ libre de spin 0 (scalaire) et de spin 1/2 (spinoriel) respectivement :

$$\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)^2 - \frac{1}{2}m^2 \phi^2 \quad (1.5)$$

$$\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(i\rlap{/}\partial - m)\Psi, \quad \rlap{/}\partial = \gamma^\mu \partial_\mu \quad (1.6)$$

Le slash de Feynman  $\rlap{/}\partial$  abrège la contraction des matrices de Dirac  $\gamma^\mu$  avec un quadri-vecteur, dans notre cas  $\partial_\mu$ .

Les équations du mouvement, équations de Klein-Gordon, correspondant à  $\mathcal{L}_{KG}$  se calculent trivialement à partir de l'équation 1.4 :

$$(\partial_\mu^2 + m^2)\phi = 0 \quad (1.7)$$

Il peut arriver qu'un lagrangien soit invariant sous certaines variations du type  $\phi + \delta\phi$ . Prenons un exemple où  $\phi$  est un champ complexe. Son Lagrangien est donné par

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= |\partial_\mu \phi|^2 - m^2 |\phi|^2 \\ &= (\partial_\mu \phi)(\partial_\mu \phi^*) - m^2 \phi \phi^* \end{aligned} \quad (1.8)$$

Ce lagrangien,  $\mathcal{L}$ , est invariant sous les transformations  $\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$  et  $\phi^* \rightarrow e^{i\alpha} \phi^*$ , où  $\alpha$  ne dépend pas de la position dans l'espace. Pour que les transformations considérées soient des symétries, il faut que l'action soit invariante :

$$\left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \right] \frac{\delta \phi}{\delta \alpha} + \partial_\mu \left[ \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \frac{\delta \phi}{\delta \alpha} \right] = 0 \quad (1.9)$$

Contrairement à l'équation 1.3, la variation du champ n'est pas nulle car elle correspond à une symétrie. Le

dernier terme de l'équation 1.9 nous donne

$$\partial_\mu j^\mu = 0, \quad \text{avec} \quad j^\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)} \frac{\delta \phi}{\delta \alpha} \quad (1.10)$$

$J^\mu$  est appelé *courant conservé* et peut être facilement généralisé pour  $n$  champs  $\phi_n$ . Ceci est en accord avec le théorème de Noether [3] qui stipule qu'à toute symétrie continue est associé un courant  $J^\mu$  conservé. Ces symétries impliquent des grandeurs conservées au cours de l'évolution dynamique des systèmes physiques. Par exemple une invariance par translation dans le temps entraîne la conservation de l'énergie, et l'invariance par rotation celle de l'impulsion. Ainsi les symétries et les conservations qu'elles entraînent peuvent être utilisées pour décrire la dynamique d'un système physique. Le lien se fait avec la physique des particules où l'on observe la conservation de nombres quantiques (charge, spin, etc.) dans certaines interactions. Ainsi, la physique décrivant une interaction fondamentale pourra être construite à l'aide du groupe de symétrie dont elle découle. Dans ce contexte, on parlera plutôt d'*invariance de jauge*. Une transformation de phase  $\phi \rightarrow e^{-i\alpha} \phi$  est appelée *transformation de jauge* lorsque  $\alpha$  dépend de la position dans l'espace temps ( $\alpha \rightarrow \alpha(x)$ ). L'enjeu sera alors de construire un lagrangien invariant sous une transformation de jauge afin de décrire les interactions entre les fermions et les bosons.

### 1.1.1 L'interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique est décrite dans le cadre d'une théorie quantique des champs appelée électrodynamique quantique (Quantum Electro-Dynamics (**QED**)), qui est fondée sur le groupe de symétrie  $U(1)$ . Le **QED** décrit l'interaction électromagnétique entre les fermions  $\Psi$  chargés et de masse  $m$  par l'intermédiaire d'un boson vecteur  $A_\mu$ , le photon.

Le lagrangien pour un champ  $A_\mu$  libre, lié à une particule de spin 1, est décrit par :

$$\mathcal{L}_A = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.11)$$

où  $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  est le tenseur énergie-impulsion (terme cinétique). Le terme  $-\frac{1}{2} m_A^2 A_\mu A^\mu$  n'est pas considéré car il brise la symétrie de jauge, par conséquent la masse du photon dans la théorie de jauge est nulle.

Quant au lagrangien pour un champ de spin 1/2, on peut partir du lagrangien de Dirac défini dans l'équation 1.6 :

$$\mathcal{L}_\Psi = \bar{\Psi} (i\partial - m) \Psi, \quad \partial = \gamma^\mu \partial_\mu. \quad (1.12)$$

$\mathcal{L}_\Psi$  est invariant sous une transformation :

$$\Psi \rightarrow \Psi'(x) = e^{i\alpha(x)} \Psi \quad (1.13)$$

$$\bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}'(x) = e^{-i\alpha(x)} \bar{\Psi} \quad (1.14)$$

avec  $\alpha$  une phase réelle dépendant des coordonnées d'espace temps  $x$ . Cependant la dérivée partielle brise l'invariance du Lagrangien :

$$\mathcal{L}_\Psi \rightarrow \mathcal{L}'_\Psi = i\bar{\Psi}' \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - m\bar{\Psi}' \Psi - \underbrace{\bar{\Psi}' \gamma^\mu \partial_\mu \alpha \Psi}_{\text{brise la symétrie de jauge}} \neq \mathcal{L}_\Psi \quad (1.15)$$

La définition d'une *dérivée covariante* satisfaisant aux mêmes transformations que les champs :

$$D_\mu \Psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \Psi \quad (1.16)$$

impose l'introduction d'un champ de jauge vectoriel  $A_\mu$  dont la transformation  $A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha$  permet d'annuler le terme qui brise la symétrie dans l'équation 1.15 :

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (1.17)$$

où  $q$  est la charge électrique ( $e = 1.602176 \times 10^{-19}$  C).

Le lagrangien invariant sous la transformation de jauge est alors :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\Psi} (i\mathcal{D} - m) \Psi \quad \text{où } \mathcal{D} = \gamma^\mu D_\mu, \quad (1.18)$$

ou encore

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{champ } A_\mu \text{ libre}} + \underbrace{\bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi}_{\text{champ } \Psi \text{ libre}} - \underbrace{q(\bar{\Psi} \gamma^\mu \Psi) A_\mu}_{\text{interaction entre } \Psi \text{ et } A_\mu} \quad (1.19)$$

## Règles de Feynman pour l'interaction électromagnétique

On a construit le lagrangien QED (équation 1.19) en créant différents termes : champs libres ( $\mathcal{L}_A, \mathcal{L}_\Psi$ ) et champs en interaction ( $\mathcal{L}_{\text{int}} = e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$ ). Si on veut tester le Modèle Standard, il faut des observables à comparer avec la théorie. Dans le cas des accélérateurs-collisionneurs, deux particules, généralement dans des états propres à  $t = -\infty$ , entrent en collision et nous mesurons la probabilité de trouver des états propres sortant à  $t = +\infty$  dans l'espace des impulsions. Toute la physique en interaction intéressante ( $\mathcal{L}_{\text{int}}$ ) est codée dans la fréquence à laquelle des états initiaux produisent des états finaux donnés. De manière générale, le passage d'un état initial  $|i\rangle$  à un état final  $|f\rangle$  est décrit par la matrice  $\mathcal{S} : |f\rangle = \mathcal{S} |i\rangle$ . L'amplitude de transition  $A_{fi}$  entre les deux états est définie par :

$$A_{fi} = \langle f | \mathcal{S} | i \rangle, \quad \mathcal{S} = \mathcal{T} \left[ \exp \left( i \int_{-\infty}^{+\infty} d^4x \mathcal{L}_{\text{int}} \right) \right] \quad (1.20)$$

où  $\mathcal{T}$  est un opérateur d'évolution temporelle (*time ordering operator*). Il garantit la causalité relativiste des processus pouvant intervenir aux différents points de l'espace temps. Ces points définissent un chemin qui permet de passer de l'état initial à l'état final grâce aux interactions. En général,  $\mathcal{L}_{\text{int}}$  ne correspond pas nécessairement à une unique interaction.

Les règles de Feynman permettent d'écrire l'amplitude de transition pour un chemin donné sous forme de graphe. Le calcul exact des amplitudes de transition est généralement complexe. Il est réalisé par des développements en séries de puissance de la constante de couplage d'interaction [4]. Chacun des termes du développement peut être schématisé par un diagramme, connu sous le nom de *diagramme de Feynman* dont les lignes correspondent aux champs mis en jeu et les intersections (vertex) à leur interaction (voir figure 1.1(a)), proportionnelle à la constante de couplage. Le premier ordre de développement correspond à des diagrammes dit à l'arbre (Leading Order (LO)). Les ordres supérieurs (Next-to-Leading Order (NLO), Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO), etc), plus complexes contiennent en plus des boucles relatives aux fluctuations du vide quantique qui se manifestent par la création de particules virtuelles (voir figure 1.1(b)).

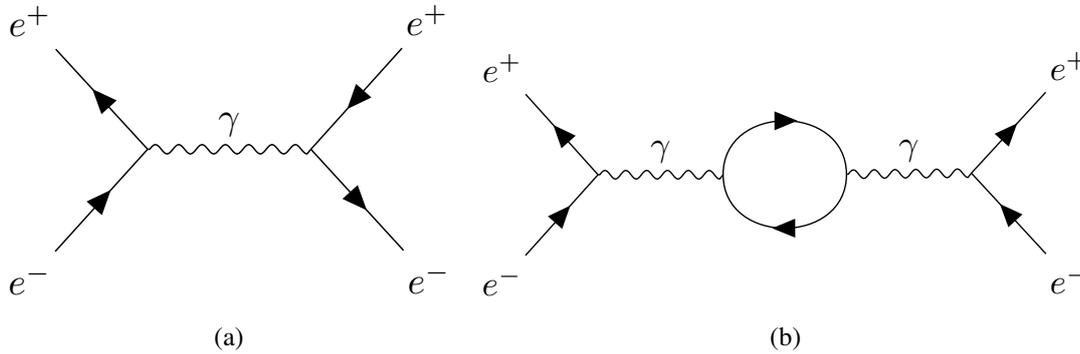


FIGURE 1.1 – Exemples de diagrammes de Feynman (a) à l'arbre et (b) à une boucle participant au calcul de l'amplitude de production du processus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .

L'ensemble des configurations possibles doit alors être intégré dans le calcul des observables, ce qui introduit bien souvent des divergences. Pour les théories dites renormalisables, ces divergences sont issues d'une mauvaise paramétrisation du développement, utilisant des constantes de couplages non physiques, tendant vers l'infini. La procédure de renormalisation [5] permet de rétablir des termes finis en remplaçant les constantes de couplages introduites dans le lagrangien par des grandeurs mesurées, afin de conserver le caractère prédictif de la théorie.

La constante de couplage de QED (ou constante de structure fine) s'exprime comme :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \quad (1.21)$$

### 1.1.2 L'interaction forte

Remarquant une régularité dans l'ordonnement des masses des premiers hadrons ( $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ,  $K$ ,  $\eta$ , etc) découverts dans les années 1940, M. Gell-Mann [6], G. Zweig [7] et Y. Ne'eman [8] proposèrent indépendamment au début des années 1960 une symétrie  $SU(3)_C$  sous-jacente des constituants du hadron, via l'introduction d'un nouveau nombre quantique nommé *charge de couleur*. Ces constituants ont ensuite été dénommés *quarks*, chacun possédant trois états de couleur différents, donnés par analogie aux couleurs primaires : rouge (R), vert (V) et bleu (B). La conservation de la charge de couleur dans l'interaction forte est à la base de la théorie de la Chromodynamique Quantique (Quantum Chromo-Dynamics (QCD)).

Les quarks (q) étant des fermions, le lagrangien qui décrit les quarks libres  $\Psi_k$  est donné par le lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi}_k (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_q) \Psi_k \quad (1.22)$$

où  $k = 1, 2, 3$  représentent les trois états de couleurs des quarks. Pour simplifier les notations, nous ne montrerons qu'un seul état de couleur dans la suite.  $\mathcal{L}_0$  est invariant sous une transformation de jauge locale de  $SU(3)_C$  :

$$\Psi(x) \rightarrow U\Psi(x) = e^{i\alpha_a(x)T_a}\Psi(x) \quad (1.23)$$

où la somme sur  $a = 1, \dots, 8$  est implicite,  $U$  est une matrice  $3 \times 3$  unitaire ( $U^\dagger U = \mathbb{1}$ ), et  $T_a$  des matrices  $3 \times 3$  correspondant aux générateurs de groupe de symétrie  $SU(3)$ . Plus généralement, un groupe de symétrie  $SU(N)$

a  $N^2 - 1$  générateurs.

$$\begin{aligned}\Psi(x) &\rightarrow (1 + i\alpha_a(x)T_a)\Psi(x) \\ \partial_\mu\Psi &\rightarrow (1 + i\alpha_a T_a)\partial_\mu\Psi + \underbrace{iT_a\Psi\partial_\mu\alpha_a}_{\text{brise la symétrie}}\end{aligned}$$

Le dernier terme de la dérivée brise la symétrie locale. L'introduction de 8 nouveaux champs de jauge  $A_\mu^a$  et d'une dérivée covariante définis par

$$\begin{aligned}A_\mu^a &\rightarrow A_\mu^a - \frac{1}{g_s}\partial_\mu\alpha_a \\ D_\mu &\rightarrow \partial_\mu + ig_s T_a A_\mu^a\end{aligned}$$

permet de restaurer l'invariance de jauge locale :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0 &= \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)\Psi \\ &= \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\Psi - g_s(\bar{\Psi}\gamma^\mu T_a\Psi)A_\mu^a\end{aligned}\tag{1.24}$$

où  $g_s$  est la constante de couplage.

À l'instar du champ  $A^\mu$  (photon) introduit par l'invariance de jauge U(1) locale, la définition d'un terme de masse pour chacun des huit champs  $A_\mu^a$ , appelés *gluons*, est incompatible avec l'invariance de jauge. Contrairement aux photons, les gluons interagissent entre eux. Le Lagrangien final est obtenu en ajoutant au Lagrangien  $\mathcal{L}_0$  le terme d'énergie cinétique (invariant de jauge) associé à chaque champ  $A_\mu^a$  :

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\Psi}_{\text{quark libre}} - \underbrace{g_s(\bar{\Psi}\gamma^\mu T_a\Psi)A_\mu^a}_{\text{interaction quark-gluon}} - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{gluon-gluon}}\tag{1.25}$$

avec

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c\tag{1.26}$$

Les paramètres fondamentaux de la QCD sont la constante de couplage  $g_s$  (ou  $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ ) et la masse des quarks  $m_q$ . Il est important de remarquer que lors du processus de renormalisation, permettant l'élimination des quantités divergentes de la QCD, les constantes de couplages ainsi que les masses sont mobiles, c'est-à-dire qu'elles dépendent de l'échelle d'énergie à laquelle elles sont sondées. Bien qu'il n'y ait pas de paramètres dimensionnels dans l'équation 1.25, une échelle de renormalisation  $\mu_R$  est acquise lors de la procédure de renormalisation. Ainsi, les prédictions pour les observables sont exprimées en termes de couplage renormalisé  $\alpha_s(\mu_R^2)$  :

$$\alpha_s(\mu_R^2) = \frac{2\pi}{(33 - 2n_f)} \left( \ln \frac{\mu_R^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right)^{-1}\tag{1.27}$$

avec  $n_f$  le nombre de saveurs de quarks de masses inférieures à  $\mu_R$ , et  $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 0.3 \text{ GeV}$  [9] est une constante ayant la dimension d'une masse traduisant l'échelle à partir de laquelle la constante de couplage déterminée de façon perturbative diverge.

L'équation 1.27 montre que la constante de couplage  $\alpha_s$  tend à décroître lorsque l'énergie augmente. Ceci révèle

deux comportements caractéristiques de l'interaction forte :

- **Le confinement** : D'une part, la constante de couplage tend à diverger à plus grande distance (faible transfert d'impulsion), traduisant un phénomène de confinement des quarks. Ce dernier stipule que seuls des états de couleur neutre<sup>1</sup> (hadron) sont observables et que les quarks ou les gluons ne peuvent exister à l'état libre. Ainsi, un quark ou un gluon produit lors d'une désintégration tendra à extraire des particules du vide quantique afin de s'associer à elles, c'est le phénomène d'hadronisation. Expérimentalement, cette extraction engendre un jet de particules, appelé *jets*, dans la direction de l'impulsion du parton (quark ou gluon) initial. Toutefois, le comportement divergent de  $\alpha_s$  rend impossibles les calculs en QCD lorsque  $\alpha_s$  prend des valeurs supérieures à 1, empêchant la convergence des développements perturbatifs. La figure 1.2 illustre le comportement de  $\alpha_s$  en fonction de l'échelle d'énergie  $\mu_R$  notée  $Q$ .
- **La liberté asymptotique** : D'autre part, la constante de couplage de l'interaction forte devient faible à courte distance (transfert d'impulsion important). Il en résulte que les quarks se comportent comme des particules libres en raison du faible couplage avec les gluons lorsqu'ils sont sondés à des énergies suffisamment grandes. Cette propriété de l'interaction forte s'appelle la liberté asymptotique. La liberté asymptotique nous permet d'utiliser la théorie des perturbations et aboutit ainsi à des prédictions quantitatives pour les sections efficaces dans les interactions hadroniques. La Figure 1.3 montre la comparaison des sections efficaces de production de jets, prédites à partir de différentes méthodes de calcul, avec les données collectées par le détecteur ATLAS. Un excellent accord est observé, validant la modélisation de l'interaction forte à haute énergie.

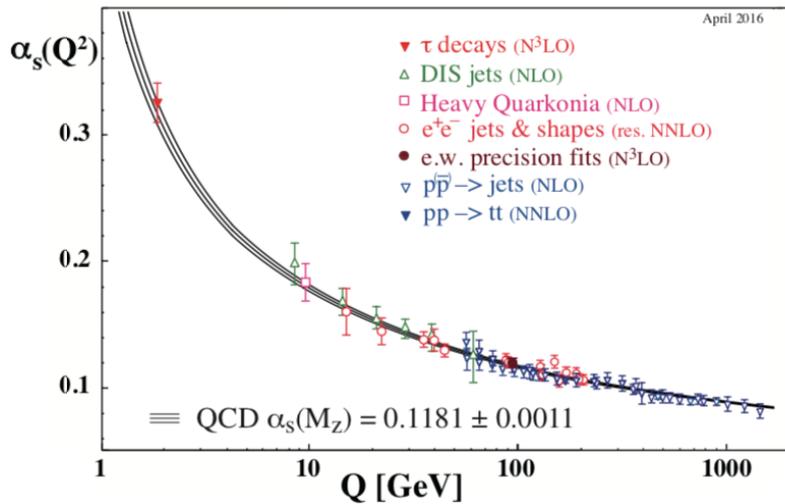


FIGURE 1.2 – Variation de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie. Ce graphique montre la comparaison entre la prédiction théorique de la QCD avec plusieurs résultats expérimentaux [10].

### 1.1.3 L'interaction faible et l'unification électrofaible

La première tentative de construction d'une théorie de l'interaction faible a été faite par E. Fermi dans les années 1930. Son idée était de construire un modèle pour expliquer la radioactivité  $\beta$  du neutron ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) dans une approche d'interaction à 4 points [12]. L'utilisation du formalisme de jauge pour l'interaction faible a été motivée par la violation de parité<sup>2</sup> observée dans le modèle de Fermi par M.C. Wu [13] et M. Goldhaber [14].

1. Exemples d'états de couleur neutre :  $V\bar{V}$ ,  $RVB$ ,  $BRV$

2. La parité est une symétrie qui renverse les coordonnées d'espace.

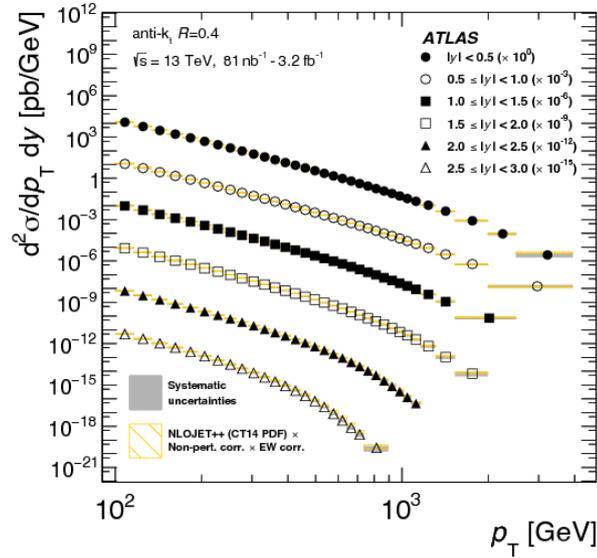


FIGURE 1.3 – Comparaison entre données et prédictions théoriques des sections efficaces de production de jets en fonction de leur impulsion transverse  $p_T$  et de leur rapidité  $y$ , à partir de collisions de protons à 13 TeV au centre de masse [11]. Les prédictions sont calculées à l'ordre NLO en prenant  $p_T^{\max}$  comme échelle d'énergie, à laquelle des corrections non perturbatives et électrofaibles sont appliquées.

Afin de respecter la violation de parité, un nouveau nombre quantique l'*isospin faible*  $I$  est introduit. Les particules de chiralité gauche sont réunies dans des doublets d'isospin ( $I = \frac{1}{2}$ ) et les particules de chiralité droite dans des singulets ( $I = 0$ ). La chiralité d'une particule est déterminée selon que la particule se transforme dans la représentation droite (R) ou gauche (L) du groupe de Poincaré. Les états de chiralité d'une particule sont donnés par les opérateurs

$$\psi_{R,L} = P_{R,L}\psi \quad (1.28)$$

avec

$$P_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5) \quad (1.29)$$

les projecteurs de chiralité. Ceux-ci impliquent que l'interaction faible se couple à des fermions de chiralité gauche ou à des anti-fermions de chiralité droite. L'interaction faible émerge du groupe de symétrie  $SU(2)_L$  ( $L$  pour *left*).  $SU(2)$  possède trois générateurs associés à deux bosons chargés vecteurs  $W^+$  et  $W^-$ , et un boson neutre  $Z^0$ . Contrairement aux bosons vecteurs chargés, le boson  $Z$  peut se coupler à des particules de chiralité gauche ou droite.

L'unification de l'interaction faible avec l'interaction électromagnétique fut réalisée vers 1960 grâce aux physiciens S.L. Glashow, S. Weinberg et A. Salam [15, 16]. Cette unification donna naissance à la théorie électrofaible établie à partir de l'interaction d'isospin faible basée sur le groupe de symétrie  $SU(2)_L$  et de l'interaction d'hypercharge faible basée sur le groupe de symétrie  $U(1)_Y$ . Ce dernier remplace le groupe de symétrie  $U(1)$  de l'électrodynamique quantique. Néanmoins, l'hypercharge faible  $Y$  est lié à la charge électrique  $Q$  par

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.30)$$

où  $I_3$  est la troisième composante de l'isospin faible. Les quantités  $I$  et  $Y$  sont conservées sous la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

### Le Lagrangien de l'interaction électrofaible

Les transformations de jauge sous  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  sont données par :

$$\Psi_L(x) \rightarrow \Psi'_L(x) = e^{i\alpha_j(x)T_j + i\beta(x)Y/2}\Psi(x) \quad (1.31)$$

$$\Psi_R(x) \rightarrow \Psi'_R(x) = e^{i\beta(x)Y/2}\Psi(x) \quad (1.32)$$

où  $j = 1, 2, 3$  et  $T_j = \frac{\sigma_j}{2}$  sont les générateurs de  $SU(2)_L$  (avec  $\sigma_j$  les matrices de Pauli) et  $Y$  le générateur de  $U(1)_Y$ . Afin de garantir l'invariance du lagrangien deux nouvelles dérivées covariantes sont définies :

$$D_\mu^L = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu + ig_2 T_a W_\mu^a \quad (1.33)$$

$$D_\mu^R = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.34)$$

où  $a = 1, 2, 3$ ,  $W_\mu^a$  et  $B_\mu$  sont respectivement des générateurs de  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$ , et  $g_1$  et  $g_2$  les couplages associés aux interactions d'isospin et d'hypercharge faibles respectivement. On introduit également deux termes cinétiques pour les champs de jauge :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.35)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.36)$$

où  $\epsilon_{abc}$  sont les constantes de structure du groupe  $SU(2)_L$ . Le lagrangien électrofaible, tenant compte des états de chiralité, s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{EW} = \underbrace{i\bar{\Psi}_L \gamma_\mu D_\mu^L \Psi_L}_{\text{fermions gauches}} + \underbrace{i\bar{\Psi}_R \gamma_\mu D_\mu^R \Psi_R}_{\text{fermions droits}} - \underbrace{\frac{1}{4} \left( W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} + B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \right)}_{\text{cinétique des champs de jauge}} \quad (1.37)$$

Il est important de remarquer que les quatre champs  $W_\mu^a$  et  $B_\mu$  ne sont pas directement les bosons physiques, c'est-à-dire médiateurs des interactions faible et électromagnétique. Les bosons physique sont obtenus à partir de combinaisons linéaires des champs de jauge :

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \quad (1.38)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \quad (1.39)$$

où  $\theta_W$  est l'angle de mélange de Weinberg :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.40)$$

L'ajout d'un terme de masse pour les bosons de jauge brise la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Bien que cela soit satisfaisante dans les lagrangiens QED et QCD, l'absence de masse pour les bosons  $W$  et  $Z$  contredit les

observations expérimentales : les bosons massifs  $W$  et  $Z$  ont été découverts par les expériences UA1 [17, 18] et UA2 [19, 20]. Non seulement les bosons, mais aussi les fermions apparaissent sans masse pour conserver l'invariance du lagrangien. De plus, les deux composantes gauche et droite dans un terme de masse

$$-m\bar{\Psi}\Psi = -m\bar{\Psi}\left[\frac{1}{2}(1-\gamma^5) + \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\right]\Psi \quad (1.41)$$

$$= -m(\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R) \quad (1.42)$$

ne se transforment pas de la même façon sous  $SU(2)_L$ ,  $\Psi_R$  est un singulet d'isospin et  $\Psi_L$  un doublet. Afin d'introduire des termes de masses supplémentaires dans le lagrangien, il devient nécessaire de briser la symétrie électrofaible.

### 1.1.4 Brisure spontanée de symétrie et mécanisme de Brout-Englert-Higgs

F. Englert, R. Brout et P. Higgs imaginèrent en 1964 un mécanisme permettant d'introduire les termes de masse manquant au lagrangien électrofaible [21, 22]. Ce mécanisme, le *mécanisme de Brout-Englert-Higgs*, donne une masse aux bosons  $W$  et  $Z$  lorsqu'ils interagissent avec un champ scalaire, dit « champ de Higgs », brisant la symétrie de jauge dans le secteur électrofaible, tout en conservant le sous-groupe associé à l'interaction électromagnétique.

Le champ de Higgs est un champ spinoriel complexe du groupe  $SU(2)$  :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

décrit par le lagrangien

$$\mathcal{L}_\phi = |D_\mu\phi(x)|^2 - V(\phi), \quad (1.44)$$

où  $D_\mu$  est la dérivée covariante définie comme  $D_\mu^L$  dans l'équation 1.33, et

$$V(\phi) = \mu^2|\phi(x)|^2 + \lambda|\phi(x)|^4, \quad (1.45)$$

décrit quant à lui un potentiel scalaire avec  $\mu$  et  $\lambda$  deux paramètres libres.

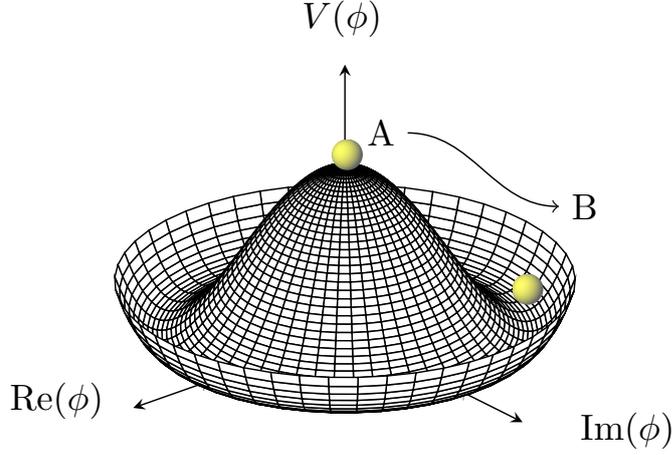
Les extrema du potentiel de Higgs (équation 1.45) sont obtenus pour

$$\phi(x) = 0 \text{ ou } |\phi(x)|^2 = \frac{-\mu^2}{2\lambda} \quad (1.46)$$

Si  $\mu^2 < 0$ , le potentiel de Higgs a la forme d'un "chapeau mexicain" où le minimum encore appelé valeur attendue du vide (Vacuum Expectation Value (**vev**)) et noté  $v$ . Il correspond à tout un continuum non nul, dans le creux du chapeau. La figure 1.4 représente graphiquement le potentiel de Higgs pour  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ .

Le minimum explicite du potentiel de Higgs est choisi de telle sorte que la composante chargée du doublet de Higgs ( $\phi^+$ ) soit égale à zéro alors que le neutre ( $\phi^0$ ) acquiert la valeur d'espérance du vide,

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}. \quad (1.47)$$


 FIGURE 1.4 – Représentation graphique du potentiel  $V(\phi)$  pour  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ .

Ce choix brise la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , laissant la symétrie  $U(1)_Y$  de l'interaction électromagnétique invariante. Ce mécanisme est appelé *brisure spontanée de la symétrie électrofaible*. Un développement perturbatif du champ  $\phi$  autour de la valeur minimale du potentiel choisie modifie son expression de telle sorte que :

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

où  $H$  est le boson de Higgs. Sa masse ainsi que celle des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  sont obtenues en introduisant le champ  $\psi$  dans le lagrangien de Higgs (équation 1.44). Les masses des bosons sont données par

$$m_H = \sqrt{-\mu^2}, \quad m_{W^\pm} = \frac{v}{2}g_2, \quad m_{Z^0} = \frac{v}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}. \quad (1.49)$$

L'équation 1.49 montre que la masse du boson de Higgs est un paramètre libre. La masse des fermions est également introduite après brisure spontanée de la symétrie électrofaible via le champ de Higgs, en introduisant un couplage  $\lambda_f$  dit de *Yukawa* dans le terme d'interaction

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_f \bar{\psi}_L \phi \psi_R + \text{h.c.}, \quad (1.50)$$

qui est invariant sous la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Le couplage de Yukawa est proportionnel aux masses des fermions ( $m_f$ ) :

$$\lambda_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v} \quad (1.51)$$

Il en résulte de l'équation 1.51 que les masses des fermions, à l'exception des neutrinos, s'ajoutent à la liste des paramètres libres.

## 1.2 Contenu du Modèle Standard

Le **MS** de la physique des particules unifie les interactions faible et électromagnétique et inclut l'interaction forte dans une seule théorie. Le **MS** est basé sur l'invariance sous les groupes de jauge  $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ , regroupant les particules élémentaires connues jusqu'à aujourd'hui en deux catégories : les fermions et les bosons.

### 1.2.1 Les fermions

Le **MS** nous apprend que la matière ordinaire dans notre univers est constituée de fermions interagissant au travers des champs dont ils sont sources. On distingue deux classes de fermions : les *leptons* et les *quarks*. Chaque classe contient six particules regroupés par paires, appelées *familles* ou plus souvent *générations*. Seules les particules de la première génération, de masse faible, constituent la matière stable et suffisent à décrire le monde macroscopique qui nous entoure. Les particules de la deuxième et la troisième générations sont instables, elles sont plus lourdes par rapport à la première génération et par conséquent se désintègrent rapidement. Néanmoins, elles peuvent être créées et observées dans les expériences menées avec les collisionneurs.

- **Les leptons** : Les six leptons sont : l'électron  $e^-$ , le muon  $\mu^-$  et le tau  $\tau^-$  et leur neutrino associé,  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ , prédit sans masse dans le **MS**. À chaque particule est associée son antiparticule, de même masse mais avec des charges opposées, soit au total 12 leptons. L'électron, le muon et le tau, du fait de leur charge électrique  $-1$  (en unité de  $e$ , la charge du proton), sont sensibles à l'interaction électromagnétique et à l'interaction faible. En revanche, les neutrinos, neutres électriquement, ne sont sensibles qu'à l'interaction faible.
- **Les quarks** : Les six quarks, *up* ( $u$ ), *down* ( $d$ ), *charm* ( $c$ ), *strange* ( $s$ ), *top* ( $t$ ), *bottom* ( $b$  ou beau), sont sensibles à toutes les interactions décrites par le **MS**. Chaque quark est porteur d'une charge électrique (en fraction de  $e$ ) et d'une charge de couleur (avec trois états). Ils n'ont jamais été observés de manière isolée, mais en état liés de couleur neutre, les hadrons, à part le quark top qui se désintègre avant de s'hadroniser. Le quark top a une durée de vie très courte ( $0.5 \times 10^{-24}$  s), plus petite que l'échelle de temps de l'interaction forte ( $10 \times 10^{-23}$  s).

La classification des fermions est résumé dans le tableau 1.1.

TABLE 1.1 – La classification des particules de matière.

Fermions	Chiralité	Génération			$U(1)$	$U(1)_Y \otimes SU(2)_Y$			$SU(3)_c$
		1	2	3	$Q$	$Y$	$I$	$I_3$	$C$
Leptons	doublet L	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	0	-1	1/2	1/2	singulet
	singulet R	$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	-1	-2	0	0	
Quarks	doublet L	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	2/3	1/3	1/2	1/2	triplet
	singulet R	$u_R$	$c_R$	$t_R$	-1/3	4/3	0	-1/2	
	singulet R	$d_R$	$s_R$	$b_R$	2/3	-2/3	0	0	

Les doublets de quark sont supposés interagir de la même manière que les doublets d'isospin faible de la même génération. Par exemple l'électron (muon) ne peut interagir qu'avec le neutrino électronique (muonique). Ceci signifierait que le quark up ( $u$ ), par exemple, ne pourra interagir qu'avec le quark down ( $d$ ). La désintégration du kaon  $\pi^+ (u\bar{s}) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  prouve que le quark up peut interagir avec le quark  $s$ . Lorsque le quark  $c$  a été découvert

en 1974, il a été remarqué que les quarks  $d$  et  $s$  pouvaient se désintégrer en quark  $u$  ou  $c$ . N. Cabibbo postula que les états propres de l'interaction faible n'étaient pas les quarks  $d$  et  $s$ , mais des combinaisons linéaires de ces derniers :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

où  $\theta_c$  est l'angle de Cabibbo, interprété comme la probabilité qu'un quark  $d$  ( $s$ ) se désintègre en un quark  $u$  :  $|V_{ud}|^2$  ( $|V_{us}|^2$ ). M. Kobayashi and T. Maskawa reprirent la matrice introduite par Cabibbo pour inclure les quarks de la troisième génération [23], le quark top et le quark  $b$  :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_{V_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Cette matrice est connue sous le nom de Cabibbo-Kabayashi-Maskawa (**CKM**). Elle dépend de quatre paramètres, trois angles et une phase complexe (paramètres libres). Cette phase amène une partie imaginaire dans la matrice qui est un ingrédient essentiel du mécanisme de violation de la symétrie CP dans le modèle standard.

### 1.2.2 Les bosons

Les bosons apparaissent dans le **MS** en deux classes, les bosons dits bosons de jauge qui sont associés aux trois des quatre interactions fondamentales, à savoir l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte et le boson de Brout-Englert-Higgs, communément appelé boson de Higgs via lequel les masses des bosons de jauge ainsi que celles des fermions sont générées. Le **MS** ne décrit pas l'interaction gravitationnelle.

- **Les bosons de jauge** : Il s'agit du photon ( $\gamma$ ) et des huit gluons ( $g$ ), respectivement associés aux interactions électromagnétique et forte ; et des trois bosons  $W^-$ ,  $W^+$  et  $Z^0$  associés à l'interaction faible.
- **Le boson de Higgs** : Le boson de Higgs ( $H$ ) est la manifestation visible du champ de Higgs introduit dans le **MS** pour donner une masse aux bosons médiateurs de l'interaction faible.

La figure 1.5 résume l'ensemble des particules élémentaires composant le **MS** avec certaines de leurs propriétés les plus importantes, leurs charges électriques, charges de couleur, masses, spin.

## 1.3 Succès et limites du Modèle Standard

La grande majorité des expériences de physique des particules effectuées jusqu'à présent ont confirmé les prédictions du **MS** avec une grande précision [25, 26]. Les bosons de jauge ont été découverts au CERN2 en 1983 [27]. Le quark le plus lourd, le quark top, a été découvert au Tevatron en 1995 [28]. Toutes ses propriétés observées sont en accord avec la prédiction du **MS** [29, 30]. La dernière particule prédite par le **MS**, le boson de Higgs, a été découverte par les expériences ATLAS et CMS en 2012 [31, 32] et ses propriétés sont en accord avec avec celles prédites par le **MS**.

Bien que le **MS** soit une théorie confirmée par diverses expériences, il soulève plusieurs questions non résolues :

- La **gravitation** est la seule des quatre interactions fondamentales qui ne soit pas décrite par le **MS**. Sa description nécessiterait l'introduction d'un champ de spin 2 qui se couplerait aux particules du **MS**. Le couplage d'une telle interaction n'est pas renormalisable. En outre, l'interaction gravitationnelle

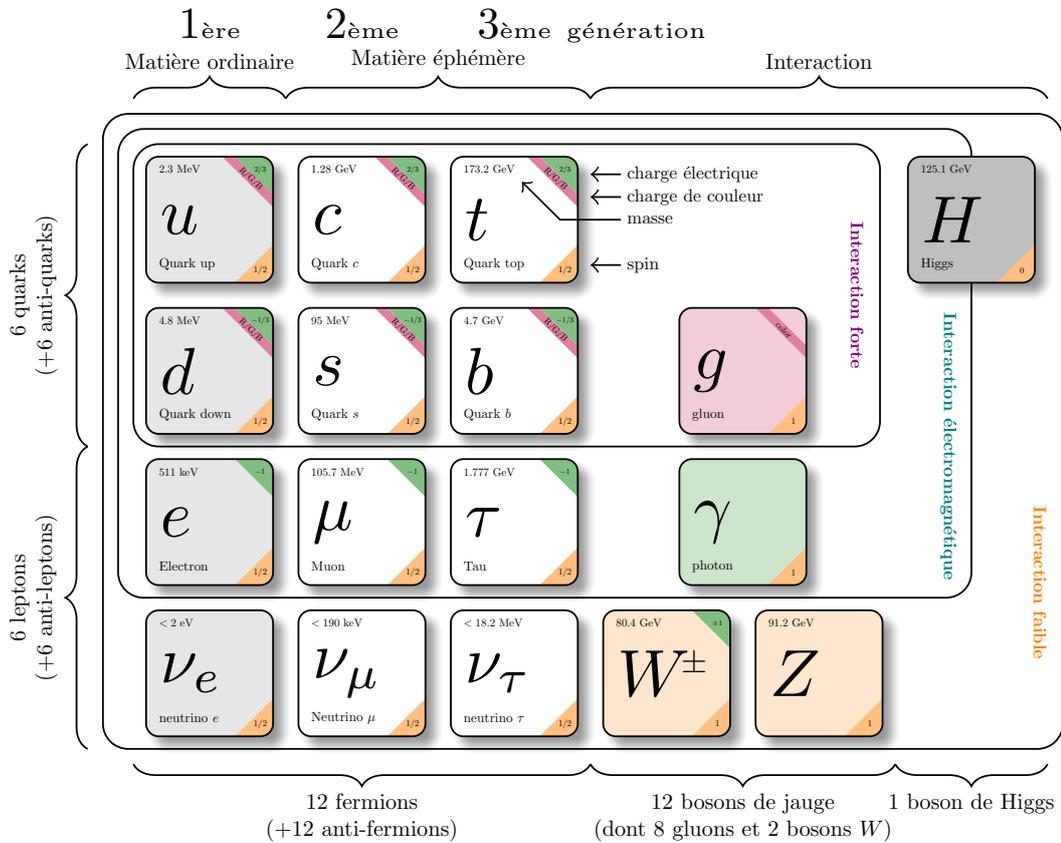


FIGURE 1.5 – Les particules élémentaires du Modèle Standard. Image issue de la référence [24].

demeure négligeable à l'échelle d'énergie du MS (échelle électrofaible  $\sim 100$  GeV). Toutefois, les effets quantiques de la gravitation deviennent importants à l'échelle de Planck  $\Lambda \approx 10^{19}$  GeV. À cette échelle, l'intensité de la gravitation devient comparable à celle des autres forces.

- On a montré au cours de ce chapitre que le MS comporte des **paramètres libres** qui doivent être contraints par l'expérience :
  - 9 masses des fermions (sans compter celles des neutrinos)
  - 3 angles et 1 phase (de la matrice de CKM)
  - la masse du boson de Higgs et la  $vev$
  - 3 couplages de jauge
- La **masse des neutrinos** n'est pas prédite par le MS. Toutefois, les oscillations des neutrinos ont été observées lors de diverses expériences, notamment par Super-Kamiokande (neutrinos atmosphériques) [33], Sudbury Neutrino Observatory (neutrinos solaire) [34] et KamLAND (neutrinos issus des réacteurs nucléaires) [35]. Ces oscillations ont pour origine un mélange d'états propres de saveur et de masse et impliquent que les neutrinos ont une masse. Les masses des neutrinos peuvent être générées au moyen du mécanisme de Higgs, entraînant par contre l'existence de neutrinos de chiralité droite

non encore observés. À l'instar de la matrice **CKM**, une matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) est introduite afin de décrire les oscillations des neutrinos. Cependant, les masses en jeu sont très faibles, et la différence de masse entre les leptons et les neutrinos (pour l'électron 511 keV contre  $\sim 1$  eV) reste sans explication.

- La matière décrite par le **MS** et qui constitue toutes les étoiles et les galaxies ne représente que 5% du contenu de l'Univers. Le reste étant formé par la **matière noire** et l'**énergie sombre**. La présence de la matière noire a déjà été mise en évidence par les observations astrophysiques sur les masses des galaxies et leur courbe de vitesses de rotation [36]. Cette matière noire est estimée à 27% de la masse de l'Univers et sa nature n'est pas connue. Une autre observation qui n'est également pas expliquée par le **MS** est l'expansion accélérée de l'Univers [37]. Cette dernière est expliquée comme provenant de l'existence d'une énergie sombre, jusqu'à présent inconnue.
- L'**asymétrie matière-antimatière** décrit l'excès observé de matière dans l'Univers. Dans le **MS**, à chaque particule est associée son antiparticule. Pourtant, l'Univers visible est peuplé de particules et non d'antiparticules. Bien que le mélange de saveurs de quarks avec la matrice **CKM** introduit la violation de la symétrie CP, le **MS** n'explique pas cette asymétrie.
- Le problème de la **naturalité** ne trouve pas son explication dans le **MS**. Il découle des développements perturbatifs dans le calcul de la masse du boson de Higgs qui engendrent des divergences quadratiques. Les principales contributions proviennent de trois sources [38] :

- boucle du quark top :  $\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2$
- boucle des bosons de jauge :  $\frac{3}{16\pi^2}g^2\Lambda^2$
- boucle d'auto-interaction du boson de Higgs :  $\frac{3}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2$

$\Lambda$  est l'échelle d'énergie à partir de laquelle le **MS** n'est plus valide. En prenant  $\Lambda = 10$  TeV, la masse du boson de Higgs est alors :

$$m_H^2 = m_0^2 - \underbrace{\frac{3}{8\pi^2}\lambda_t^2\Lambda^2}_{2 \text{ TeV}} + \underbrace{\frac{3}{16\pi^2}g^2\Lambda^2}_{0.7 \text{ TeV}} + \underbrace{\frac{3}{16\pi^2}\lambda^2\Lambda^2}_{0.5 \text{ TeV}} \quad (1.52)$$

Pour que la masse du boson de Higgs soit égale à 125 GeV, il faut que la masse, à l'arbre,  $m_0$  soit finement ajustée (de l'ordre de 1 pour 100) pour compenser les divergences quadratiques. Et si on considère l'échelle de Planck ( $\Lambda \approx 10^{19}$  GeV), l'ajustement devrait être de l'ordre de  $10^{-32}$ , ce qui n'est pas naturel.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les idées fondatrices du Modèle Standard de la physique des particules ont été décrites. Il a été montré que le Modèle Standard a été mis à l'épreuve lors de diverses expériences et il s'est révélé particulièrement efficace pour prédire l'existence de particules auparavant inconnues. Il est jusqu'à présent la meilleure description de la matière à son échelle la plus élémentaire. Toutefois, il laisse sans réponse de nombreuses questions (la gravitation, les oscillations des neutrinos, la matière noire, etc) motivant aujourd'hui la recherche de Nouvelle Physique au-delà du Modèle Standard. Le chapitre suivant (chapitre 2) se propose de

dresser un panorama général de théories au-delà du Modèle Standard, en particulier prédisant l'existence de nouveaux bosons massifs appelés  $W'$  qui ont fait l'objet des recherches décrites dans cette thèse.

## Nouveaux bosons massifs $W'$

De nombreuses théories tentent de compléter le MS en proposant de nouveaux phénomènes physiques associés à ces théories. Elles sont regroupées sous la dénomination de Nouvelle Physique. Certaines d'entre elles prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge chargés de spin 1, généralement désigné par le symbole  $W'$ .

### 2.1 Prédiction de nouveaux bosons $W'$

De nombreuses théories au-delà du MS prédisent l'existence de bosons de jauge supplémentaires.

**Modèle Symétrique Gauche-Droite [39-41]** : On a vu, dans la section 1.1.3, que les fermions gauches et les fermions droits ne se couplent pas de la même manière aux bosons de jauge. Un moyen intéressant d'aller au-delà du MS consiste à élargir le groupe de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Un exemple de ceci est le modèle symétrique gauche-droit basé sur la symétrie de jauge

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$$

où la symétrie de  $SU(2)_R$  est brisée à une échelle d'énergie supérieure à celle du  $SU(2)_L$  et le groupe  $U(1)_{B-L}$  correspond à une symétrie qui conserve la différence entre le nombre baryonique  $B$  et le nombre leptonique  $L$ . Ce modèle présente un certain nombre d'avantages. Il fournit un mécanisme pour la violation de parité alors que dans le MS, cette violation de symétrie est introduite à la main. Dans le modèle symétrique gauche-droite, les fermions de chiralité gauche et droite se couplent de manière identique à des bosons de jauge distincts de masses différentes, de telle façon que la symétrie de parité reste spontanément brisée à basse énergie mais soit une symétrie d'une théorie plus fondamentale. Ce modèle présente d'autres caractéristiques attrayantes, notamment une explication naturelle du faible hypercharge ( $Y$ ) [42], ou l'existence de neutrinos de masse non nulle mais extrêmement faible.

Le groupe de symétrie  $SU(2)_R$  implique l'existence de trois bosons de jauge supplémentaires correspondant aux trois générateurs du groupe. Par analogie avec les bosons de jauge  $W$  et  $Z$ , les nouveaux bosons sont appelés  $W'$  et  $Z'$ . Les masses des bosons  $W'$  et  $Z'$  nécessitent une brisure de symétrie gauche-droite à une échelle d'énergie élevée afin de rendre ces bosons invisibles aux basses énergies.

La façon la plus simple de briser cette symétrie est de laisser en un premier temps la symétrie  $SU(2)_L$  intacte

comme suit [43] :

$$\begin{array}{ccccc}
 SU(2)_L & \otimes & SU(2)_R & \otimes & U(1)_{B-L} & \rightarrow & SU(2)_L & \otimes & U(1)_Y \\
 \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\
 W_{L,\mu}^a & & W_{R,\mu}^a & & C_\mu & & W_\mu^a & & B_\mu \\
 g'_L & & g'_R & & g' & & g & & g_Y
 \end{array} \quad (2.1)$$

où les flèches orientés vers le bas connecte chaque groupe aux bosons et constantes de couplage qui lui sont associé. La symétrie du groupe  $SU(2)_L$  implique une constante de couplage similaire à celle de l'interaction électrofaible  $g'_L = g = e/\sin\theta_W$ . L'une des constantes de couplage,  $g'_R$  ou  $g'$ , peut être choisie arbitrairement. Ainsi les singulets de fermions droits (voir tableau 1.1) seront cette fois organisés en doublet. Par exemple :

$$u_R, d_R \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R$$

Ce modèle introduit également un neutrino droit  $\nu_R$ .

L'hypercharge  $\tilde{Y}$ , pour le modèle symétrique gauche-droite, est lié à la charge selon la relation

$$Q = T_{R,3} + T_{L,3} + \tilde{Y} \quad (2.2)$$

où

$$\tilde{Y} = \frac{B-L}{2}$$

Les constantes de couplage des fermions aux bosons de jauge s'obtiennent en écrivant explicitement la partie cinétique du lagrangien des fermions ( $\Psi$ ) en fonction de la dérivée covariante

$$D_{L/R,\mu} = \partial_\mu + ig'_{L/R} \tau_a W_{L/R,\mu}^a + ig' \frac{B-L}{2} B_\mu \quad (2.3)$$

où  $\tau_a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont les matrices de Pauli. Le lagrangien des fermions peut s'exprimer comme suit

$$\mathcal{L}_\Psi = \sum_{\Psi} \{ \bar{\Psi}_L i\gamma^\mu D_{L,\mu} \Psi_L + \bar{\Psi}_R i\gamma^\mu D_{R,\mu} \Psi_R \} \quad (2.4)$$

Les fermions et bosons acquièrent leurs masses en considérant le terme de Yukawa ( $\bar{\Psi}_L \phi \Psi_R$ , équation 1.50). Pour assurer la brisure de symétrie gauche-droite, le champ complexe  $\phi$  doit être représenté par des matrices  $2 \times 2$  de champs scalaires complexes. Deux triplet scalaires :  $\Delta_L$  et  $\Delta_R$  sont introduits, construits à partir des matrices de Pauli. Les états fondamentaux de ces champs dans le vide correspondent à

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v_1 & 0 \\ 0 & v_2 \end{pmatrix} \text{ et } \Delta_{L/R}^0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ w_{L/R} & 0 \end{pmatrix}$$

Si on suppose que  $|w_L|^2 \ll |v_1|^2 + |v_2|^2 \ll |w_R|^2$ , la brisure de symétrie est attribuée à la présence de  $w_R$ . La relation  $|w_L|^2 \ll |w_R|^2$  se traduit directement en matière de masse des bosons des champs de jauge gauche et droit. Dans le modèle symétrique gauche-droite, les états propres de chiralité  $W_{L/R}$ , ne correspondent pas directement aux états propres de masse. Le mélange de bosons est décrit par

$$\begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & -\sin \xi e^{i\lambda} \\ \sin \xi e^{i\lambda} & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix}$$

où  $W_1$  et  $W_2$  sont les états propres de masse,  $\xi$  un nouvel angle de mélange et  $\lambda$  une nouvelle phase. À partir des

valeurs attendues du vide, on aboutit aux masses des bosons :

$$M_1^2 \simeq \frac{1}{4}g^2 \left( |v_1|^2 + |v_2|^2 \right), \quad M_2^2 \simeq \frac{1}{4}g^2 \left( 2|w_R|^2 + |v_1|^2 + |v_2|^2 \right). \quad (2.5)$$

La masse  $M_1$  est celle du boson  $W$  du **MS**, tandis que la masse  $M_2$  du nouveau boson massif chargé dépend de l'échelle de la brisure de symétrie de  $SU(2)_R$ ,  $w_R$ . On précisera que ce modèle prédit également un boson massif neutre noté  $Z'$ .

**Modèle Little Higgs [44]** : Le modèle Little Higgs a été imaginé pour résoudre le problème de la brisure de symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  tout en garantissant que les corrections radiatives ne divergent pas sans toutefois recourir aux ajustements fins. Ce modèle introduit de nouvelles particules massives correspondant aux particules du **MS** dont les termes contribuent aux divergences quadratiques dans le calcul perturbatif de la masse du boson de Higgs. Les nouvelles particules prédites par le modèle du Petit Higgs sont un nouveau quark massif, des nouveaux bosons de jauge massifs  $W'$ ,  $Z'$  et  $\gamma'$  et un triplet de boson de Higgs.

Le modèle Little Higgs incorpore le secteur électrofaible du **MS** dans un modèle dit sigma non linéaire  $SU(5)/SO(5)$ , où  $SU(5)$  correspond à une symétrie globale, spontanément brisée en son sous-groupe  $SO(5)$  à une échelle d'énergie  $f \approx 1$  TeV. La symétrie de jauge  $[SU(2) \times U(1)]^2$ , sous-groupe de  $SU(5)$ , est elle-aussi brisée en son sous-groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , qui n'est rien d'autre que le groupe du **MS**. La brisure de symétrie  $SU(5) \rightarrow SO(5)$  engendre 14 générateurs  $X^a$  ( $N(N+1)/2 - 1$  pour une brisure  $SU(N) \rightarrow SO(N)$ ) correspondant aux 14 champs que nous désignerons par  $\pi^a(x)$ . À une échelle d'énergie inférieure à  $\Lambda \sim 4\pi f$ , le lagrangien contient tous les opérateurs locaux invariants de Lorentz, construits à partir du champ

$$\Sigma(x) = e^{i\Pi/f} \Sigma_0 e^{i\Pi^T/f} = e^{2i\Pi/f} \Sigma_0 \quad (2.6)$$

où  $\Sigma_0$  est une base de  $SU(5)$  définie par :

$$\Sigma_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \mathbb{1} \\ 0 & 1 & 0 \\ \mathbb{1} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

et  $\Pi = \sum_a \pi^a(x) X^a$  est appelée *matrice de pions*.

Le lagrangien est obtenu en appliquant la transformation :

$$\partial_\mu \Sigma \rightarrow D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma - i \sum_{j=1}^2 \left[ g_j W_{j,\mu}^a \left( Q_j^a \Sigma + \Sigma Q_j^{aT} \right) + g'_j B_{j,\mu} \left( Y_j \Sigma + \Sigma Y_j \right) \right] \quad (2.7)$$

où  $W_j^a$  et  $B_j$  sont les champs de jauge associés aux groupes de symétrie  $SU(2)$ ,  $U(1)_j$  respectivement,  $g_j$  et  $g'_j$  leurs constantes de couplage, et  $Q_j^a$  et  $Y_j$  sont les générateurs de la forme

$$Q_1^a = \begin{pmatrix} \sigma^a/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad Y_1 = \text{diag}(3, 3, -2, -2, -2)/10$$

$$Q_2^a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sigma^{a*}/2 \end{pmatrix}, \quad Y_2 = \text{diag}(2, 2, 2, -3, -3)/10$$

La brisure de symétrie de jauge dans le modèle Little Higgs se déroule en deux étapes : premièrement,  $\Sigma_0$  brise la symétrie du groupe de jauge étendu  $[SU(2) \times U(1)]^2$  jusqu'au sous-groupe diagonal, identifié par le groupe

du modèle électrofaible standard  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Ensuite, à l'échelle  $\text{vev} = 246 \text{ GeV}$ , la brisure de la symétrie électrofaible habituel se produit, brisant  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$ . La brisure de la symétrie électrofaible est déclenchée par un potentiel de Higgs induit de manière radicale. Considérons le premier stade de la brisure de symétrie,  $[SU(2) \times U(1)]^2 \rightarrow SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Les couplages de jauge du sous-groupe diagonal non brisé sont donnés par

$$g = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}, \quad g' = \frac{g'_1 g'_2}{\sqrt{g_1'^2 + g_2'^2}} \quad (2.8)$$

ceux-ci sont associés respectivement aux interactions d'isospin et d'hypercharge faibles. Il est pratique d'utiliser les deux angles de mélange,  $\Theta$  et  $\Theta'$ , définis par

$$\tan \Theta = \frac{g_2}{g_1}, \quad \tan \Theta' = \frac{g'_2}{g'_1} \quad (2.9)$$

Les bosons à l'échelle d'1 TeV sont les combinaisons linéaires des champs de jauge  $W_j^a$  et  $B_j$  :

$$W'^a = -\cos \Theta W_1^a + \sin \Theta W_2^a, \quad B' = -\cos \Theta' B_1 + \sin \Theta' B_2 \quad (2.10)$$

et leurs masses sont données par

$$m(W') = \frac{g}{\sin 2\Theta} f, \quad m(B') = \frac{g'}{\sqrt{5} \sin 2\Theta'} f \quad (2.11)$$

**Modèles des Extra Dimensions Universelles de Kaluza-Klein :** L'idée de dimensions supplémentaires est née des tentatives d'unifier différentes forces fondamentales. Une formulation unifiée de la théorie de la gravitation d'Einstein et de celle de Maxwell sur l'électromagnétisme dans un espace-temps à quatre dimensions a été proposée 1921 par Theodor Kaluza [45] en supposant une théorie de la gravitation dans un espace-temps à cinq dimensions. Les composantes métriques devaient être indépendantes de la cinquième coordonnée. En 1926, Oskar Klein suggéra un concept qu'il appela *cylinder condition* (condition de cylindre), qui signifie que la physique prend place sur une hypersurface quadridimensionnelle de l'espace pentadimensionnel [46]. La cinquième dimension est compactifiée (enroulée sur elle-même), décrivant à la fois la gravité en quatre dimensions (4D) et l'électromagnétisme. Cela a pour effet de laisser la relativité générale usuelle invariante par rapport à l'ajout de la nouvelle coordonnée associée à la cinquième dimension, puisque les dérivées par rapport à celle-ci sont nulles sur l'hypersurface. Quelques années plus tard, les propositions de Kaluza-Klein furent réactualisées dans un nouveau contexte théorique moderne [47], suite au développement de la théorie des cordes et ses extensions modernes (supercordes, théorie M).

À des énergies voisines de l'échelle de Planck ( $\Lambda \sim 10^{19} \text{ GeV}$ ), l'espoir d'observer des phénomènes gravitationnels à l'échelle subatomique semble faible. Cependant, une conséquence observable de ces théories pourrait venir des champs de jauge du **MS** qui, en se propageant dans ces extra-dimensions, se verraient associés à des partenaires excités pouvant se coupler à des fermions.

À titre d'exemple [48], considérons une dimension supplémentaire compactifiée sur un cercle de rayon  $R$  (voir figure 2.1). Les coordonnées sont représentées par  $x^a = (x^\mu, y)$ , où  $a = 0, 1, 2, 3, 4$ ,  $\mu = 0, 1, 2, 3$  et  $y = x^5$  est la coordonnée dans la direction de la dimension supplémentaire. L'action d'un champ scalaire libre (sans masse)

$\Phi$  dans 5D est donnée par

$$S = \int d^5x \frac{1}{2} \partial_a \Phi(x^\mu, y) \partial^a \Phi(x^\mu, y) \quad (2.12)$$

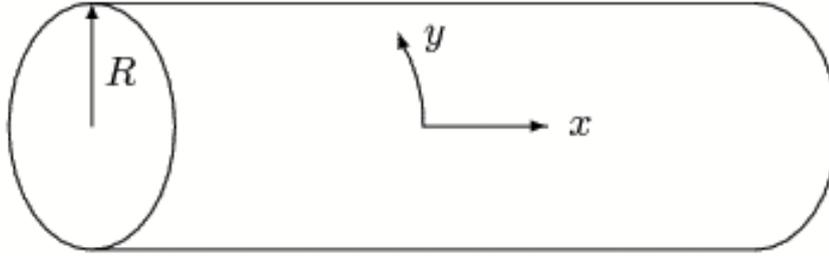


FIGURE 2.1 – Illustration d’une extra-dimension compactifiée sur un cercle.  $x$  symbolise une dimension d’espace classique et  $y$  désigne la dimension supplémentaire.

Le champ  $\Phi$  a une dimension de masse  $3/2$  en 5D. La dimension supplémentaire étant compactifiée, la valeur du champ est périodique en coordonnées  $y$ ,  $\Phi(x^\mu, y + 2\pi R) = \Phi(x^\mu, y)$ . En effectuant une décomposition de Fourier le long de la direction  $y$ , on a :

$$\Phi(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \phi^{(n)}(x^\mu) e^{i \frac{n}{R} y} \quad (2.13)$$

En développant en série de Fourier l’action  $S$ , celle-ci décrit une série (infinie) de particules en 4D (tours de particules) ayant des masses  $m(n) = n/R$ , où chacune des particules est associée à une dimension circulaire. Si le champ  $\Phi(x^\mu, y)$  a une masse  $m_0$  en 5D, alors les particules en 4D de Kaluza-Klein auront des masses,  $m_{(n)}^2 = m_0^2 + n^2/R^2$ . Il est également possible de le généraliser à des dimensions supérieures compactifiées sur un tore. La conservation du moment cinétique dans les dimensions supplémentaires entraîne la conservation d’un nouveau nombre quantique de parité  $K$ . Les excitations des niveaux impairs des tours ont un nombre  $K = -1$  tandis que les excitations des niveaux pairs ont un nombre  $K = 1$ . La conservation du nombre quantique  $K$  a pour conséquence que les particules des premiers niveaux sont produits par paires tandis que les particules des niveaux supérieurs peuvent être produites seules et se désintégrer en particules du MS. Les bosons  $W'$  correspondent à la deuxième excitation de Kaluza-Klein du boson de jauge  $W$  du MS.

**Autres modèles :** D’autres théories, telles que *Composite Higgs* [49, 50] ou *top flavour* [51, 52] prédisent également un nouveau boson  $W'$ .

## 2.2 Recherche expérimentale des bosons $W'$

La recherche expérimentale de Nouvelle Physique repose essentiellement sur deux approches. D’une part les recherches expérimentales indirectes tentent d’extraire des contraintes sur les modèles théoriques à partir des mesures de précision. D’autre part, des recherches expérimentales directes tentent de mettre en évidence soit de nouvelles particules, soit de nouveaux couplages.

### 2.2.1 Contraintes indirectes

Les recherches expérimentales indirectes visent à apporter des contraintes essentiellement sur la masse ou les constantes de couplage du boson  $W'$ . Par exemple, si le couplage du boson  $W'$  aux quarks n'est pas supprimé, des diagrammes de Feynman dits en boîte doivent contribuer aux mélanges des mésons neutres. Dans le cas où le boson  $W'$  se couplerait aux quarks de chiralité droite, comme dans le modèle symétrique gauche-droite, des limites d'exclusion provenant du mélange des kaons neutres  $K_L - K_S$  pourraient être obtenues sur la masse du boson  $W'$ . Ces limites excluent la masse du boson  $W'$  jusqu'à des valeurs de 2.4 TeV [53, 54].

Le boson  $W'$  peut également contribuer à l'arbre dans de nombreux processus à basse énergie. Par exemple, en 2011, les tests de violation de parité menés au sein de l'expérience TWIST dans les désintégrations de muons polarisés ont permis d'exclure le boson  $W'$  pour des masses inférieures à 600 GeV dans le contexte du modèle symétrique gauche-droite où le boson  $W'$  se couplerait à des fermions de chiralité droite [55].

Un dernier exemple implique le neutrino droit ( $\nu_R$ ). Si ce dernier est une particule de Majorana ( $\nu = \bar{\nu}$ ), alors les amplitudes de transition des doubles désintégrations  $\beta$  sans neutrino se verraient affectées par des contributions à l'arbre impliquant également le boson  $W'$ . Ces désintégrations n'ayant pas encore été observées, des contraintes peuvent être apportées dans le plan  $m'_{W'} vs. m_{\nu_R}$  [56, 57].

### 2.2.2 Recherche expérimentale directe

Dans un collisionneur hadronique, tel que le LHC, le boson  $W'$  peut être détecté à travers la production de paires de fermions (un lepton chargé et un lepton neutre ou un quark et un anti-quark) ou de bosons (un boson chargé et un boson neutre). Dans la suite nous nous pencherons sur la production de paire de fermions avec un intérêt particulier sur la désintégration  $W' \rightarrow t\bar{b}$ .

**Canal  $W' \rightarrow \ell\nu$**  : Les recherches directes du boson  $W'$  se désintégrant en un lepton chargé et un neutrino offrent les contraintes les plus fortes sur la masse du boson  $W'$ . Les résultats les plus récents, dans le cas où  $\ell$  est un électron ou un muon, ont permis d'exclure le boson  $W'$  pour des masses inférieures à 5.1 TeV [58]. Cependant, le boson  $W'$  ne peut pas se désintégrer en un lepton chargé et un neutrino droit ( $\nu_R$ ) si la masse de ce dernier est supérieure à la masse du boson  $W'$ . Dans le cas où le boson  $W'_L$  se couplerait à des fermions de chiralité gauche des effets d'interférences  $W/W'_L$  pourraient être observables [59].

**Canal  $W' \rightarrow t\bar{b}$**  : Ce canal est sensible aux modèles lepto-phobiques où le boson  $W'$  ne peut pas se désintégrer en un lepton chargé et un neutrino. Dans le cas d'un neutrino droit ( $\nu_R$ ) de masse supérieure à celle du boson  $W'$ , seules les désintégrations hadroniques du boson  $W'$  sont autorisées. Toutefois, le caractère hadronique de ces désintégrations rend complexe la signature expérimentale hadronique. Ainsi la signature expérimentale du signal  $W' \rightarrow t\bar{b}$  est dictée par la désintégration du top quark, illustrée sur la figure 2.2. La notation  $t\bar{b}$  est conventionnelle, elle désigne à la fois  $t\bar{b}$  et  $\bar{t}b$  selon le signe de la charge du boson  $W'$ . Le quark top se désintègre à plus de 99% en un boson  $W$  et un quark  $b$ , offrant deux états finals de désintégration : désintégration hadronique ( $bq\bar{q}'$ ) avec une probabilité de 67.6% et leptonique ( $b\ell\nu$ ) avec une probabilité de 32.4%. Selon la désintégration du quark top dans chaque canal, on distinguera typiquement deux signatures expérimentales : hadronique et leptonique. Les figures 2.3(a) et 2.3(b) représentent les diagrammes de Feynman de la production et désintégration d'un boson  $W'$ , à l'arbre, pour les signatures hadronique et leptonique respectivement.

### Le quark top

Avec une masse de  $(173.1 \pm 0.9)$  GeV [9], le quark top est la plus massive de toutes les particules élémentaires du MS. En raison de sa masse importante, le quark top suscite un intérêt particulier au regard de la théorie électrofaible, mais aussi des théories au-delà du MS telles que *top flavour* [51, 52] qui donnent une explication

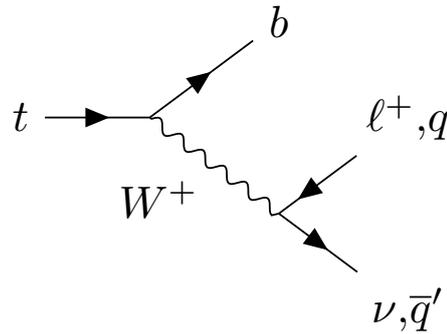
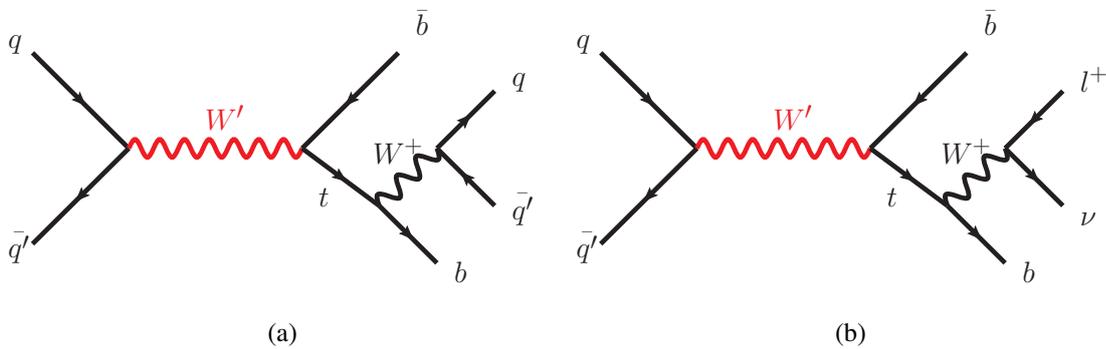


FIGURE 2.2 – Diagramme de Feynman correspondant à la désintégration du quark top.

FIGURE 2.3 – Diagrammes de Feynman pour les processus  $q\bar{q} \rightarrow W' \rightarrow t\bar{b}$  (a) hadronique et (b) leptonique.

de la masse élevée du quark top. Ces théories prédisent également de nouvelles particules massives, dont le boson  $W'$ , auxquelles le quark top peut se coupler.

Le quark top est essentiellement produit soit en paire  $t\bar{t}$  par interaction forte ou soit individuellement (*quark top célibataire*) par interaction faible avec une section efficace totale  $\sigma_t \approx \frac{1}{3}\sigma_{t\bar{t}}$ . La production du quark top célibataire peut se faire par processus de diffusion (voie t), par production associée d'un quark top avec un boson  $W$  ou par processus d'annihilation (voie s). Les figures 2.4 correspondent aux diagrammes de feynman pour les différentes productions du quark top.

Les paires de  $t\bar{t}$  sont produites par fusion gluon-gluon,  $gg \rightarrow t\bar{t}$ , ainsi que par fusion quark-anti-quark,  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ . Considérant la grande fonction de distribution des partons pour les gluons dans les collisions proton-proton à petit  $x$  et les fonctions de distribution relativement plus petites pour les anti-quarks, la fusion gluon-gluon est beaucoup plus probable au LHC que la fusion quark-anti-quark.

## 2.3 Conclusion

Il a été montré dans ce chapitre que de nombreuses approches théoriques au-delà du **MS** prédisent l'existence de nouveaux bosons massifs, généralement appelés  $W'$ . Les bosons  $W'$  apparaissent par exemple dans les modèles d'Extra-Dimensions Universelles comme des excitations de Kaluza-Klein du boson  $W$ , ou dans les modèles dits Symétrique Gauche-Droite en tant qu'homologues du boson  $W$ , ou encore dans les théories dites "Little

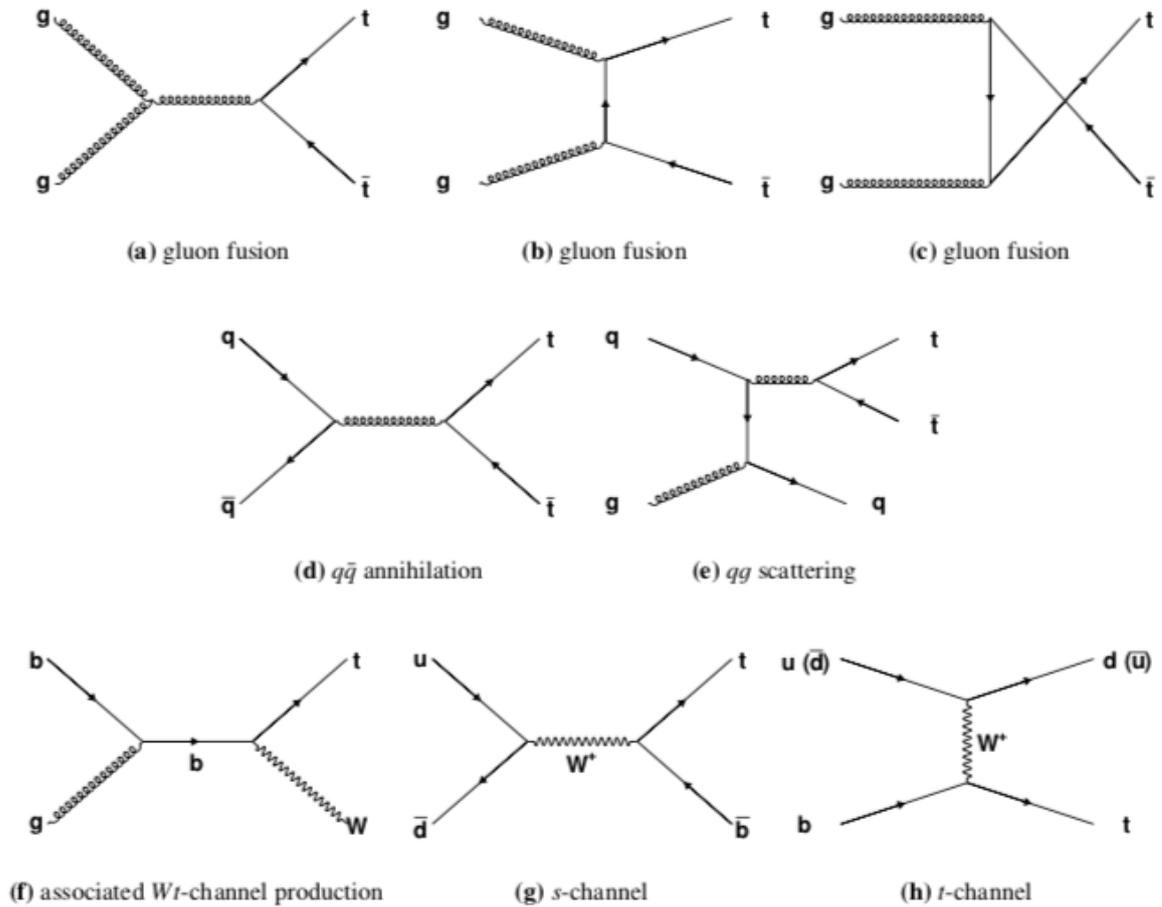


FIGURE 2.4 – Diagrammes de Feynman pour la production du quark top.

Higgs". La recherche d'un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  est une étape importante dans la validation de ces modèles. Le chapitre suivant (chapitre 3) est dédié à l'accélérateur de particule  $LHC$  et au détecteur  $ATLAS$ . L'avantage des accélérateurs de particules, tels que le  $LHC$ , est que nous connaissons les conditions initiales des collisions et par conséquent nous pouvons créer un grand nombre de particules (massives) et les observer grâce au détecteur  $ATLAS$ .

## **Deuxième partie**

# **Outils expérimentaux : L'accélérateur de particules LHC et le détecteur ATLAS**



---

## Dispositif expérimental

---

Le grand collisionneur de hadrons LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur-collisionneur de hadrons chargés (protons et ions lourds). Des collisions proton-proton, proton-plomb et plomb-plomb ont été produites depuis la mise en service du LHC, le 10 septembre 2008. Le 12 Octobre 2017, le LHC a également été exploité pour accélérer des noyaux de Xénon. Au LHC, deux faisceaux de protons qui se déplacent dans des sens opposés sont accélérés avant d'entrer en collision. Des collisions frontales des deux faisceaux peuvent être effectuées en quatre points d'interaction différents, où sont situées les expériences organisées autour de quatre principaux détecteurs :

- **ALICE [60] (A Large Ions Collider Experiment)** : Son objectif est de générer un plasma de quarks et de gluons afin d'étudier les conditions régnant quelques secondes après le Big Bang. La collaboration ALICE étudie la matière dans un environnement à forte densité énergétique et haute température produit par des collisions d'ions lourds.
- **ATLAS [61] (A Toroidal LHC Apparatus)** : ATLAS est un détecteur polyvalent, conçu pour étudier des domaines de physique très variés comme les mesures de précision du Modèle Standard, la recherche du boson de Higgs, avant sa découverte, et, depuis sa découverte, l'étude de ses propriétés, la recherche de nouveaux phénomènes qui pourraient se produire au delà du Modèle Standard. L'expérience ATLAS dispose aussi d'un programme de recherche pour les collisions d'ions lourds. Ce détecteur est décrit dans la section 3.2 .
- **CMS [62] (Compact Muon Spectrometer)** : Le détecteur CMS, lui aussi polyvalent, permet d'étudier la même physique que le détecteur ATLAS mais en utilisant une technologie différente. Les expériences ATLAS et CMS sont indépendantes mais complémentaires. C'est cette complémentarité qui a confirmé la mise en évidence de l'existence du boson de Higgs en 2012.
- **LHCb [63] (LHC beauty)** : LHCb est dédié à la physique des hadrons de saveurs lourdes et à la recherche d'effets au-delà du Modèle Standard par la mesure précise des hadrons beaux. La collaboration LHCb étudie également l'anomalie de la disparition de l'antimatière dans l'univers en mesurant les différences entre particules et antiparticules.

La figure 3.1 schématise l'anneau circulaire du LHC enterré en moyenne à une profondeur de 100 m ainsi que les positions des détecteurs ATLAS (Point 1), ALICE (Point 2), CMS (Point 5) et LHCb (Point 8). D'autres détecteurs dédiés à des mesures plus spécifiques sont situés le long de l'anneau du LHC à quelques centaines de mètres des différents points d'interaction. À 140 mètres de chaque côté du point d'interaction d'ATLAS se trouvent les deux détecteurs de l'expérience LHCf [65] (LHC forward experiment). Elle se sert des particules à petits angles créées lors des collisions pour simuler des rayons cosmiques en conditions de laboratoire. De part et d'autre du point d'interaction de CMS, environ 50 mètres, on retrouve les détecteurs de l'expérience TOTEM [66] (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement) dédiés aux mesures précises des protons émis à très petits angles lors des collisions. Autour de la même région d'intersection que celle du détecteur LHCb est installé le détecteur MoEDAL [67] (Monopole and Exotics Detectors At the LHC ) principalement

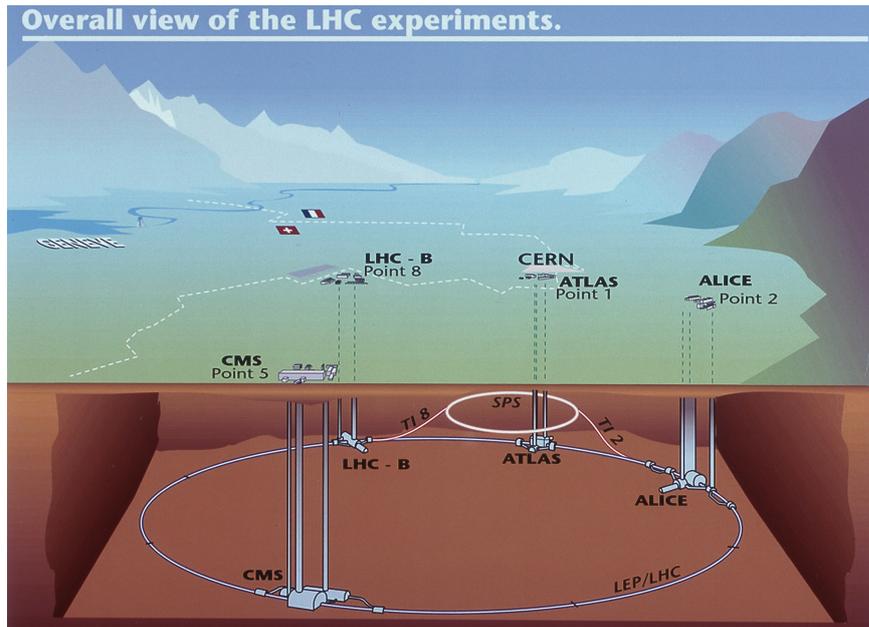


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure du LHC avec en particulier les quatre points de collisions où sont placés les quatre détecteurs [64].

conçu pour la recherche directe d'une particule hypothétique appelée monopôle magnétique.

Le LHC, ainsi que tous les détecteurs mentionnés ci-dessus font partie des instruments qu'utilise le CERN, aujourd'hui appelé "Laboratoire européen pour la physique des particules". Le CERN tire son acronyme d'un accord issu d'une réunion intergouvernementale de l'UNESCO qui s'est tenue à Paris en décembre 1951 dont l'objectif était la fondation d'un conseil européen pour la recherche nucléaire. Deux mois plus tard 11 pays signent un accord pour la création du conseil provisoire sous le nom de "Conseil Européen de Physique Nucléaire, CERN. Le conseil provisoire est dissous pour donner naissance à l'organisation européenne pour la recherche nucléaire le 29 septembre 1954. À l'heure actuelle, le CERN est l'un des plus grands centres de recherche en physique des particules au monde.

Ce chapitre est dédié à la description de l'accélérateur-collisionneur LHC et du détecteur ATLAS dans le cadre des collisions proton-proton. Le LHC et ses caractéristiques sont décrits dans la section 3.1, la section 3.2 décrit le détecteur ATLAS et ses principaux sous-détecteurs, et la section 3.3 est dédiée à la gestion du flux de données produites lors des collisions dans les détecteurs d'ATLAS.

### 3.1 L'accélérateur-collisionneur de particules LHC

Le LHC est situé dans un tunnel à environ 100 m sous le niveau du sol occupant une circonférence totale d'environ 27 km dans la région frontalière entre la France et la Suisse. Ce tunnel fut initialement construit pour le collisionneur électron-positron, le LEP (Large Electron Positron collider) qui a opéré entre Juillet 1989 et Novembre 2000. Dans sa première phase de fonctionnement, l'énergie transmise aux faisceaux était telle que la collision  $e^+e^-$  produise un  $Z^0$  dont la masse est environ 91 GeV. 18 millions de bosons  $Z^0$  ont été enregistrés et toutes les propriétés de cette particule déterminées avec une extrême précision. Pendant les sept ans au cours desquels le LEP a fonctionné aux environs de 100 GeV, il a produit environ 17 millions de particules Z. Dans

sa deuxième phase, l'énergie a été augmentée telle que la collision  $e^+e^-$  produise des paires de bosons  $W^\pm$ . Environ 80 000 de ces particules ont été produites et étudiées. L'énergie de collision a été poussée au maximum des possibilités de l'accélérateur pour chercher le boson de Higgs. L'énergie du collisionneur a ainsi atteint 209 GeV en 2000. Les mesures effectuées au LEP ont montré qu'il existe trois – et seulement trois – générations de particules de matière. Le LEP a été arrêté le 2 novembre 2000 pour permettre la construction dans le même tunnel du LHC.

Le choix de faire circuler des hadrons plutôt que des électrons est motivé par les pertes d'énergie importantes dans les accélérateurs circulaires à électrons. Ces derniers émettent du rayonnement synchrotron et subissent par virage une perte d'énergie par unité de temps donnée par la relation

$$\frac{dE}{dt} \propto \frac{E^4}{rm^4} \quad (3.1)$$

$E$  représente ici l'énergie de la particule,  $m$  sa masse et  $r$  le rayon de courbure de la trajectoire. L'équation 3.1 montre que plus la masse est grande moins la perte d'énergie est importante. Les protons étant plus lourds que les électrons (environ 2000 fois), l'énergie perdue par rayonnement est négligeable. Les protons présentent aussi l'avantage d'être des particules composites, l'énergie accessible aux protons entrant en collision couvre un spectre très étendu. L'anti-proton étant difficile à produire et par conséquent fournissant une faible quantité de données, le LHC fut imaginé pour effectuer des collisions proton-proton.

Le LHC est composé de deux tubes dans lesquels deux faisceaux de protons qui circulent en sens opposé sont portés à des énergies très élevées et à une vitesse proche de celle de la lumière avant de rentrer en collision l'un avec l'autre. Les deux tubes sont distincts et placés dans un vide très poussé afin d'éviter les collisions parasites de protons avec une molécule de gaz. Les deux faisceaux sont guidés le long de l'accélérateur par un champ magnétique intense (8.3 teslas, c'est-à-dire 100 000 fois plus que le champ magnétique de la Terre), généré par des électroaimants supraconducteurs (principalement des dipôles et des quadripôles). Les électroaimants produisent ce champ magnétique grâce à un courant de 11 080 ampères, et le matériau supraconducteur permet aux courants de haute intensité de circuler sans perdre de l'énergie du fait de la résistance électrique.

Dans la suite nous ne parlerons que des collisions proton-proton.

#### 3.1.1 Chaîne d'accélération

L'accélérateur linéaire 2 (Linac 2) constitue le point de départ de la chaîne d'accélération des protons. Les protons proviennent initialement d'atomes d'hydrogène gazeux contenus dans une bouteille à l'entrée du Linac 2. L'hydrogène est soumis à un champ électrique, qui arrache son électron afin de ne laisser entrer dans Linac 2 que les protons, qui sont accélérés jusqu'à une énergie de 50 MeV. Le maillon suivant de la chaîne d'accélération est le BOOSTER le premier accélérateur circulaire (157 m de circonférence). Celui-ci permet aux protons d'atteindre une énergie de 800 MeV avant leur passage dans le synchrotron à proton (PS) quatre fois plus grand. Ce dernier porte le faisceau jusqu'à une énergie de 25 GeV. Par la suite, les protons sont envoyés au super-synchrotron à protons (SPS) qui lui mesure 7 km de circonférence, dans lequel les protons sont accélérés jusqu'à atteindre 450 GeV. À cette énergie les protons sont injectés en paquets espacés de 25 ns dans les deux tubes du LHC, circulant ainsi dans des directions opposées.

La figure 3.2 illustre la chaîne d'accélération du LHC de Linac 2 jusqu'au LHC. On peut y voir aussi un nouveau accélérateur linéaire 4 (Linac 4) qui remplacera le Linac 2. Il constituera la source de faisceaux de protons du LHC après le long arrêt prévu en 2019-2020. Il portera les ions d'hydrogène négatifs ( $H^-$ , formés d'un atome d'hydrogène et d'un électron supplémentaire) à l'énergie de 160 MeV avant de les transmettre au BOOSTER.

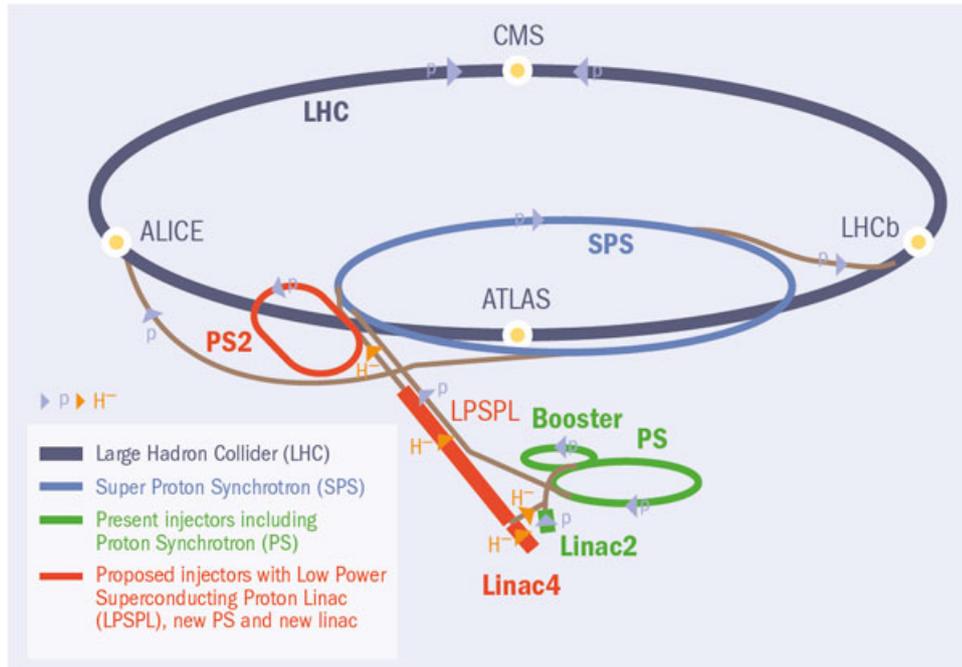


FIGURE 3.2 – Ensemble des accélérateurs constituant la chaîne d’accélération du LHC.

Le faisceau injecté au LHC est accéléré grâce à un système de 16 cavités radiofréquences<sup>1</sup> placées dans quatre réfrigérateurs cylindriques appelés cryomodules (deux cryomodules par faisceau) [68]. Ceci permet aux cavités de fonctionner à un état supraconducteur. Ces cavités sont construites de manière à ce qu’un faisceau puisse les traverser et que le champ électrique pointe dans la direction du mouvement des protons. Ainsi, un faisceau de protons qui passe est accéléré et gagne de l’énergie. Actuellement, les cavités radiofréquences du LHC portent l’énergie des protons de 450 GeV à 6.5 TeV. L’énergie maximale est atteinte au bout d’environ 20 minutes, durant lesquelles les paquets de protons ont traversé les cavités plus de 10 millions de fois.

### 3.1.2 Caractéristique des collisions proton-proton

#### Énergie de collision

Selon l’équation de de Broglie, la relation entre l’impulsion  $\vec{p}$  et la longueur d’onde  $\lambda$  d’une particule est donnée par

$$\lambda = \frac{h}{|\vec{p}|} \quad (3.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck.

L’équation 3.2 nous montre que plus l’impulsion augmente, plus la longueur d’onde diminue. Et plus la longueur d’onde est courte plus il est possible de sonder la matière à de petites échelles. Par exemple, les impulsions de 1 GeV et 1 TeV correspondent respectivement aux longueurs d’onde  $1.24 \cdot 10^{-15}$  m (taille d’un proton) et  $1.24 \cdot 10^{-18}$  m (taille du quark). Le LHC ne nous offre pas seulement l’accès aux constituants des protons, il

1. Une cavité radiofréquence est une chambre métallique contenant un champ électromagnétique.

peut aussi produire de nouvelles particules très massives si nous disposons suffisamment d'énergie au centre de masse ( $\sqrt{s}$ ). Le LHC est ainsi conçu pour accélérer des faisceaux de protons jusqu'à une énergie de 7 TeV par faisceau ( $\sqrt{s}=14$  TeV).

### Interactions partoniques

Les hautes énergies créées au LHC permettent d'étudier l'interaction entre protons comme une interaction entre leurs constituants, les partons (quarks et gluons). Un proton est composé de deux quarks up et d'un quark down. Ce sont des quarks de valence, ils sont liés à l'intérieur des protons via l'échange gluonique virtuel. Ces gluons peuvent se fragmenter et créer des paires quark-antiquark virtuels, appelés quarks de mer. La dynamique du proton est partagée entre les quarks de valence, les quarks de mer et les gluons. Lors de la collision de protons, les partons n'emportent qu'une fraction de l'impulsion totale du proton. On différencie deux types de collision :

- *collisions soft* : elles sont caractérisées par un faible transfert d'impulsion. Les événements produits ont par conséquent une basse impulsion transverse. Ils sont appelés événements de biais minimum. Ils sont dominant au LHC.
- *collisions dures* : chaque parton emporte une grande fraction de l'impulsion totale du proton. Les événements produits sont caractérisés par une impulsion transverse et une masse élevées.

En effet, l'énergie de collisions partoniques ( $\sqrt{\hat{s}}$ ) dépend de la fraction d'impulsion des protons transférée aux partons et est inférieure à l'énergie de collisions proton-proton ( $\sqrt{s}$ ) :

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s} \quad (3.3)$$

où  $x_a$  et  $x_b$  sont les fractions d'impulsion transférées aux partons de types  $a$  et  $b$ .

La section efficace d'un processus issu d'une collision dure est donnée par

$$\sigma_{pp \rightarrow X} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X} \quad (3.4)$$

où  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$  décrit la section efficace de l'interaction entre les partons, et  $f_a(x_a, \mu_F^2)$ ,  $f_b(x_b, \mu_F^2)$  représentent la probabilité de trouver un parton de type  $a$  ( $b$ ) emportant une fraction de l'impulsion du proton  $x_a$  ( $x_b$ ) pour une échelle en énergie  $\mu_F^2$  ( $\mu_F$  est l'échelle de factorisation). Cette probabilité est aussi appelé *fonction de distribution partonique* (Parton Density Fonction (PDF)).

Les PDF ne peuvent pas être prédites directement en raison du régime non perturbatif de la QCD correspondant aux partons à l'intérieur d'un hadron. Ils sont calculés en utilisant des mesures de plusieurs collisionneurs de hadrons et des expériences de diffusion inélastique profonde.

### Luminosité, nombre d'événements et effet d'empilement d'événements

Nous avons vu dans les sections précédentes que l'énergie disponible dans le centre de masse est un paramètre important dans les collisions proton-proton. Ici nous abordons une autre quantité qui caractérise un collisionneur : la *luminosité*. Elle est proportionnelle au nombre de collisions se produisant en un temps donné. Plus la luminosité du LHC est grande, plus la récolte de données est grande, ce qui permet d'observer des processus rares.

Les faisceaux de protons qui circulent dans les deux anneaux du LHC sont groupés en paquets de protons espacés de 25 ns. Le nombre d'événements attendus  $N_i$  pour un processus donné  $i$  ayant une section efficace  $\sigma_i$

est déterminé à partir de la luminosité instantanée :

$$N_i = \sigma_i \int \mathcal{L} dt \quad (3.5)$$

où  $\mathcal{L}$  est la luminosité instantanée et  $\int \mathcal{L} dt$  la luminosité intégrée. Ces quantités ont respectivement la dimension de l'inverse d'une section efficace par unité de temps et de l'inverse d'une section efficace. La luminosité intégrée est une quantité particulièrement importante pour les mesures de physique, car elle permet d'écrire simplement le passage entre le nombre d'événements observé et la section efficace que l'on cherche à extraire.  $\mathcal{L}$  ne dépend que de paramètres des faisceaux [69] (voir table 3.1) :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (3.6)$$

Dans l'équation 3.6,  $N_b$  est le nombre de protons par paquet,  $n_b$  le nombre de paquets par faisceau,  $f_{rev}$  leur fréquence de révolution (11.245 kHz),  $\gamma_r$  le facteur de Lorentz,  $\epsilon_n$  l'émittance transverse du faisceau (correspondant à la dispersion du faisceau dans l'espace de phase position-impulsion dans le plan transverse),  $\beta^*$  la fonction beta au point de collision (elle quantifie l'amplitude de l'enveloppe du faisceau) et  $F$ , un facteur géométrique dépendant essentiellement de l'angle de croisement des faisceaux. La figure 3.3 montre l'évolution de la luminosité intégrée produite au LHC et enregistrée par l'expérience ATLAS entre 2015 et 2018 (Run2).

TABLE 3.1 – Paramètres des faisceaux [70].  $N_b$  est le nombre de protons par paquet,  $n_b$  le nombre de paquets par faisceau,  $\epsilon_n$  l'émittance transverse du faisceau, et  $\beta^*$  la fonction beta au point de collision.

paramètre	nominal	2010	2011	2012	2015	2016	2017	2018
$N_b$ [ $10^{11}$ ]	1.15	1.0	1.3	1.5	1.0	1.1	1.2	1.2
$n_b$	2808	386	1380	1380	2244	2200	2544	2556
$\epsilon_n$ [ $\mu\text{m}$ ]	3.75	2.6	2.4	2.4	3.5	2.2	2.3	2.3
$\beta^*$ [m]	0.55	3.5	1.0-1.5	0.6	0.8	0.4	0.3	0.25
$\mathcal{L}$ [ $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	1.0	0.021	0.35	0.77	0.47	1.45	1.7	2.1
$\sqrt{s}$ [TeV]	14	7	7	8	13	13	13	13

À cause de la haute luminosité instantanée délivrée par le LHC, plusieurs collisions proton-proton peuvent se produire en même temps. C'est le phénomène d'empilement d'événements, encore appelé *pile-up* (en anglais). Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux, par la suite noté  $\langle \mu \rangle$ , est présenté sur la figure 3.4 pour les données prises entre 2015 et 2018 (Run2).  $\langle \mu \rangle$  augmente avec la luminosité.

### 3.1.3 Programme du LHC

L'accélérateur-collisionneur de protons, le LHC, a démarré le 10 septembre 2008. Cependant, il a été arrêté quelques jours après sa mise en route, en raison d'un problème de connexion électrique entre deux aimants qui a endommagé l'anneau et la première phase de prise de données avec des collisions à haute énergie a été reportée. Les premières collisions enregistrées ont eu lieu le 7 novembre 2009 à une énergie de 900 GeV dans le référentiel du centre de masse. Après une courte interruption, les travaux d'amélioration du LHC se sont poursuivis pour le préparer à atteindre une énergies de collision de 7 TeV. Le LHC a fourni des données à différentes énergies au centre de masse (7 TeV et 8 TeV) jusqu'en 2012. Cette période correspond à la période de prise de donnée appelée *Run1*.

Le *Run2* a eu lieu de 2015 à 2018 à une énergie de 13 TeV et a permis d'atteindre une luminosité intégrée égale

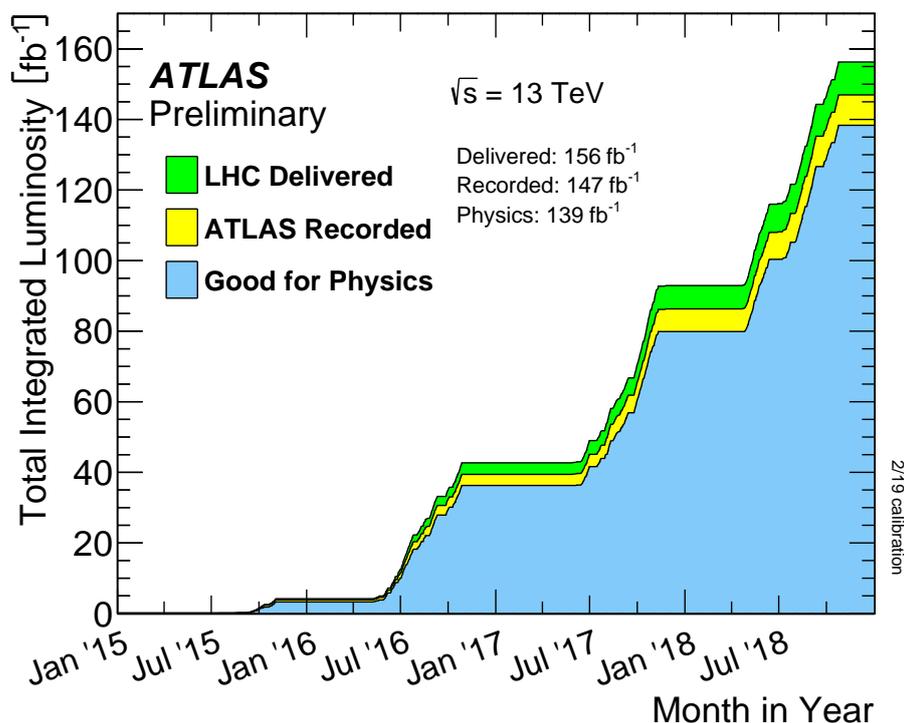


FIGURE 3.3 – Evolution de la luminosité intégrée produite au LHC et enregistrée par l'expérience ATLAS entre 2015 et 2018 (Run2).

à 149 fb<sup>-1</sup>. Le *Run3* est prévu pour 2021 à une énergie de 14 TeV (énergie maximale du LHC) et marquera la fin de la première phase en 2023. Les paramètres de conception du LHC devraient permettre une luminosité instantanée maximale  $\mathcal{L} \sim 2.2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et de délivrer une luminosité intégrée égale à 300 fb<sup>-1</sup> à la fin du Run3. Dans sa seconde phase à partir de 2026 (LHC à haute luminosité, *HL-LHC*), le LHC fournira une luminosité instantanée  $\mathcal{L} \sim 5 - 7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et une luminosité intégrée de 250 fb<sup>-1</sup> par an, c'est-à-dire jusqu'à 3000 fb<sup>-1</sup> après 12 ans de fonctionnement (fin 2037).

Les interruptions entre les Runs font l'objet de travaux de maintenance et d'amélioration du LHC et de ses détecteurs. Ces types d'interruptions sont appelés *long shut-down* (LS). D'autres interruptions ont lieu au cours d'un Run pour entretenir, réparer et améliorer le LHC et les détecteurs. Elles correspondent aux arrêts techniques (*technical stop*). La figure 3.5 résume le programme du LHC depuis le Run1. On y voit également les périodes de travaux déjà effectués (LS1) et prévus (LS2,LS3). Au LS2, le Linac4 (voir section 3.1.1) sera connecté au complexe d'injecteurs et l'énergie du faisceau d'injection du BOOSTER sera améliorée afin de réduire l'émission du faisceau. De nouvelles installations cryogéniques seront installées pour séparer le refroidissement des modules de radiofréquence supraconducteurs du circuit de refroidissement des aimants. Des améliorations majeures sont prévues au LS3 pour le HL-LHC.

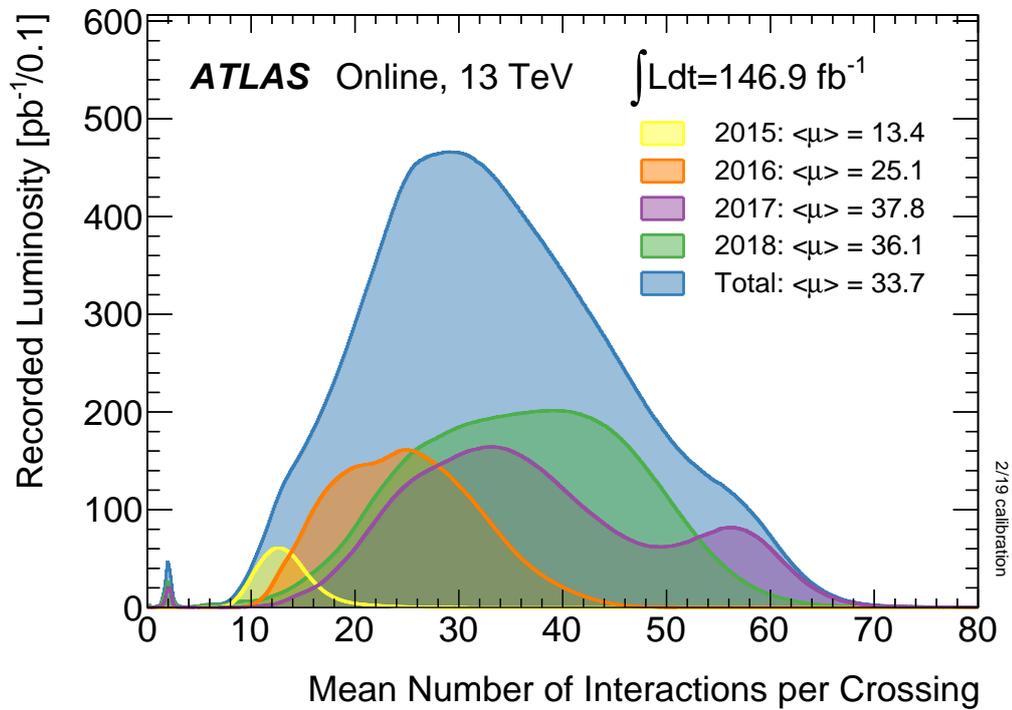


FIGURE 3.4 – Distribution du nombre moyen d’interactions par croisement de paquets entre 2015 et 2018 (Run2). Les données correspondantes à  $\mu \approx 2$  représentent des phases d’acquisition dédiées à la mesure de précision de la masse du boson  $W$  [71].

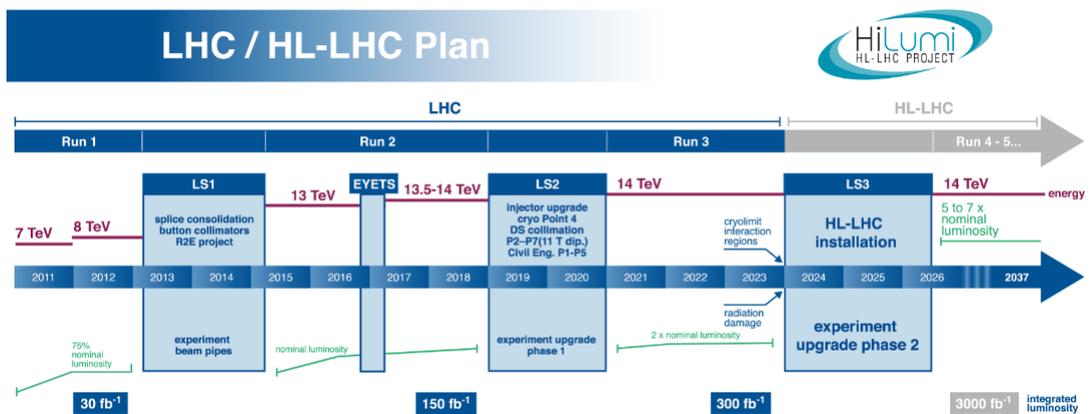


FIGURE 3.5 – Programme du LHC depuis Run1.

### 3.2 Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS est composé de différents sous-détecteurs en couches concentriques, allant du plus proche du faisceau au plus éloigné :

- le *détecteur interne* : pour déterminer les traces des particules chargées ;
- les *calorimètres* : pour mesurer l'énergie des particules ;
- le *spectromètre à muons* : pour déterminer la trajectoire des muons.

De plus, ATLAS comporte un ensemble d'aimants *solénoïdal* et *toroïdal* produisant les champs magnétiques nécessaires à la mesure de l'impulsion des particules chargées dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons respectivement. Le détecteur ATLAS a une forme cylindrique de rayon 12 mètres et de longueur 44 mètres et pèse environ 7 000 tonnes. Il est illustré sur la figure 3.6.

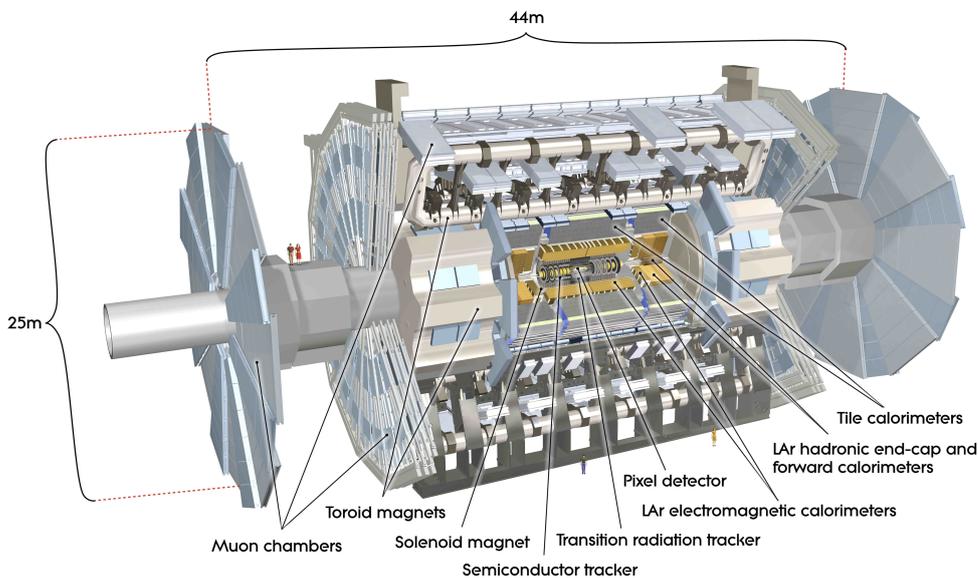


FIGURE 3.6 – Schéma du détecteur ATLAS [72].

Afin de caractériser la position ou l'impulsion de chaque particule à l'intérieur du détecteur ATLAS, un système de coordonnées est défini comme suit. Le point d'interaction est choisi comme origine. L'axe  $z$  est orienté le long du faisceau de protons, et les axes  $x$  et  $y$  sont orthogonaux dans le plan transverse du détecteur.  $x$  pointe vers le centre de l'anneau du LHC et  $y$  vers la surface de la terre. Deux angles sont également définis : l'azimut  $\phi$  et l'angle polaire  $\theta$ .  $\phi$  est défini dans le plan transverse et est évalué par rapport à l'axe  $y$ . L'angle  $\theta$  est l'angle par rapport à l'axe  $z$ .  $\phi$  est un invariant de Lorentz et est donc conservé dans le système de coordonnées d'ATLAS. Cette symétrie n'est cependant pas respectée par  $\theta$ . Par conséquent il est remplacé par la rapidité  $y$  qui est un invariant de Lorentz :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.7)$$

où  $E$  est l'énergie de la particule considérée et  $p_z$  la projection de son impulsion selon l'axe  $z$ . Dans le cas d'une particule ultra-relativiste ( $E \gg m$ ), la pseudo-rapidité  $\eta$  est utilisée à la place de  $y$  et est donnée par

$$\eta = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (3.8)$$

L'ensemble de coordonnées  $(\eta, \phi)$  permet de définir une distance dite *angulaire* entre deux particules  $i$  et  $j$

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} = \sqrt{\Delta\eta^2(i, j) + \Delta\phi^2(i, j)} \quad (3.9)$$

Les collisions de protons étant frontales, nous savons que l'impulsion selon l'axe  $z$  est non-nulle alors qu'elle est nulle dans le plan transverse. Par conservation de l'impulsion dans le plan transverse, la somme des impulsions transverses des produits de la collision doit être nulle. Ceci permet de détecter de l'énergie manquante associée aux particules qui n'interagissent pas avec le détecteur, notamment les neutrinos. Un autre avantage des variables transverses est leur invariance sous l'effet d'un boost de Lorentz suivant l'axe  $z$ . On définira ainsi l'énergie et l'impulsion transverse par

$$E_T = \frac{E}{\cosh(\eta)} = E \cdot \sin(\theta) \text{ et } p_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad (3.10)$$

D'autres quantités utilisées dans ATLAS sont les paramètres d'impact transverse et longitudinal. Elles sont définies à partir du vertex d'interaction et de la trajectoire (trace). Le paramètre d'impact d'une trace correspond à la distance minimale entre la trace et le vertex primaire. Le vertex primaire est l'endroit où les constituants des deux protons des faisceaux ont initialement interagi. Les positions où se désintègrent des particules ayant des temps de vie assez longs pour être détectées correspondent aux vertex secondaires. On distinguera la projection du paramètre d'impact dans le plan transverse notée  $d_0$  de celle sur l'axe longitudinal notée  $z_0$ , voir figure 3.7.

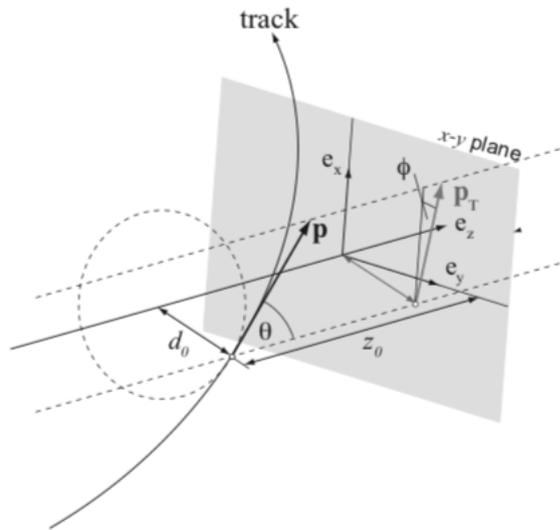


FIGURE 3.7 – Illustration des paramètres d'impact transverse et longitudinal [73].

### 3.2.1 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS [74, 75], illustré sur la figure 3.8(a), constitue le sous-détecteur d'ATLAS le plus proche du faisceau. Il est conçu pour reconstruire la trajectoire des particules chargées dans la région  $|\eta| < 2.5$ . Il permet également de reconstruire les vertex d'interaction primaires et secondaires et joue un rôle majeur dans l'identification des hadrons beaux. Comme on peut le voir sur la figure 3.8(b), le détecteur interne est composé de trois sous-détecteurs : deux détecteurs en silicium à savoir le détecteur à pixels (*Pixel*) et le détecteur à

micro-pistes (*Semi-Conductor Tracker, SCT*), et enfin un détecteur à rayonnement de transition (*Transition Radiation Tracker, TRT*).

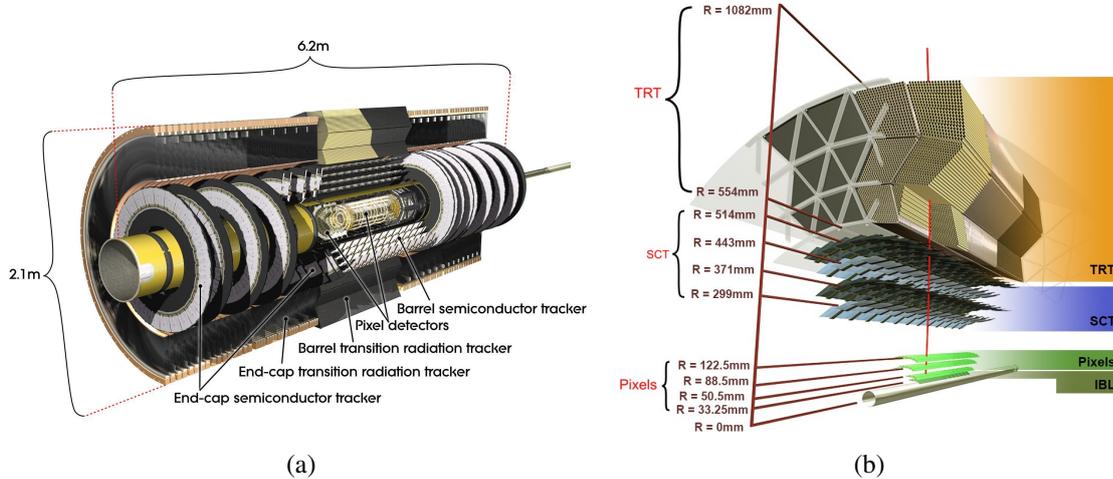


FIGURE 3.8 – (a) Vue d'ensemble du détecteur interne d'ATLAS et de ses principaux constituants [72]. (b) Schéma du détecteur interne ATLAS montrant tous ses composants, y compris la couche B insérable (IBL) installée entre les Run1 et Run2. Les distances au point d'interaction sont également indiquées [76].

Les détecteurs au silicium, Pixel et SCT, sont basés sur la technologie des semi-conducteurs, offrant de très bonnes résolutions spatiales. Tandis que le détecteur TRT exploite le rayonnement de transition, permettant de suivre en continu les traces avec des matières moins denses. Les trois sous-détecteurs sont immergés dans un champ magnétique engendré par l'aimant solénoïdal.

### Détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le premier sous-détecteur traversé par les particules produites par les interactions entre faisceaux. Il comporte une très fine segmentation afin de pouvoir reconstruire les vertex d'interaction. Il est composé d'une partie tonneau et de deux parties bouchons. Dans la partie tonneau, il est constitué de quatre couches cylindriques concentriques de rayon compris entre 3.3 et 12 cm. Les bouchons se composent chacun de trois disques orthogonaux à l'axe du faisceau et placés longitudinalement à 49.5, 58.0 et 65.0 cm du point de collision. Les parties bouchons permettent de couvrir la région  $1.1 < |\eta| < 2.5$ . La première couche, la plus proche du point d'interaction, est appelée couche B (Insertable B-Layer (IBL)) [77, 78]. Elle fut installée entre les Run1 et Run2. Elle est essentielle à la reconstruction des vertex, en particulier pour les hadrons beaux ou les taus.

Le détecteur à pixels est constitué de plus de 90 millions de pixels. Chaque pixel a une surface de  $50 \times 400 \mu\text{m}^2$  et une épaisseur de  $250 \mu\text{m}$ , et offre une résolution spatiale de  $8 \mu\text{m}$  dans le plan  $R - \phi$  et de  $40 \mu\text{m}$  dans la direction longitudinale. Le principe de détection est basé sur la technologie des semi-conducteurs. Lors du passage d'une particule au travers d'un pixel, une paire électron-trou est créée, et la présence d'un champ électrique appliqué sur le pixel permet la production d'un signal mesurable. Les pixels fournissent généralement 4 points de mesure pour chaque trace laissée dans le détecteur, donnant une vue en trois dimensions (3D).

### Détecteur à micro-pistes (SCT)

Le détecteur à micro-pistes complète le détecteur à pixels. Il est aussi basé sur la technologie des semi-conducteurs. Le détecteur à micro-pistes est placé entre un rayon de 299 mm et 514 mm et se compose de quatre couches cylindriques concentriques dans la partie tonneau et de neuf couches dans les bouchons tous en micro-pistes de silicium. La résolution est d'environ  $\geq 16 \mu\text{m}$  le long de  $R$  et  $580 \mu\text{m}$  le long de l'axe  $z$ . Chaque couche inclut deux micro-capteurs collés dos-à-dos, ce qui permet de fournir en moyenne huit points de mesure additionnels pour le calcul des trajectoires. Chaque micro-capteur a une surface de  $64 \times 63.6 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de  $285 \mu\text{m}$ .

### Détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le détecteur à rayonnement de transition se trouve dans la région où la densité des traces est plus faible. Il est constitué de tubes de 4 mm de diamètre contenant un mélange gazeux Xe-CO<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> et un fil de tungstène, alternés avec des fibres minces de polypropylène/polyéthylène servant de radiateur. Lorsqu'une particule chargée passe du polymère à un tube, elle émet un rayonnement de transition qui ionise le mélange gazeux, et les électrons produits par ionisation se déplacent, grâce à un champ électrique, vers le fil de tungstène, amplifiant le signal.

Le détecteur à rayonnement de transition assure en effet l'identification des particules [79]. L'énergie rayonnée est dépendante du facteur de Lorentz  $\gamma$  de la particule (inversement proportionnel à sa masse). Pour une même énergie de la particule, l'énergie rayonnée sera beaucoup plus grande pour un électron que pour un pion chargé  $\pi^\pm$  ce qui permet une bonne discrimination entre ces deux particules.

### Aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal [80] est une bobine de matériau supraconducteur qui fournit un champ magnétique axial de 2 T aux détecteurs internes. Le champ généré par un courant électrique de 8 kA, et l'aimant est refroidi à l'hélium à une température de 4.5 K. Sa longueur est de 5.8 m. avec un rayon intérieur de 1.23 m et un rayon extérieur de 1.28 m, ce qui correspond à 0.66 longueur de radiation uniquement. Il est situé entre les détecteurs internes et les calorimètres et permet de courber la trajectoire des particules chargées pour obtenir leur charge et impulsion.

## 3.2.2 Les calorimètres

Les calorimètres d'ATLAS, illustrés sur la figure 3.9, se composent de deux familles de calorimètres :

- les calorimètres à argon liquide : le calorimètre électromagnétique (*LAr electromagnetic*), le calorimètre hadronique (*LAr hadronic*), et le calorimètre vers l'avant (*FCal*);
- le calorimètre à tuiles (*Tile*).

Les calorimètres ont pour objectif principal de mesurer l'énergie et la direction des hadrons, électrons et photons, et apportent également une contribution fondamentale à la mesure de l'impulsion transverse manquante. Les particules sortant du détecteur interne, à l'exception des muons et des neutrinos, sont absorbées dans les calorimètres d'ATLAS qui permettent la mesure de leur énergie. Des calorimètres à échantillonnage sont utilisés, consistant en une alternance de couches de matériau passif (plomb, cuivre, tungstène, acier) et d'un milieu actif (argon liquide, tuile scintillante). Les particules traversant le matériau passif induisent des gerbes de particules : une particule produit une cascade de particules secondaires de plus faible impulsion, induisant un signal dans le milieu actif par ionisation ou scintillation, la somme des signaux induits est proportionnelle à l'énergie totale de la particule initiale.

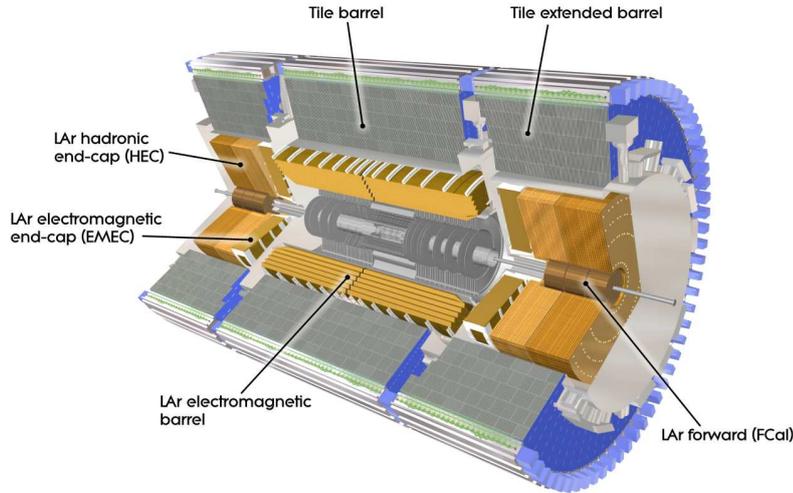


FIGURE 3.9 – Vue globale du système de calorimétrie d'ATLAS.

### Le calorimètre électromagnétique à argon liquide

Le calorimètre électromagnétique à argon liquide (LAr pour *liquid argon*) est composé d'une partie centrale (LAr *electromagnetic barrel* sur la figure 3.9) qui couvre  $|\eta| < 1.4$ , et de deux bouchons (EMC) couvrant  $1.4 < |\eta| < 3.2$ . Il est constitué de couches de 2 mm d'argon liquide en tant que milieu actif, intercalées avec des électrodes en cuivre, qui collectent la charge d'ionisation générée par la gerbe électromagnétique (voir figure 3.10(b)). Des plaques de plomb d'épaisseur comprise entre 1.1 mm et 2.2 mm, en fonction de  $\eta$ , sont utilisées comme absorbeurs (matériau passif). Les électrodes et les absorbeurs sont disposés dans une géométrie en accordéon pour fournir une couverture complète en  $\phi$  (voir figure 3.10(b)). Afin de contenir complètement la gerbe électromagnétique, le calorimètre électromagnétique a une épaisseur de plus de 22 longueurs de rayonnement ( $X_0$ ) dans le cylindre et de plus de 24  $X_0$  dans les bouchons. Le calorimètre électromagnétique est segmenté en 190 000 cellules le long de  $\eta$  et est composé de 4 couches longitudinales afin de pouvoir enregistrer avec précision le développement longitudinal de la gerbe électromagnétique. Les quatre couches, illustrées sur la figure 3.10(a), sont :

- le *pré-échantillonneur (PS)*. C'est un module très mince, d'une épaisseur de 1.1 cm, couvrant la région  $|\eta| < 1.8$ . Il est utilisé pour reconstruire l'énergie perdue par une particule avant d'atteindre le calorimètre.
- la *Couche 1 (Layer 1)*. Elle présente la segmentation la plus fine le long de  $\eta$ ,  $|\eta| = 0.0031$ , afin de distinguer les différentes source de photons.
- la *Couche 2 (Layer 2)*. Segmentée en cellules de taille  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ , cette deuxième couche contient la plus grande partie de l'énergie des gerbes initiées par des photons ou des électrons d'une énergie pouvant atteindre 50 GeV.
- la *couche 3 (Layer 3)*. La couche 3 est utilisée pour estimer l'énergie perdue dans le calorimètre hadronique.

La résolution en énergie du calorimètre électromagnétique est [61] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% \quad (3.11)$$

où E est exprimé en GeV.



qui sont acheminés par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs. Le calorimètre est segmenté en cellules définies par groupement de fibres optiques. Chaque cellule est connectée à deux photomultiplicateurs. Le signal à la sortie du photomultiplicateur est proportionnel à l'énergie déposée dans la cellule par la particule incidente. La composition et le fonctionnement de ce calorimètre seront décrits plus en détail dans le chapitre 6.

La résolution d'énergie nominale des jets hadroniques (combinée au calorimètre électromagnétique) est de [61] :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \simeq \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% \quad (3.12)$$

### 3.2.3 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons constitue la partie externe d'ATLAS. Il sert à identifier les muons et mesurer avec une grande précision leur impulsion, en utilisant la courbure de leur trajectoire induit par le champ magnétique. Le spectromètre à muons comprend les chambres à muons et les aimants toroïdaux.

- *Chambres à muons* : Les chambres à muons peuvent être groupées en deux catégories à savoir le détecteur de précision et le déclencheur de muon de premier niveau. Le détecteur de précision est composé de chambres MDT (Monitored Drift Tube) qui couvrent la région  $\eta < 2.7$  et de chambres à bande cathodique (CSC) couvrant les pseudo-rapidités  $\eta > 2.0$  afin de faire face aux taux de radiation élevés proches du faisceau. Les chambres de déclenchement pour les muons sont des chambres à plaque résistive (RPC) dans la partie centrale ( $\eta < 1.05$ ) et des chambres à interstice mince (TGC) dans les bouchons couvrant une gamme de pseudo-rapidité jusqu'à  $\eta < 2.4$ . Le spectromètre à muons est illustré sur la figure 3.11.

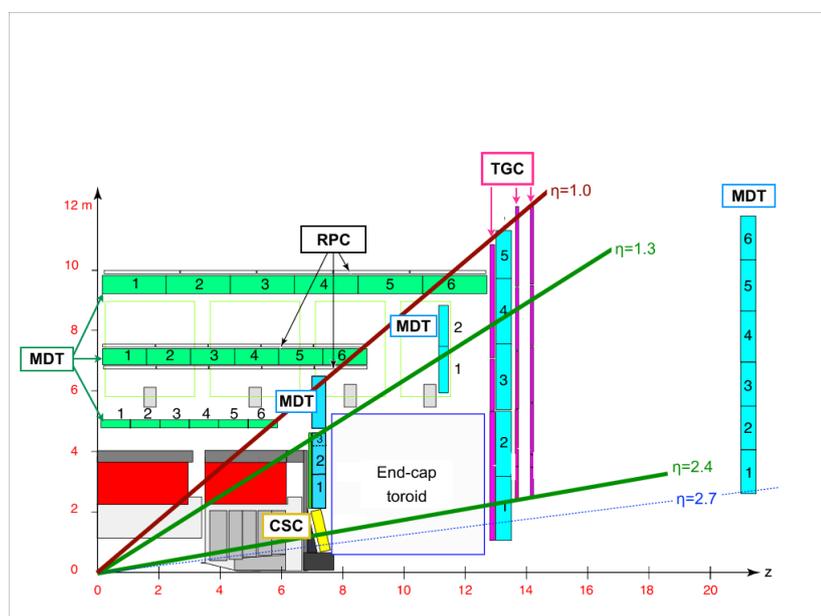


FIGURE 3.11 – Schéma montrant un quart de section du spectromètre à muons dans un plan contenant l'axe du faisceau (axe  $z$ ), avec les détecteurs MDT et CSC, et les chambres de déclenchement RPC et TGC [82].

- *Aimants toroïdaux* [83, 84] : Le système d'aimants toroïdaux d'ATLAS, illustré sur la figure 3.12, est composé d'un cylindre toroïdal (tonneau) constitué de huit bobines distinctes parcouru par un courant électrique de 20 kA et de deux bouchons à leur extrémité fournissant un champ de 0.5 T et 1 T dans la

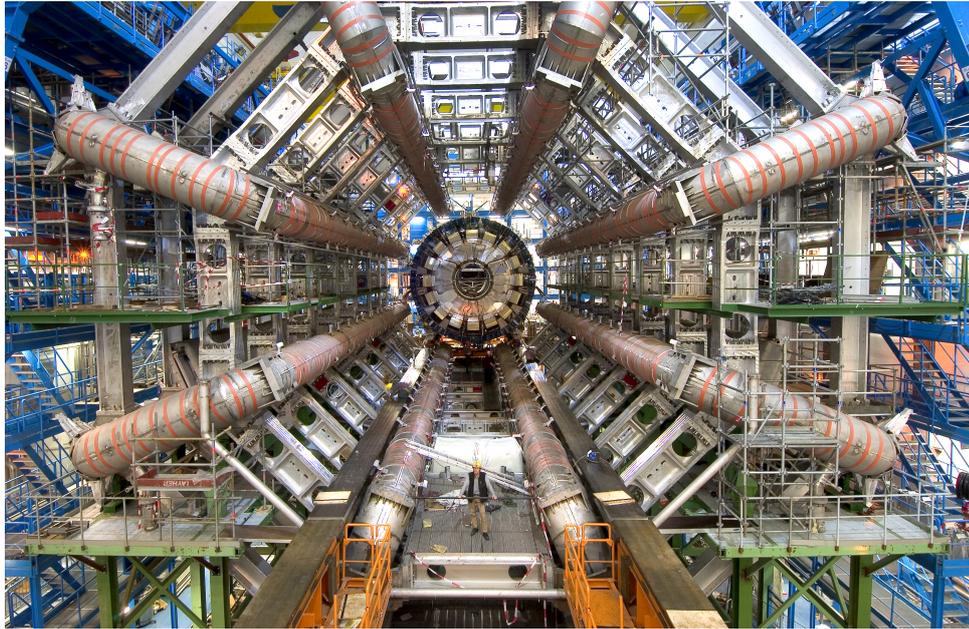


FIGURE 3.12 – Aimants toroïdaux

partie centrale et dans les régions d'extrémité respectivement. Les aimants sont installés à l'extérieur des calorimètres. Le tonneau a un diamètre intérieur de 9.4 m, un diamètre extérieur de 20.1 m et une longueur de 25.3 m. Les tores des extrémités génèrent un champ magnétique près de l'axe du faisceau, afin de dévier les particules avec de petits angles polaires. Chacun des tores est constitué de huit bobines supraconductrices insérées dans une chambre à vide isolante de 10.7 m de diamètre et de 5 m de large. Avec le tonneau toroïdal, ils fournissent une couverture géométrique presque complète en champ magnétique.

### 3.2.4 Les détecteurs vers l'avant d'ATLAS

Les détecteurs vers l'avant d'ATLAS (*ATLAS Forward Detectors*), illustrés sur la figure 3.13 comprennent :

- **LUCID** (LUMinosity measurement using a Cherenkov Integrating Detector) [85] : dédié à la mesure de la luminosité, il est placé à environ 17 m de chaque côté du point d'interaction ;
- **ZDC** (Zero Degree Calorimeter) [86] : situé à environ zéro degré du faisceau à  $\pm 140$  m du point d'interaction, il permet de détecter les particules neutres de très hautes pseudo-rapidités restant pratiquement dans l'axe des collisions ( $|\eta| > 8.3$ ) ;
- **ALFA** (Absolute Luminosity For ATLAS) [87] : situé à  $\pm 240$  m du point d'interaction, il a pour objectif de déterminer la luminosité en mesurant la section efficace élastique proton-proton et permet d'étudier des protons déviés à petits angles ( $\sim \mu\text{rad}$ ) dans la région  $10.6 < |\eta| < 13.5$  ;
- **AFP** (ATLAS Forward Protons) [88] : successeur d'ALFA, il occupe deux positions. La position la plus proche se trouve à  $\pm 205$  m, tandis que la plus éloignée est à  $\pm 217$  m du point d'interaction. Les détecteurs AFP sont optimisés pour la mesure de la section efficace diffractive.

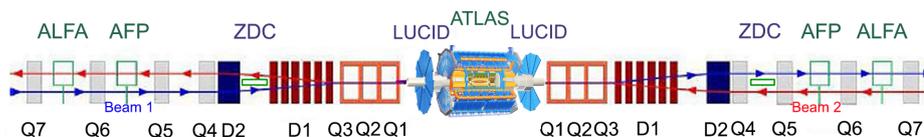


FIGURE 3.13 – Les détecteurs vers l’avant d’ATLAS [89]. Ils permettent d’étudier les propriétés des particules qui se sont éloignées de plusieurs mètres du point d’interaction dans le détecteur d’ATLAS.  $D_i$  et  $Q_i$  représentent respectivement les électroaimants dipôles et quadripôles du LHC.

### 3.3 Traitement des données

Le traitement des données produites auprès du LHC représente un véritable défi puisque les expériences génèrent une quantité de données phénoménale : près de 15 millions de milliards d’octets par an, soit l’équivalent de 20 millions de CDs. La taille d’une collision enregistrée par ATLAS est d’environ 1.6 million d’octets (1.6 MB) [90]. Étant donné que la fréquence de collision du LHC est de 40 MHz, l’enregistrement de chaque collision entraîne un débit de données d’environ 60 téraoctets par seconde (60 TB/s). Avec ces volumes de données et les calculs nécessaires, il n’est plus possible de tout faire au CERN.

Le flux de données est traité selon deux approches. D’un côté, un système spécialisé de sélection d’événements, le système de déclenchement, est utilisé pour sélectionner des événements ayant des caractéristiques distinctives qui les rendent intéressants pour les analyses physiques. D’un autre côté, pour pouvoir faire face à l’infrastructure de calcul nécessaire au traitement et au stockage des données, les expériences se servent du calcul distribué qui permet d’exploiter de façon optimale les ressources informatiques quelle que soit leur localisation.

#### 3.3.1 Système de déclenchement et d’acquisition des données

Le système de déclenchement d’ATLAS doit réduire le taux d’événements de 40 MHz à un taux d’environ 1 KHz, soit le taux maximal auquel les données peuvent être traitées. Il est divisé en deux étages successifs :

- le niveau 1 : le déclencheur de niveau 1 (Level 1 ou L1) est un déclencheur physique implémenté dans des composants électroniques des sous-détecteurs d’ATLAS. Il utilise des informations provenant des chambres à muons, des calorimètres et des détecteurs vers l’avant. Le déclencheur L1 filtre des signaux de particules à haute impulsion transverse : muons, électrons, photons et jets, ainsi que de grandes énergies transverses manquantes et totales. Pour chaque événement, le déclencheur L1 définit une ou plusieurs régions d’intérêt (RoI) ; Ce sont les régions du détecteur où le processus de sélection a identifié des caractéristiques intéressantes. La décision L1 est caractérisée par une latence globale inférieure à  $2.5 \mu s$  réduisant le taux d’événements à environ 100 kHz.
- le niveau 2 : le déclencheur de haut niveau (HLT) est un déclencheur logiciel. Il utilise toutes les informations disponibles, identifiées par le déclencheur L1, en exploitant l’ensemble du détecteur et des algorithmes de type hors ligne. Le HLT réduit le débit de sortie à environ 1 kHz avec un temps de traitement nominal d’environ 4 s.

La figure 3.14 montre un exemple de taux de déclenchement L1 et HLT regroupés par signature de déclencheur.

#### 3.3.2 La Grille de calcul mondiale pour le LHC

La Grille de calcul mondiale pour le LHC, WLCG (*Worldwide LHC Computing Grid*), est une collaboration entre de nombreux centres de calcul et de stockage répartis dans le monde entier. Elle est actuellement composée de plus de 170 centres de calcul, appelés aussi *sites*, répartis dans 42 pays. Les sites sont mis à disposition de

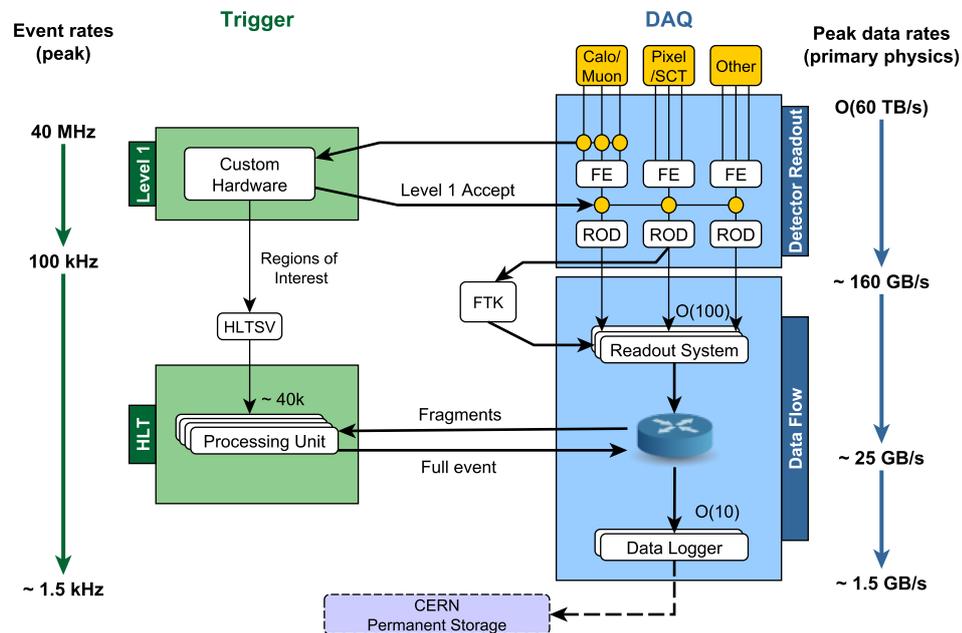


FIGURE 3.14 – Vue globale du système de déclenchement et d’acquisition de données.

plus de 8 000 chercheurs travaillant sur les quatre grandes expériences du LHC et qui sollicitent activement les données et les analysent en temps quasi-réel.

La Grille de calcul WLCG est structurée en différents niveaux appelés *Tier* :

- le **Tier0** : il regroupe deux sites qui sont le centre de calcul situé au CERN et un deuxième situé à Budapest, en Hongrie. Les deux sites sont connectés via trois liaisons de données à 100 Gbit/s en débit. Le rôle de Tier0 est d’une part de sauvegarder, au fur et à mesure de leur arrivée, les données produites par les expériences et de les répliquer dans un des sites de Tier1 pour le stockage et le traitement ultérieur. D’autre part, Tier0 effectue le premier traitement des données des expériences.
- le **Tier1** : les sites de Tier1 sont de grands sites nationaux, disposant d’une capacité de stockage suffisante et prenant en charge la grille 24 heures sur 24. Ils sont au nombre de 13 comme on peut le voir sur la figure 3.15, y compris le Centre de Calcul de l’IN2P3<sup>2</sup> (CC-IN2P3) en France. Les 13 sites de Tier1 sont responsables de la sauvegarde d’une part proportionnelle des données brutes et reconstruites, du re-traitement à grande échelle et de la sauvegarde de la sortie correspondante, de la distribution des données aux sites du Tier2 et de la sauvegarde d’une partie des données simulées produites dans ces sites.
- le **Tier2** : les 160 sites de Tier2 (figure 3.15) sont généralement des universités ou des instituts scientifiques, qui peuvent stocker suffisamment de données et fournir une puissance de calcul suffisante pour des tâches d’analyse spécifiques. Ils permettent de produire les données de simulation et accueillent les tâches d’analyse des utilisateurs. Ils hébergent donc aussi de façon partagée les données des détecteurs ou de simulation une fois traitées.
- le **Tier3** : il n’y a pas d’engagement formel entre WLCG et les sites de Tier3 en terme de ressources

2. IN2P3 : Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules.

minimales à fournir aux expériences LHC. Ils mettent néanmoins à disposition leurs ressources (fermes de calcul ou même simplement un PC individuel), en particulier pour l'analyse, en priorité à leurs utilisateurs locaux. Ces sites peuvent aussi fournir des ressources pour effectuer de la simulation.

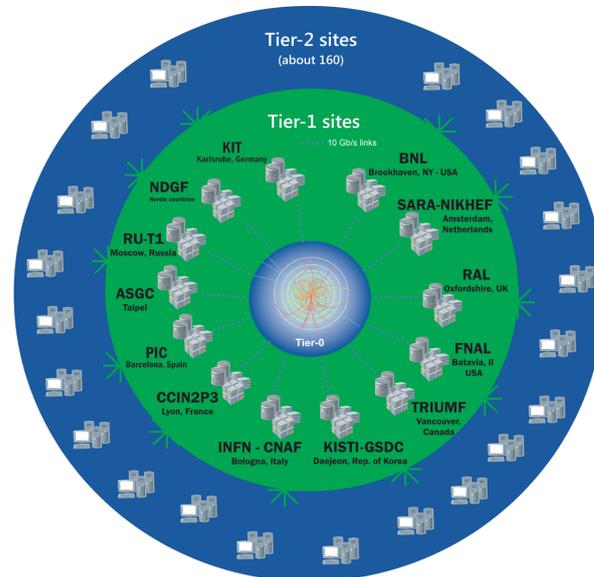


FIGURE 3.15 – Schéma montrant la structure de Tier0, Tier1 et Tier2

### 3.4 Conclusion

L'accélérateur-collisionneur LHC a été décrit dans ce chapitre, ainsi que le détecteur ATLAS et le traitement des données. On a vu que les protons entrent en collision à de très hautes énergies à l'intérieur du détecteur ATLAS, produisant de nouvelles particules qui se désintègrent de façon très complexe en traversant les différents sous-détecteurs (le détecteur interne, les calorimètres, le spectromètre à muons). Ceux-ci enregistrent le passage de chaque particule sous forme de signaux électriques, regroupant les informations pour créer un résumé numérique de la collision (*événement*). Cependant ces signaux ne sont pas directement exploitables en l'état dans les analyses de physique où l'on manipule plutôt des particules (électron, muon, jets, etc) et des quantités physiques (masse, énergie, impulsion transverse, etc). Le chapitre suivant décrit les procédures employées pour la reconstruction des événements à partir des données enregistrées et simulées.



---

# Simulation et reconstruction des événements

---

La reconstruction des événements, ou simplement la reconstruction, est un terme général qui décrit le processus de conversion des signaux de base enregistrés par le détecteur en un ensemble de mesures associées aux particules produites lors de la collision. Afin d'étudier la réponse du détecteur pour les différents processus physiques qui ont eu lieu dans ATLAS, une simulation détaillée [91] a été mise en place qui gère les événements depuis leur génération jusqu'à l'analyse de données enregistrées afin de produire les résultats de physique. L'ensemble de la chaîne de simulation est accessible depuis l'environnement logiciel d'ATLAS : Athena, décrit dans la section 4.1. La chaîne de simulation sera ensuite décrite dans la section 4.2. Enfin, la reconstruction des particules et des quantités physiques sera présentée dans la section 4.3.

## 4.1 Athena

Athena [90, 92] est la principale infrastructure logicielle utilisée par la collaboration ATLAS. Cela inclut toutes les étapes de la simulation de Monte Carlo (génération d'événements et simulation du détecteur) ainsi que la reconstruction des particules et des quantités physiques. Athena dérive du logiciel Gaudi [93], initialement développé par la collaboration LHCb. Il utilise PYTHON comme langage de script et d'interpréteur orienté objet pour configurer et charger des algorithmes et des objets C++. Les classes C++ implémentées par l'utilisateur peuvent être intégrées dans Athena dans un ou plusieurs des différents modules fournis par Athena. Une liste complète de tous les modules Athena est donnée dans la référence [90].

Athena assure principalement deux fonctions :

- la **gestion des algorithmes** : les modules *Algorithms* constituent les éléments de base des programmes à exécuter. Ces algorithmes sont capables d'accéder aux données d'entrée, les lire, les manipuler et générer de nouvelles données de sortie. Ils représentent la partie algorithmique principale d'un programme, effectuant, par exemple, la recherche et l'ajustement de traces, l'association des énergies mesurées dans les calorimétriques à des amas, et l'association de types de particules avec des traces et des amas. Les *Algorithms* peuvent être de simples algorithmes ou composés. Ceux-ci eux-mêmes peuvent être aussi composés, ce qui permet de mettre en place des structures de traitement assez complexes. Les algorithmes peuvent également agir en tant que filtres, indiquant qu'un événement particulier qui ne répond pas à certains critères de sélection ne soit pas considéré. Les modules *Algorithms* peuvent aussi déléguer certaines tâches aux autres modules, tels que *Tools*, *Services*, etc. Les modules comme *Tools* et *Services* peuvent être appelés plusieurs fois au cours d'un même événement. Des exemples de *Services* sont le service de notification de messages, le service de génération de nombres aléatoires, etc.

- le **stockage des données** : le *StoreGate* [94] est l’outil central de gestion des données provisoires et permanentes nécessaires à un ou plusieurs algorithmes. *StoreGate* gère la mémoire pour la plupart des données enregistrés. Cela inclut, par exemple, la désallocation de mémoire dans le cas où certaines des données provisoires ne sont plus nécessaires. Il permet également la conversion des données provisoires en formats de données permanentes et inversement. Pour cela, *StoreGate* utilise des classes dites de convertisseurs (*Converters*). Les données gérées par *StoreGate* sont appelées des collections. Par exemple, *TrackCollections* contient des exemples de collections *StoreGate* contenant toutes les traces des particules reconstruites et leurs propriétés.

La figure 4.1 illustre le fonctionnement simplifié des modules d’Athena. La configuration des algorithmes se fait à partir des fichiers de script PYTHON, appelés *JobOptions*.

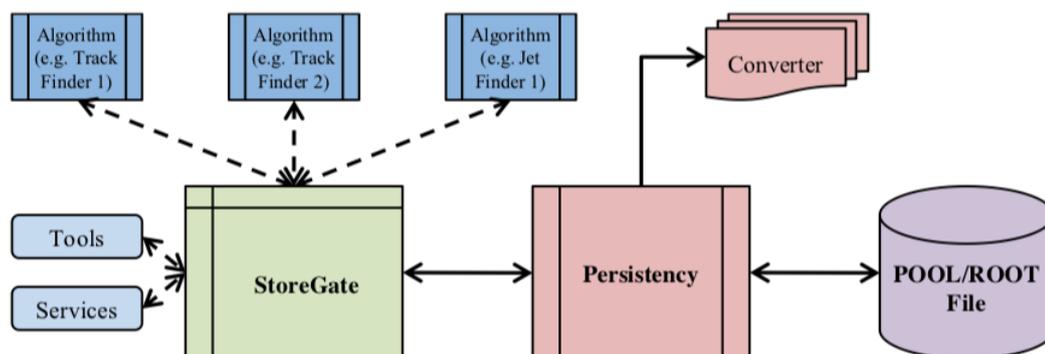


FIGURE 4.1 – Schéma simplifié du fonctionnement d’Athena [95].

## 4.2 La chaîne de simulation Monte-Carlo

La chaîne de simulation Monte-Carlo (MC) est divisé en quatre étapes : génération d’événements, simulation du détecteur, numérisation, et reconstruction. Un générateur produit des événements au format HepMC standard [96]. Ces événements peuvent être filtrés au moment de la génération afin que seuls les événements ayant une propriété donnée (par exemple une désintégration leptonique ou une énergie manquante supérieure à une certaine valeur) soient conservés. Le générateur est responsable de toute désintégration prompte (par exemple, des bosons Z ou W), mais sauvegarde toute particule «stable» susceptible de se propager à travers une partie du détecteur (voir la section 4.2.1). Comme il ne prend en compte que les désintégrations promptes, la géométrie du détecteur n’est pas considérée lors de l’étape de la génération d’événements, sauf pour contrôler les particules considérées comme stables. Au cours de cette étape, un numéro associé au processus simulé (*run number*) et un numéro associé à chaque événement (*event number*) sont attribués. Les numéros d’événements étant classés selon l’ordre d’exécution, des événements peuvent être omis en raison du filtrage à chaque étape. Les numéros associés aux processus simulés sont décrits dans le fichier d’exécution (*job options*) utilisé pour générer les échantillons de processus et suivent les nombres de série utilisés lors de la prise de données réelles. Les particules produites par le générateur sont enregistrées et conservées dans le fichier de sortie de la simulation.

Chaque particule est propagée à travers le détecteur ATLAS complet pour simuler l’interaction particule-matière. La configuration du détecteur, y compris les défauts d’alignement et les distorsions, peut être définie au moment de l’exécution par l’utilisateur. Les énergies déposées dans les parties sensibles du détecteur sont enregistrées sous forme de *hits*, contenant le dépôt total d’énergie, la position et le temps, et sont écrites dans un fichier de sortie de simulation, appelé fichier de hits.

Une information appelée *vraie* est enregistrée pour chaque événement. Dans la phase de génération, l’information

vraie est un historique des interactions du générateur, y compris les particules incidentes et sortantes. Cette information est sauvegardée pour chaque particule, que celle-ci passe ou non par la simulation du détecteur. Dans la phase de simulation de l'interaction particule-matière, des traces de l'information vraie et des désintégrations de certaines particules sont sauvegardées. L'information vraie est utilisée pour créer des objets de données simulées (Simulated Data Object (SDO)). Les SDO sont des données qui associent les hits dans les régions sensibles du détecteur aux particules résultant de l'information vraie au niveau simulation qui ont déposé l'énergie. L'information vraie peut être utilisée lors de l'analyse de données simulées pour évaluer la reconstruction.

La numérisation (digitization) prend en charge les événements simulés. Chaque type d'événement peut être superposé avec d'autres événements par l'utilisateur avant que le signal du détecteur (la tension ou le courant en fonction du temps) ne soit généré. La superposition (empilement) est effectuée lors de la numérisation pour économiser le temps de calcul requis par la simulation. À ce stade, le bruit du détecteur est ajouté à l'événement. Le déclencheur de premier niveau, L1, est également simulé en mode "passe", ça veut dire qu'aucun événement n'est ignoré, mais chaque hypothèse de déclenchement est évaluée et stockée. La numérisation commence par construire des valeurs numériques (digits) pour les pilotes de lecture (Read Out Drivers (ROD)) dans l'électronique du sous-détecteur. La fonctionnalité des pilotes de lecture est ensuite émulée et la sortie est un fichier RDO (Raw Data Object (RDO)). La sortie du détecteur ATLAS lui-même est au format «bytestream», qui peut être assez facilement converti vers et à partir du format de fichier RDO. Les deux sont similaires et, dans certains sous-détecteurs, ils sont presque interchangeables. Ainsi, les données simulées et les données enregistrées du détecteur peuvent être exécutées avec les mêmes algorithmes de reconstruction d'ATLAS. Un schéma illustrant la chaîne de simulation dans ATLAS est montré sur la figure 4.2.

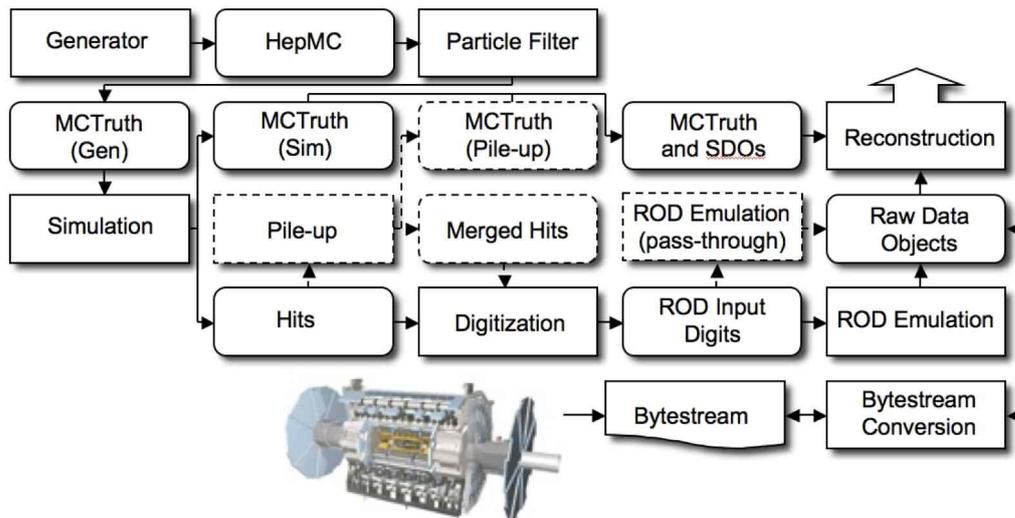


FIGURE 4.2 – Chaîne de simulation depuis la génération d'événements (en haut à gauche) jusqu'à la reconstruction (en haut à droite) [90]. Les algorithmes sont placés dans des cases rectangles et les objets de données persistants dans des cases arrondies. La simulation d'effet d'empilement et l'émulation des composants électroniques de lecture (ROD) sont des étapes facultatives, en pointillées. Les générateurs sont utilisés pour produire des données au format HepMC. L'information vraie de Monte Carlo est sauvegardée en plus des dépôts d'énergie dans le détecteur (hits). Cette information est fusionnée dans des objets de données simulées (SDO) au cours de la numérisation. De plus, lors de la numérisation (digitization), les composants électroniques de lecture (ROD) sont simulés.

### 4.2.1 Génération d'événements

La base de chaque simulation d'événement est un générateur d'événements de physique. Les générateurs d'événements créent des objets de données représentant les particules à l'état final, un peu comme le LHC crée des particules à l'état final par le biais de collisions de particules à haute énergie. Ces particules sont stockées au format de données EVNT. Certains générateurs d'événements stockent également des particules intermédiaires dans le fichier EVNT, qui connecte les particules de collision initiales aux particules de l'état final. Néanmoins, la taille des fichiers EVNT est de l'ordre de quelques dizaines de kilo-octets par événement. C'est beaucoup moins que d'autres formats de données permanentes. Ce format est purement basé sur la simulation, il n'existe donc pas de contrepartie dans le flux de données provenant du détecteur.

Les propriétés des particules sont basées sur des modèles théorique, tels que le modèle standard de la physique des particules, des modèles supersymétriques, ..., qui doivent être testés par rapport aux données enregistrées. Les générateurs d'événements disposent généralement d'un ensemble de paramètres d'entrée, tels que l'énergie du centre de masse des protons en collision initiale ou d'autres propriétés physiques. Les générateurs d'événements les plus utilisés par la collaboration ATLAS peuvent être classés essentiellement en deux catégories :

- les générateurs à éléments de matrice. Ils ne s'intéressent qu'à la génération des processus au niveau partonique. Certains d'entre eux, ALPGEN [97, 98], AcerMC [99] ou encore MadGraph [100] réalisent des calculs à l'arbre (LO), tandis que d'autres comme MC@NLO [101, 102] ou PowHeg [103-105] poussent le calcul aux ordres supérieurs (NLO).
- enfin, d'autres générateurs dits à gerbes partoniques, tels que PYTHIA [106] ou HERWIG [107]. Ils sont capables de simuler les processus d'hadronisation ainsi que les événements sous-jacents, et sont utilisés conjointement avec les générateurs à élément de matrice.

### 4.2.2 Simulation du détecteur

La simulation du détecteur est la deuxième étape de la chaîne de la simulation Monte Carlo. Elle permet de simuler les interactions particules-matière et les désintégrations des particules dans le volume du détecteur ATLAS.

Les stratégies de simulation du détecteur développées par la collaboration ATLAS sont classées en ce que nous appellerons par la suite les simulations détaillées (*Full Simulation*) et les simulations rapides (*Fast Simulation*). La simulation la plus détaillée et la plus couramment employée est *Geant4* [108-110]. D'autres outils de simulations rapides, telles que *Fatras* [111] et *FastCaloSim* [112], sont également utilisés. Afin de former des configurations de simulation capables de simuler l'ensemble du détecteur ATLAS, il existe différentes combinaisons d'outils de simulation. Par exemple, *ATLFAST II* combine *FastCaloSim* avec *Geant4* et *ATLFAST IIF* [113] combine *FastCaloSim* et *Fatras*.

Le format de sortie des simulations de détecteurs ATLAS le plus courant est le format de fichier HITS. Il contient des dépôts d'énergie générés par des particules traversant les parties sensibles des sous-détecteurs d'ATLAS. La taille des fichiers HITS est généralement de l'ordre de centaines de kilo-octets par événement. Comme pour le format de données EVNT, les fichiers HITS sont purement basés sur la simulation. Il n'existe donc aucun format de fichier correspondant dans le flux de données du détecteur ATLAS.

La simulation du détecteur se termine généralement lorsque toutes les particules ont des énergies inférieures aux seuils définis ou que toutes les particules ont quitté le volume du détecteur.

### 4.2.3 Numérisation

Après l'étape de simulation du détecteur, les résultats obtenus doivent être convertis en un format de données correspondant au format extrait du détecteur. Cette conversion est effectuée dans l'étape de numérisation du détecteur qui crée le format **RDO**. La numérisation a pour objectif de transformer les interactions simulées précédemment entre des particules et du matériau sensible du détecteur en quantités mesurables, telles que la charge ou l'énergie. La sortie du détecteur lui-même est au format ByteStream (**BS**), qui contient le même niveau d'information que le format **RDO**. En raison de cette similitude, les fichiers de données **RDO** peuvent être convertis en fichiers **BS**. Les tailles de fichiers **RDO** sont généralement de l'ordre de quelques mégaoctets par événement.

### Empilement dans la simulation Monte-Carlo

L'empilement d'événements (discuté dans la section 3.1.2) est simulé en superposant au signal d'intérêt des signaux issus des événements à biais minimum, soit du même croisement de faisceau, soit du croisement voisin. Les événements d'empilement sont générés avec **PyTHIA**, et passent par la simulation de détecteur standard ATLAS (section 4.2.2) avant d'être superposés à un taux correspondant à celui des données enregistrées.

### 4.2.4 Reconstruction

Les données **RDO** obtenues à l'étape de numérisation précédente ou à partir de mesures de détecteurs doivent être interprétées afin d'identifier et de mesurer les propriétés des particules. De nombreux algorithmes de reconstruction sont exécutés afin de reconstruire les traces de particules, leurs impulsions et leurs énergies pour pouvoir identifier et mesurer les caractéristiques de ces particules. Ces algorithmes de reconstruction seront détaillés dans la section suivante (section 4.3).

Les résultats obtenus par les algorithmes de reconstruction d'événements contiennent les quantités fondamentales nécessaires aux analyses de physique ultérieures. Les données reconstruites sont stockées au format **ESD** (Event Summary Data (**ESD**)). Les données mesurées et les données simulées partagent le même format de données **ESD**. Les fichiers **ESD** contiennent des objets de physique dérivés des informations présentes dans les hits de détecteurs sensibles simulés (**RDO**) ou enregistrés (**BS**). Les fichiers **ESD** des données simulées contiennent en outre des informations vraies Monte Carlo sur l'événement simulé. Cela permet aux analyses physiques ultérieures d'associer des objets reconstruits aux particules simulées sous-jacentes. Outre les informations vraies de Monte Carlo, il est impossible de distinguer les fichiers **ESD** des données enregistrées et des données simulées. Quelques exemples courants d'objets de physique de niveau **ESD** sont les collections de traces de particules ou les collections de jets. En plus des objets physiques, les fichiers **ESD** contiennent également de nombreuses collections de données spécifiques aux sous-détecteurs.

En raison de la grande quantité d'informations présentes dans le format **ESD**, des tailles de fichier de quelques mégaoctets par événement ne sont pas rares. Le format **AOD** (Analysis Object Data (**AOD**)) est dérivé du format **ESD** et constitue la base de toute analyse de physique ATLAS. Les fichiers **AOD** contiennent principalement des objets de physique, tels que des collections individuelles pour différents types de particules identifiées. Contrairement au format de données **ESD**, les données **AOD** ne contiennent généralement pas d'informations détaillées sur les sous-détecteurs individuels et ont donc une taille de fichier beaucoup plus réduite, typiquement de quelques centaines de kilo-octets par événement. Le format de données **ESD** n'est actuellement pas prévu pour le stockage à long terme sur la grille de calcul car le format **AOD** contient tous les objets requis par les analyses de physique. Le format **xAOD** remplace le format **AOD** à partir de la deuxième étape. Il s'agit d'une version améliorée du format **AOD** compatible avec Athena et avec le logiciel d'analyse des données ROOT [114, 115].

## 4.3 Reconstruction des particules et des quantités physiques

Cette section décrit les procédures employées pour reconstruire et identifier les différentes particules et quantités physiques. Nous nous limiterons aux particules et quantités physiques utilisées dans la recherche de bosons  $W'$  présentés : traces, vertex primaire, électrons, muons, jets et impulsion transverse manquante.

### 4.3.1 Reconstruction des traces dans le détecteur interne

La reconstruction des traces est basée sur l'ajustement d'un modèle de trajectoire à un ensemble de points mesurés (*hits*) dans les différentes couches du détecteur interne (voir section 3.2.1) : Pixels, SCT et TRT. Les traces candidates sont constituées de trois mesures prises dans les deux détecteurs à silicium (*Pixels* et *SCT*). Ces trois mesures sont ensuite extrapolées dans le volume TRT et leurs mesures sont combinées du TRT au point d'interaction à l'aide de la méthode de filtrage dite combinatoire Kalman filter [116]. D'autres méthodes [117, 118] sont appliquées pour séparer les traces des particules suffisamment proches pouvant être confondues.

### 4.3.2 Reconstruction des vertex primaires

Les vertex d'interaction primaires sont reconstruits [119] en identifiant d'abord les positions des vertex candidats à partir des traces reconstruites. Les traces incompatibles avec la position du vertex sont supprimées et la position du vertex est recalculée. Le vertex primaire est déterminé comme étant le vertex dont la somme des impulsions transverses des traces au carré ( $\sum p_T^2$ ) est la plus élevée; il s'agit du vertex issu (probablement) de la collision dure, les autres sont considérés comme des vertex issues des événements d'empilement.

### 4.3.3 Les électrons

#### Reconstruction

Un électron est défini à partir de ses traces dans le détecteur interne et de ses dépôts d'énergie dans différentes cellules du calorimètre électromagnétique à Argon liquide [120] (voir figure 4.3). Plusieurs algorithmes de reconstruction sont utilisés. Tout d'abord, un algorithme dit à fenêtre glissante (*sliding-window algorithm*) [121] parcourt les cellules des 3 couches du calorimètre électromagnétique par groupe de  $3 \times 5$  cellules correspondant à la granularité de la deuxième couche  $\eta \times \phi = 0.025 \times 0.025$ . Les énergies des cellules groupées sont sommées et seuls les groupes de cellules ayant une énergie totale supérieure à 2.5 GeV sont considérés, ils sont appelés *clusters électromagnétiques*.

Une fois les clusters définis, les traces reconstruites dans le détecteur interne sont extrapolées jusqu'à la deuxième couche du calorimètre électromagnétique afin de calculer les différences de positions entre traces et clusters en  $\eta$  et  $\phi$ . Une trace est associée au cluster si son impulsion et sa direction sont compatibles. Lorsque plusieurs traces satisfont ces conditions pour un même cluster, elles sont classées par qualité (présence d'au moins 4 points de mesure dans les couches des détecteurs pixels et SCT) puis par proximité ( $\Delta R$ ). Les électrons dans la région ( $2.5 < |\eta| < 4.9$ ) n'ont pas de trace puisqu'ils sont en-dehors de l'acceptance du détecteur interne, et sont donc reconstruits uniquement à partir des clusters topologiques (voir la section 4.3.5 traitant des jets), de géométrie variable et optimisés pour un faible niveau de bruit. Les électrons qui traversent la région non instrumentée entre les parties tonneau et étendue ( $1.37 < |\eta| < 1.52$ ) sont rejetés.

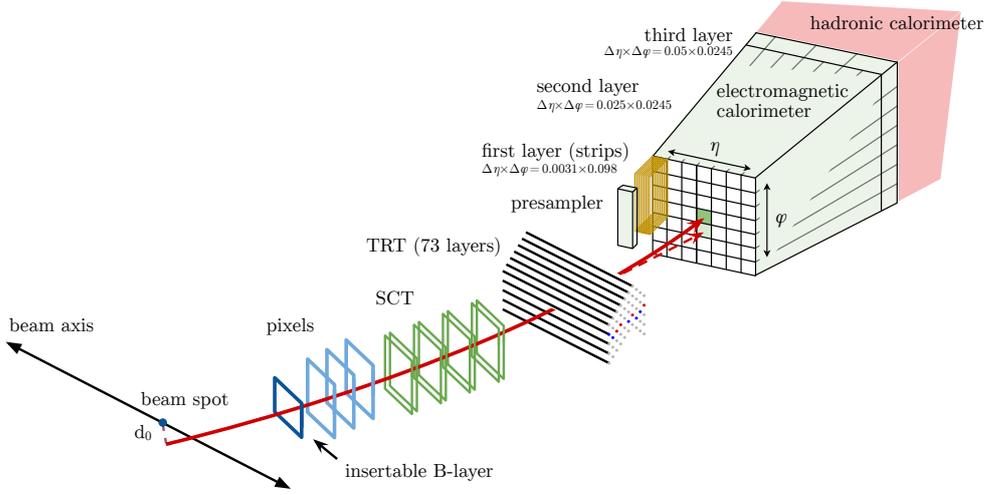


FIGURE 4.3 – Illustration schématique du chemin d'un électron à travers les sous-détecteurs d'ATLAS. La trajectoire rouge montre la trajectoire hypothétique d'un électron, qui traverse d'abord le détecteur interne (détecteurs de pixels, puis SCT et enfin le TRT), puis entre dans le calorimètre électromagnétique. La trajectoire rouge en pointillés indique le trajet d'un photon produit par l'interaction de l'électron avec la matière dans le détecteur interne [120].

## Identification

Il est possible de reconstruire une signature proche de celle d'un électron mais provenant en fait des processus de bruit de fond instrumental ou physique. Des algorithmes d'identification des électrons sont appliqués pour séparer les vrais électrons des électrons provenant des processus de bruit de fond.

L'identification est basée sur la fonction de vraisemblance,  $\mathcal{L}$ , définie comme le produit des fonctions de densité de probabilité (Probability Density Function (pdf))  $P_S$  pour le signal (vrais électrons), et  $P_B$  pour les électrons de bruit de fond :

$$\mathcal{L}_{S(B)}(\vec{x}) = \prod_{i=1}^n P_{S(B),i}(x_i) \quad (4.1)$$

où  $\vec{x}$  est le vecteur de  $n$  variables discriminantes et  $P_{S(B),i}(x_i)$  est la pdf de la  $i^{\text{ème}}$  variable discriminante sous l'hypothèse signal (bruit de fond). La liste des variables discriminantes est décrite dans [120] (rayonnement de transition dans le TRT, la forme du cluster électromagnétique, etc).

Le discriminant

$$d = \frac{\mathcal{L}_S}{\mathcal{L}_S + \mathcal{L}_B} \quad (4.2)$$

est calculé pour chaque électron. C'est à partir de ce discriminant que trois critères principaux de sélection, utilisés dans les analyses de données, sont définis : *Loose*, *Medium* et *Tight*. L'efficacité d'identification des électrons correspondant à chacun de ces trois critères de sélection est montrée sur la figure 4.4.

## Étalonnage

La figure 4.4 nous montre également que l'efficacité d'identification des électrons obtenue dans la simulation est différente de celle obtenue dans les données. En effet, les électrons reconstruits possèdent une énergie brute

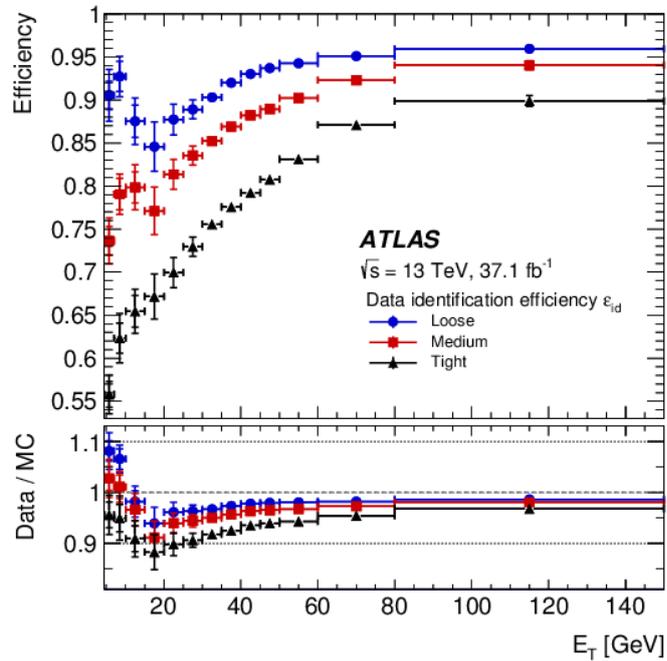


FIGURE 4.4 – Efficacités d’identification des électrons mesurées dans les événements  $Z \rightarrow ee$  pour les critères de sélection Loose (cercle bleu), Medium (carré rouge) et Tight (triangle noir) en fonction de  $E_T$ . Les barres d’incertitude verticales représentent les incertitudes statistiques et totales [120].

correspondant à celle du cluster électromagnétique, qui diffère de l’énergie emportée par la particule originelle à cause des pertes d’énergie en amont et en aval. Un étalonnage est effectuée en différentes étapes :

- Dans un premier temps, les caractéristiques du cluster électromagnétique sont exploitées pour optimiser la résolution de l’énergie et minimiser l’impact de l’interaction matière-électron dans la partie avant du calorimètre. L’algorithme employé est basé sur des méthodes multivariées. La géométrie du détecteur et les interactions matière-particule étant mieux décrites dans la simulation, cet algorithme est entraîné sur des échantillons d’événements simulés. Toutefois, il est appliqué aux données enregistrées et simulées.
- L’étalonnage doit prendre en compte la segmentation longitudinale du calorimètre électromagnétique, pour compenser les variations d’échelle d’énergie dans les différentes couches du calorimètre. Cette étape joue également un rôle important dans l’extrapolation des constantes d’étalonnage de l’énergie afin de couvrir toute la gamme en énergie des électrons.
- Des effets géométriques ou de variation de haute tension dans différentes régions du calorimètre sont aussi considérés. Ces effets sont étudiés en utilisant le rapport entre l’énergie mesurée et l’impulsion des traces des électrons dans les événements  $Z \rightarrow ee$ .
- L’échelle d’énergie électromagnétique est obtenue à partir d’un large échantillon d’événements  $Z \rightarrow ee$ , afin de déterminer l’énergie emportée par la particule originelle. En même temps pour tenir en compte de la différence de résolution en énergie entre les données enregistrées et la simulation, des facteurs correctifs mesurés dans les événements  $Z \rightarrow ee$  sont appliqués aux données simulées.
- Les constantes d’étalonnage sont enfin validées avec des événements  $J/\psi \rightarrow ee$ . Ces événements contiennent des électrons de faible énergie.

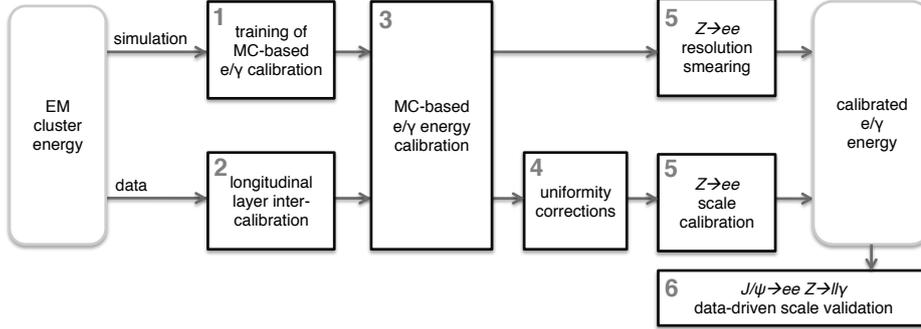


FIGURE 4.5 – Représentation schématique de la procédure d'étalonnage de l'énergie des électrons.

## Isolation

Afin d'améliorer encore la pureté des électrons, des critères d'isolation sont appliqués pour réduire la présence des électrons non isolés (par exemple, issus des désintégrations semi-leptoniques de hadrons de saveur lourde). Deux variables sont définies à cet effet :

- **l'isolation calorimétrique** :  $E_T^{\text{conex}}$  est définie comme la somme des impulsions transverses des clusters dans un cône de  $\Delta R = x$ , avec  $x = 0.2, 0.3, 0.4$ , autour de la direction de l'électron et excluant l'énergie de l'électron lui-même, et en tenant compte des corrections relatives à l'empilement et aux fuites d'énergie. Cette variable est néanmoins sensible au bruit d'empilement et les modélisations ne reproduisent pas les comportements observés dans les données. L'utilisation de clusters topologiques (voir la section 4.3.5 traitant des jets) permet cependant de limiter ces effets [122].
- **l'isolation des traces** :  $p_T^{\text{varconex}}$  est défini comme la somme des impulsions transverses de toutes les traces dans un cône de taille variables  $\Delta R = \min(x, 10 \text{ GeV} / p_T)$  autour de la trace de l'électron,  $p_T$  désignant l'impulsion transverse de l'électron et  $x=0.2, 0.4$ . Les cônes de taille variables sont construits en fonction de l'impulsion transverse des électrons grâce à la granularité fine du détecteur interne permettant la construction de cônes de taille  $\Delta R$  plus petite. En effet les particules de haute impulsion transverse peuvent se désintégrer en paires électron-positron collimatées. Dans ce cas un cône de taille  $\Delta R$  plus petite est nécessaire pour ces électron-positron.

Un certain nombre de critères de sélection d'isolation sont définis en fonction des variables d'isolation du calorimètre et des traces. Dans plusieurs cas, le rapport entre la variable d'isolement et du lepton  $p_T$  est utilisé comme variable discriminante pour améliorer les performances sur l'ensemble du spectre  $p_T$ . Quelques critères de sélection pertinents pour l'analyse 2015-2016 sont résumés dans la table 4.1.

TABLE 4.1 – Critères d'isolation des électrons pour l'analyse 2015-2016.

critère de sélection	Isolation calorimétrique	Isolation de la trace.
FixedCutTightTrackOnly	–	$p_T^{\text{varconex}0.2} / p_T < 0.06$
FixedCutTight	$E_T^{\text{conex}0.2} / p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varconex}0.2} / p_T < 0.06$
FixedCutLoose	$E_T^{\text{conex}0.2} / p_T < 0.2$	$p_T^{\text{varconex}0.2} / p_T < 0.15$

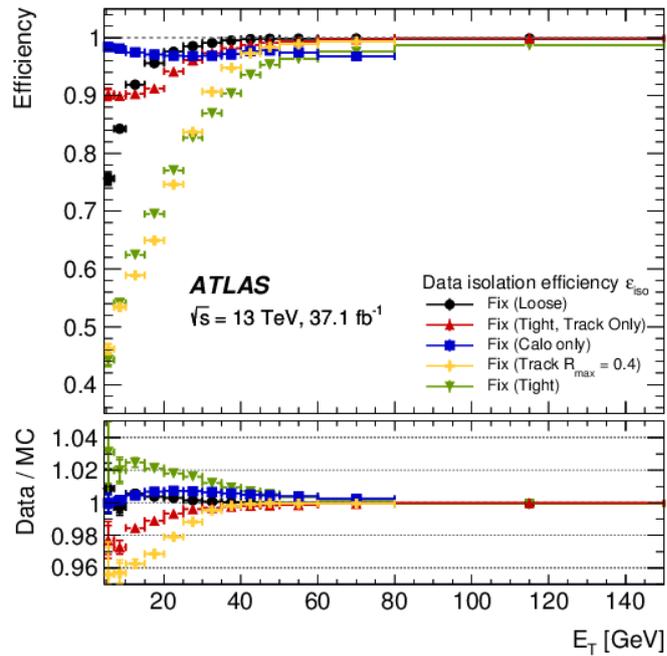


FIGURE 4.6 – Efficacités d’isolation dans les données ainsi que le rapport de ces efficacités entre les données et la simulation. Les efficacités sont montrées pour les différents critères de sélection en fonction de  $E_T$  dans les événements  $Z \rightarrow ee$  [120].

### 4.3.4 Les muons

#### Reconstruction des muons dans le spectromètre à muons

La première étape consiste à reconstruire des traces laissées par les muons dans le spectromètre à muons. Cette reconstruction est basée sur un ajustement des points de mesure provenant de chaque chambre à muons (cfr section 3.2.3).

#### Reconstruction combinée

La reconstruction combinée des muons est basée sur des informations issues du détecteur interne, du spectromètre à muons et des calorimètres. Quatre catégories de muons sont définies :

- **combinés** : les traces des muons sont reconstruites indépendamment dans le détecteur interne et le spectromètre à muons, puis les traces combinées sont ré-ajustées en utilisant les points de mesures des deux sous-détecteurs.
- **étiquetés à partir des segments** : une trace dans le détecteur interne est associée à un muon si, une fois extrapolée dans le spectromètre à muons, elle est associée à au moins un segment de trace dans les chambres MDT ou CSC. Les muons étiquetés à partir des segments sont utilisés lorsque les muons ne traversent qu’une couche de chambres MS, soit en raison de leur faible  $p_T$ , soit parce qu’ils se trouvent dans des régions où l’acceptation du spectromètre à muons est réduite.

- **étiquetés à partir des calorimètres** : une trace dans le détecteur interne est identifiée comme celle d'un muon si elle peut être associée à un dépôt d'énergie dans le calorimètre, compatible avec une particule au minimum d'ionisation. Cette catégorie de muons présente la pureté la plus faible de toutes les autres catégories, cependant leur acceptation est meilleure dans la région où le spectromètre à muons n'est que partiellement instrumenté (non couverte par les chambres à muons). Les critères d'identification des muons étiquetés à partir des calorimètres sont optimisés pour cette région ( $|\eta| < 0.1$ ) pour des muons d'impulsion transverse  $15 \text{ GeV} < p_T < 100 \text{ GeV}$ .
- **extrapolés** : la trajectoire du muon est reconstruite à partir des traces dans le spectromètre à muons et d'une exigence peu stricte sur le fait qu'elles proviennent du point d'interaction. Les paramètres de la trace du muon sont définis au point d'interaction, en tenant compte de la perte d'énergie du muon dans les calorimètres. En général, le muon doit traverser au moins deux couches de chambres du spectromètre à muons pour fournir une mesure de trace (trois couches sont nécessaires dans la région avant). Les muons dits extrapolés sont principalement utilisés pour étendre l'acceptation de muons dans la région  $2.5 < |\eta| < 2.7$ , qui n'est pas couverte par le détecteur interne.

Un muon peut se retrouver dans plusieurs catégories. Afin d'éviter les doubles comptages, si deux types de muons partagent la même trace, la préférence est donnée aux muons combinés, puis aux muons étiquetés à partir des segments et enfin aux muons étiquetés à partir des calorimètres. Le cas échéant, les traces avec une meilleure qualité d'ajustement et un plus grand nombre de points de mesure sont privilégiées.

## Identification

L'identification des muons est réalisée en se basant sur des critères permettant de séparer le bruit de fond, principalement des désintégrations de pions et de kaons, des muons prompts. Les candidats muons provenant de désintégrations de hadrons chargés dans le détecteur interne sont souvent caractérisés par la présence d'une topologie particulière des traces reconstruites. En conséquence, la qualité de l'ajustement traces combinées est moins bonne que dans le cas de muons prompts. De plus les impulsions mesurées dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muons peuvent ne pas être compatibles. Plusieurs variables offrant une bonne discrimination entre les muons prompts et les muons provenant de bruits de fond sont étudiées dans des événements  $t\bar{t}$  simulés. Les muons issus de désintégrations des bosons  $W$  sont classés comme muons prompts, tandis que les muons issus de désintégrations de hadrons légers sont classés comme provenant de bruit de fond.

Trois catégories inclusive *Loose*, *Medium*, *Tight*, et complétées d'une quatrième *high-pT*, spécifiquement construite pour maximiser la résolution des muons de haute impulsion transverse  $p_T > 100 \text{ GeV}$  sont définies :

1. *Medium* : les muons *Medium* sont soit combinés soit extrapolés. Au moins trois points de mesure sont requis pour les muons combinés (un point de mesure et au plus un trou) dans au moins deux chambres à muons de la région  $|\eta| > 0.1$  ( $|\eta| < 0.1$ ). Les muons extrapolés ne peuvent se trouver que dans la région  $2.5 < |\eta| < 2.7$  ;
2. *Loose* : les muons *Loose* sont des muons *Medium* et les muons étiquetés à partir de segments ou du calorimètre dans la région  $|\eta| < 0.1$  ;
3. *Tight* : menu *medium* avec des critères de qualité de trace supplémentaires ;
4. *high-pT* : muons combinés du menu *medium*, dont la reconstruction se fait dans les régions de haute résolution des spectromètres.

L'efficacité de l'identification des muons est résumée dans la table 4.2 pour les quatre critères de sélection d'identification séparés en  $p_T$  dans la région  $|\eta| < 2.5$ .

TABLE 4.2 – Efficacité pour les muons prompts issus de la désintégration de W et des hadrons identifiés à tort comme des muons prompts dans les événements  $t\bar{t}$  simulés. Les résultats sont présentés pour les quatre critères de sélection d'identification séparant les muons par impulsion transverse basse ( $4 < p_T < 20$  GeV) et élevé ( $20 < p_T < 100$  GeV) dans la région  $\eta < 2.5$ . Les incertitudes statistiques sont négligeables [123].

Sélection	$4 < p_T < 20$ GeV		$20 < p_T < 100$ GeV	
	$\epsilon_\mu^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_\mu^{\text{MC}}$ [%]	$\epsilon_{\text{Hadrons}}^{\text{MC}}$ [%]
Loose	96.7	0.53	98.1	0.76
Medium	95.5	0.38	96.1	0.17
Tight	89.9	0.19	91.8	0.11
High- $p_T$	78.1	0.26	80.4	0.13

### Isolation

De la même manière que les électrons, les critères d'isolation calorimétrique et sur les traces s'appliquent aux muons. Trois critères de sélection pertinents sont définis dans la table 4.3.

TABLE 4.3 – Critères d'isolation des muons.

critères de sélection	Isolation calorimétrique	Isolation de la trace.
FixedCutTightTrackOnly	–	$p_T^{\text{varcone0.3}}/p_T < 0.06$
FixedCutTight	$E^{\text{cone0.2}}/p_T < 0.06$	$p_T^{\text{varcone0.3}}/p_T < 0.06$
FixedCutLoose	$E^{\text{cone0.2}}/p_T < 0.2$	$p_T^{\text{varcone0.3}}/p_T < 0.15$

### 4.3.5 Les jets

Suite aux propriétés de confinement liées à l'interaction forte (évoquées dans la section 1.1.2), les quarks et les gluons ne peuvent pas exister de façon isolée, et ils s'hadronisent et résultent en une gerbe de particules collimatées (des hadrons, mais avec également des leptons et des photons) dans la même direction. Cette gerbe de particules, résultat de l'hadronisation d'un parton donné, est appelée *jet*. Leur reconstruction, tout comme leur étalonnage, nécessite des méthodes et des algorithmes sophistiqués.

### Reconstruction

La méthode adoptée par ATLAS pour reconstruire un jet est basée sur les dépôts d'énergie qu'il laisse lors de son passage dans les calorimètres. Ces dépôts sont regroupés sous forme d'amas topologiques de cellules calorimétriques (*topo-clusters*). L'observable de base contrôlant cette formation d'amas de cellules est la pureté du signal de cellule  $S_{\text{cell}}^{\text{EM}}$ , qui est définie comme le rapport entre le signal de la cellule et le bruit [124, 125] :

$$S_{\text{cell}}^{\text{EM}} = \frac{E_{\text{cell}}^{\text{EM}}}{\sigma_{\text{noise,cell}}^{\text{EM}}} \quad (4.3)$$

où  $E_{\text{cell}}^{\text{EM}}$  est l'énergie déposée et  $\sigma_{\text{noise,cell}}^{\text{EM}}$  est le bruit de fond moyen défini par la somme quadratique du bruit électronique et du bruit dû au pile-up. Les deux quantités sont mesurées en échelle l'échelle d'énergie

électromagnétique, décrite dans la section 4.3.3.

Ces amas sont construits à partir d'une cellule candidate dans laquelle l'énergie déposée est supérieure à quatre fois le niveau de bruit fond moyen d'une cellule ( $S_{\text{cell}}^{\text{EM}} > 4$ ). À cette cellule candidate sont associées toutes les cellules voisines ayant une énergie supérieure à deux fois le niveau de bruit de fond moyen d'une cellule ( $S_{\text{cell}}^{\text{EM}} > 2$ ). À ces cellules sont ensuite ajoutées leurs voisines ayant une énergie positive ( $S_{\text{cell}}^{\text{EM}} > 0$ ). Ces amas topologiques servent ensuite de point de départ aux algorithmes de reconstruction des jets. Ils sont combinés au moyen d'un algorithme.

Les algorithmes de reconstruction principalement utilisés sont ceux de la classe *FastJet* [126]. Ils regroupent les amas en effectuant des combinaisons successives de paire d'amas les plus proches. L'idée générale est d'évaluer si deux dépôts d'énergie à proximité l'un de l'autre peuvent provenir de la même source et les associer en un *proto-jet* si c'est le cas. Ces algorithmes séquentiels calculent d'abord la distance entre toutes les paires de constituants ( $i, j$ )

$$d_{ij} = \min(p_{T,i}, p_{T,j})^{2p} \times \frac{(\Delta R_{ij})^2}{R^2}, \quad (4.4)$$

puis pour chacun des constituants, la distance au faisceau

$$d_{iB} = (p_{T,i})^{2p}. \quad (4.5)$$

Dans les équations 4.4 et 4.5  $p_{T,i}$  et  $p_{T,j}$  sont les impulsions transverses des amas  $i$  et  $j$  respectivement,  $\Delta R_{ij}$  la distance entre ces deux amas,  $R$  un critère de proximité sans unité qui traduit en quelque sorte le rayon caractéristique d'un cône qui contiendrait le jet, et  $p$  un paramètre caractéristique de l'algorithme de reconstruction utilisé :

- $p = +1$  pour l'algorithme  $k_t$  [127],
- $p = 0$  pour l'algorithme de Cambridge/Aachen [128],
- $p = -1$  pour l'algorithme anti- $k_t$  [129].

Si la plus petite des distances correspond à une distance au faisceau  $d_{iB}$  (équation 4.5), alors l'amas associé est enlevé de la liste et l'on considère alors cet amas comme étant un jet. En revanche, si la plus petite valeur correspond à une distance entre une paire d'amas  $d_{ij}$  (équation 4.4) alors leurs quadrivecteurs sont sommés. Le nouveau quadrivecteur qui en résulte devient alors un nouveau amas et remplace la paire utilisée pour le former. L'opération se poursuit jusqu'à ce qu'il n'existe plus d'amas à combiner. Les figures 4.7(a), 4.7(b) et 4.7(c) illustrent les résultats des trois algorithmes de reconstruction. Les jets utilisés dans cette thèse sont

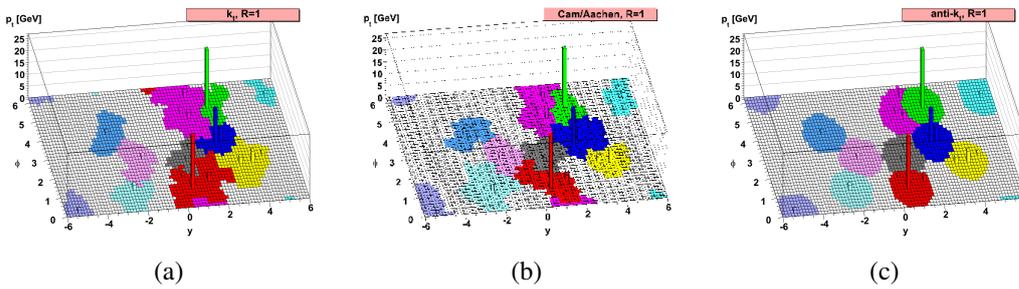


FIGURE 4.7 – Illustration des algorithmes (a)  $k_t$ , (b) de Cambridge/Aachen et (c) anti- $k_t$  [129].

construits grâce à l'algorithme anti- $k_t$  (figure 4.7(c)) avec un paramètre  $R = 0.4$ . Cet algorithme opère dans l'espace des impulsions inverse et présente un certain nombre d'avantages. Tout d'abord, il n'introduit pas de divergence dans les calculs perturbatifs de QCD et ainsi ne brise pas la relation entre la structure partonique de l'événement et le jet que l'on observe expérimentalement. De plus, des amas de basse énergie s'associeront

préférentiellement avec des amas de plus haute énergie, formant une structure de jet régulière (cône).

Les jets formés jusqu'à présents sont reconstruits à l'échelle d'énergie électromagnétique, échelle d'énergie de référence des calorimètres d'ATLAS. L'énergie du jet ainsi reconstruit ne correspond pas à l'énergie portée par le parton initial. Cette énergie doit donc être étalonnée.

## Étalonnage

L'énergie du jet ainsi reconstruit ne correspond pas à l'énergie portée par le parton initial. Cette énergie doit donc être étalonnée en prenant en compte un certain nombre d'effets [130, 131].

- La direction du jet est corrigée de telle sorte qu'elle pointe vers le vertex primaire. Cette correction améliore la résolution angulaire des jets tout en n'ayant que peu d'effet sur l'impulsion transverse du jet.
- Les effets d'empilement sont corrigés en soustrayant un terme moyen de densité d'empilement du jet [132], selon l'équation

$$p_T^{\text{corr}} = p_T^{\text{EM}} - \rho \times A - \alpha \times (N_{PV} - 1) - \beta \times \langle \mu \rangle, \quad (4.6)$$

où l'effet d'empilement est paramétré en fonction de la densité moyenne d'énergie  $\rho$  des jets, du nombre de vertex primaires  $N_{PV}$  et du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux  $\langle \mu \rangle$ . L'énergie d'empilement est soustraite de chaque jet en fonction de son aire  $A$ . L'aire du jet est définie à l'aide d'une association dite fantôme (*ghost*) [133], où des particules fantômes (*ghost particles*) d'impulsion infinitésimale sont ajoutées uniformément à l'événement avant la reconstruction du jet afin de sonder l'aire affectée au jet.  $\alpha$  et  $\beta$  définissent la correction résiduelle.

- L'étape suivante est la détermination de l'étalonnage en énergie des jets (Jet Energy Scale (JES)) à partir de simulations Monte-Carlo. Cet étalonnage a pour but d'amener l'énergie du jet reconstruit à la véritable énergie du jet. En outre une correction est aussi effectuée sur la distribution en pseudo-rapidité ( $\eta$ ) des jets lors de cette étape. Afin de tenir compte de la réponse du calorimètre, la résolution en énergie des jets est améliorée selon la méthode GSC (Global sequential calibration).
- Les corrections *in situ* sont utilisées pour prendre en compte les différences entre les données enregistrées et la simulation Monte-Carlo. Cette différence est alors utilisée comme facteur d'étalonnage dans les données.

Les corrections apportées à la reconstruction des jets sont résumées sur la figure 4.8.

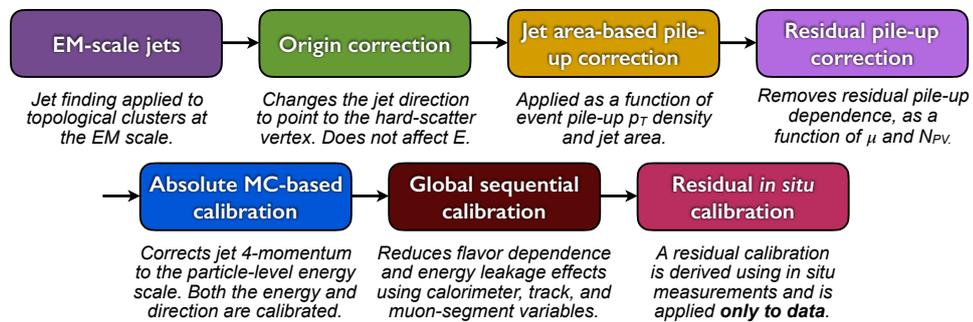


FIGURE 4.8 – Procédure d'étalonnage de l'énergie des jets [131].

### Rejet des jets issus d'effet d'empilement

Une variable appelée **JVT** (Jet Vertex Tagger (**JVT**)) a été construite pour réduire la contribution des jets provenant de l'empilement. Elle exploite les traces associées aux jets dans le but de séparer les vertex des jets d'empilement de ceux des jets provenant de la collision dure. Les détails sur cette variable, montrée sur la figure 4.9, peuvent être trouvée dans la référence [134]. La variable JVT tend à être proche de 1 pour les jets

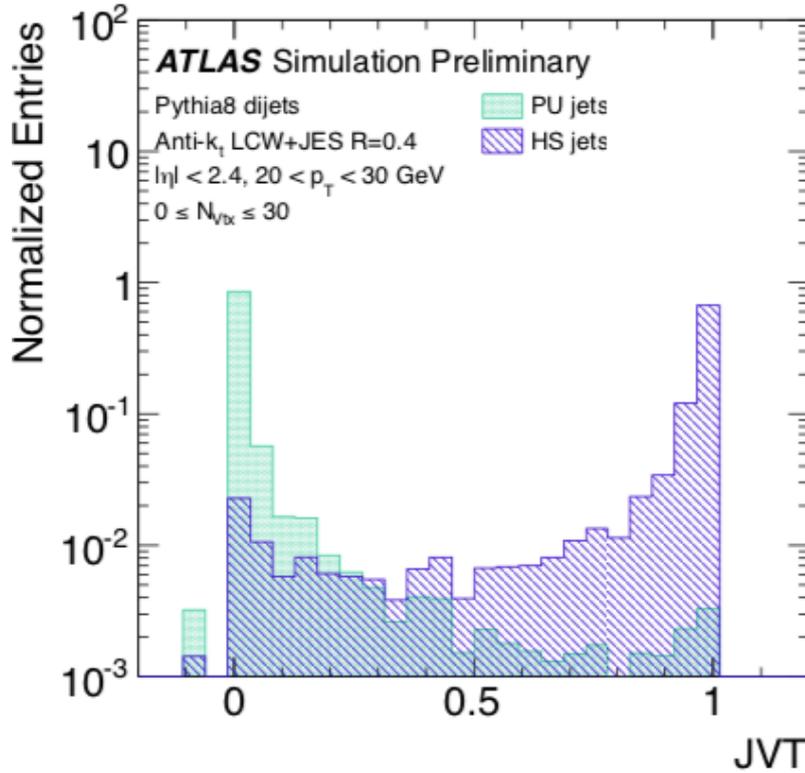


FIGURE 4.9 – Distribution de la variable **JVT** pour les jets provenant d'empilement (PU jets) et pour les jets provenant de la collision dure (HS jets) [134].  $JVT = -0.1$  correspond aux jets auxquels aucune trace n'est associée.

provenant de la collision dure et proche de 0 pour les jets d'empilement.

#### 4.3.6 L'impulsion transverse manquante

À partir de la conservation de la quantité de mouvement, la somme vectorielle de la quantité de mouvement dans le plan transversal du détecteur doit être égale à zéro. Le déséquilibre de la quantité de mouvement dans ce plan est appelé impulsion transverse manquante et peut provenir de neutrinos, des effets d'acceptance des détecteurs, d'objets mal mesurés ou non reconstruits. L'impulsion transverse manquante est calculé comme suit :

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (4.7)$$

avec

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss},e} + E_{x(y)}^{\text{miss},\gamma} + E_{x(y)}^{\text{miss},\tau} + E_{x(y)}^{\text{miss},\text{jets}} + E_{x(y)}^{\text{miss},\mu} + E_{x(y)}^{\text{miss},\text{soft}} \quad (4.8)$$

où  $E_{x(y)}^{\text{miss},P}$  est la composante  $x$  ( $y$ ) de la somme vectorielle négative de l'impulsion de toutes les particules et quantités reconstruites ( $P$  : électrons, photons, taus, jets et muons). Le dernier terme,  $E_{x(y)}^{\text{miss},\text{soft}}$ , prend en compte les contributions des jets de basse impulsion transverse ( $p_T < 20$  GeV) et des cellules/traces non associées aux particules et quantités reconstruites.

## 4.4 Conclusion

La chaîne de simulation Monte Carlo a été présentée dans ce chapitre. Elle comprend :

- la génération d'événements qui correspond à la génération d'un processus physique lors d'une collision proton-proton, avec les processus de fragmentation et d'hadronisation ;
- la simulation du détecteur qui correspond à la simulation de l'interaction de l'ensemble des particules stables produites avec le détecteur ;
- la numérisation qui correspond à la simulation de la réponse du détecteur, puis la conversion sous la forme de tensions, ou de courants, selon un format rigoureusement identique à celui des données réelles enregistrées par ATLAS ;
- la reconstruction qui permet d'identifier et de mesurer les propriétés des particules à partir des informations issues des sous-détecteurs d'ATLAS.

La dernière étape est commune aux données enregistrées par ATLAS et à la simulation. Les algorithmes de reconstruction ont été également discutés dans ce chapitre et brièvement présentés pour toutes les particules et les quantités physiques considérées par la suite (traces internes, vertex primaires, électrons, muons, jets et impulsion transverse manquante). La reconstruction des jets issus des quarks de saveur  $b$  est présentée dans le chapitre suivant (chapitre 5) et vient compléter la liste de toutes les particules et quantités physiques utilisées dans la recherche d'un boson massif  $W'$  décrite dans cette thèse.

---

## Identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark $b$

---

Ce chapitre est dédié aux techniques utilisées au sein de la collaboration ATLAS pour identifier les jets issus de l'hadronisation des quarks  $b$ . Les notions de base sont données dans la section 5.1. La section 5.2 sera consacrée aux caractéristiques des jets issus de l'hadronisation d'un quark  $b$ . L'identification de tels jets consiste à construire des variables qui maximisent la séparation des jets de  $b$  avec d'autres jets. La stratégie développée par ATLAS est basée sur deux types d'algorithmes d'identification :

- les algorithmes dits de bas niveau, qui vont construire ces variables de séparation de jets,
- les algorithmes dits de haut niveau, qui vont combiner ces variables grâce à des méthodes multivariées afin d'améliorer les performances d'identification des jets de  $b$  et le rejet des autres jets.

Ces algorithmes seront décrits dans la section 5.3.

### 5.1 Notions fondamentales

Dans le chapitre 1, on a vu que les quarks sont répartis en six saveurs (voir aussi figure 5.1). Les quarks ne peuvent pas se propager librement dans le vide, leur production se manifeste sous forme de jet initié par un quark d'une saveur donnée. Dans le chapitre 4 on a discuté de la reconstruction des jets sans toutefois évoquer la saveur du quark initial. On distinguera trois types de jets :

- le **jet de  $b$**  : jet issu de l'hadronisation d'un quark  $b$ , ou encore jet contenant un *hadron beau* ;
- le **jet de  $c$**  : jet issu de l'hadronisation d'un quark  $c$ , ou encore jet contenant un *hadron charmé* ;
- le **jet léger** : jet issu de l'hadronisation d'un quark autre que  $b$  ou  $c$ . Il faut noter aussi que les gluons s'hadronisent de manière similaire aux quarks.

On appellera *jets lourds* ou *jets de saveur lourde*, par opposition aux jets légers, tout jet de  $b$  ou de  $c$ . Bien que le quark top soit lourd ( $m_t = 173.2$  GeV), contrairement à tous les autres quarks, il se désintègre rapidement, par interaction faible, avant de pouvoir former des états liés (hadron). Dans plus de 99% des cas le quark top se désintègre en un quark  $b$  et un boson  $W$ . L'observation des quarks top passe donc exclusivement par de caractéristiques liées aux hadrons beaux.

#### 5.1.1 Identification des saveurs dans la simulation Monte-Carlo

La première étape consiste en la définition de la saveur d'un jet dans la simulation MC. Cette définition est basée sur l'information au niveau particule et exploite l'association des jets aux hadrons beaux, hadrons charmés

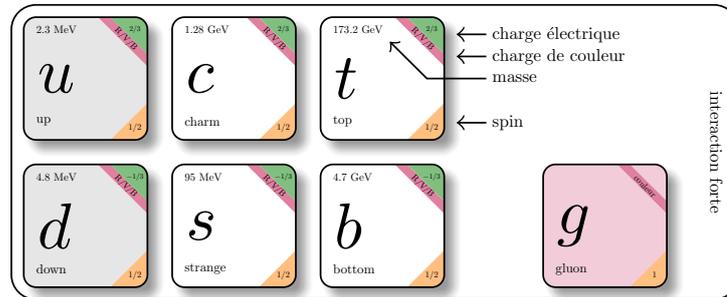


FIGURE 5.1 – La répartition de quarks en six saveurs, et le gluon, médiateur de l'interaction forte. Image inspirée de la référence [24].

et aux leptons  $\tau$  hadronique ( $\tau_h$ ). Les jets sont d'abord associés aux hadrons et aux  $\tau_h$  ayant une impulsion transverse  $p_T > 5$  GeV. Ensuite une distance  $\Delta R$  entre l'impulsion des hadrons/ $\tau_h$  et l'axe du jet est appliquée comme suit :

- si un hadron beau est trouvé dans un cône de rayon  $\Delta R = 0.3$  autour de l'axe du jet, le jet correspondant est étiqueté  $b$ -jet.
- s'il n'y a pas de hadron beau et qu'un hadron charmé est trouvé dans un cône de rayon  $\Delta R = 0.3$  autour de l'axe du jet, le jet correspondant est étiqueté  $c$ -jet.
- si aucun des hadrons beaux et  $C$  n'est trouvé dans un cône de rayon  $\Delta R = 0.3$  autour de l'axe du jet mais qu'il existe un  $\tau$ , le jet correspondant est étiqueté  $\tau$ -jet.
- sinon, le jet correspondant est étiqueté jet léger ou  $l$ -jet.

Cette procédure étant exclusive, chaque hadron est associé à un seul jet, en prenant le hadron le plus proche de l'axe du jet.

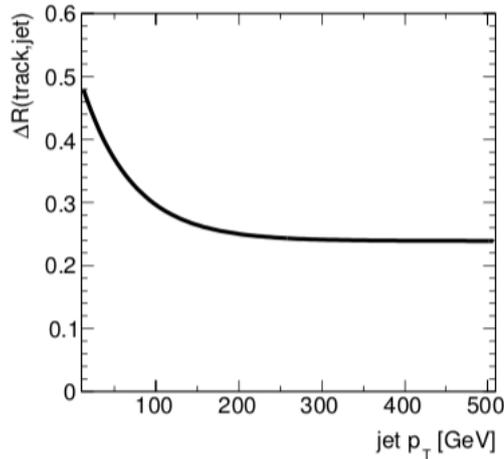
### 5.1.2 Association trace-jet

L'association trace-jet est basée sur la distance  $\Delta R(\text{trace}, \text{jet})$ . Comme les produits de désintégration des particules les plus boostées sont plus collimatés que ceux des particules à bas  $p_T$ , les traces sont associées à un jet si elles se trouvent dans un cône autour de l'axe du jet dont  $\Delta R(\text{trace}, \text{jet})$  qui dépend de l'impulsion transverse ( $p_T$ ) du jet, suivant la paramétrisation ci-dessous :

$$\Delta R = a_0 + \exp(a_1 + a_2 \cdot p_T) \quad (5.1)$$

où  $a_0 = 0.239$ ,  $a_1 = -1.22$  et  $a_2 = -1.64 \cdot 10^{-5}$ . Les paramètres  $a_i$  sont choisis de telle sorte qu'en moyenne 95% des traces correspondant aux produits de désintégration des hadrons beaux soient associées au jet correspondant, tout en minimisant la contamination des traces de bruits de fond telles que les traces d'événement d'empilement.

Comme nous le montre la figure 5.2, la distance  $\Delta R$  est plus grande pour les jets à bas  $p_T$  ( $\Delta R = 0.45$  pour un jet de  $p_T = 20$  GeV) et plus petite pour les jets à haut  $p_T$  ( $\Delta R = 0.26$  pour un jet de  $p_T = 150$  GeV). Dans le cas où deux jets ou plus sont très proches les uns des autres, les traces sont toujours associées au jet le plus proche afin d'éviter tout double comptage.


 FIGURE 5.2 – Illustration de la paramétrisation de  $\Delta R(\text{trace}, \text{jet})$  [135].

### 5.1.3 Critères d'évaluation des performances

Les performances des algorithmes d'identification des jets de  $b$  sont généralement évaluées dans les événements  $t\bar{t}$  contenant au moins un lepton provenant de la désintégration leptonique du boson  $W$ . Le processus  $t\bar{t}$  est choisi comme échantillon de référence car ses événements sont riches en jets de  $b$  originaires des désintégrations des quarks top et anti-top et riches aussi en jets de  $c$  et en jets légers provenant de la désintégration hadronique du boson  $W$ . Tout au long du Run2, l'échantillon d'événements Monte Carlo  $t\bar{t}$  employé est généré avec POWHEG, conjointement avec PYTHIA6 pour la fragmentation et l'hadronisation. Le PDF CT10 [136] est utilisé dans la simulation ainsi que le générateur EvtGen [137] pour modéliser les désintégrations des hadrons beaux et charmés. De plus, des interactions à biais minimum sont produites avec PYTHIA8 et des interactions d'empilement sont incluses dans la simulation avec des caractéristiques correspondantes aux périodes de prise de données.

Afin d'évaluer numériquement les performances d'un algorithme d'identification des jets de  $b$ , on trace les distributions des variables discriminantes dans les échantillons d'événements simulés pour le signal (jets de  $b$ ) et le bruit de fond (jets de  $c$  et jets légers). On cherchera à obtenir la plus grande séparation entre les distributions des variables discriminantes pour le signal et le bruit de fond. En appliquant des sélections séquentielles sur la variable discriminante, nous pouvons construire la courbe de rejet du bruit de fond ( $\epsilon_{c(l)}$ ) en fonction de l'efficacité de sélection du signal ( $\epsilon_b$ ), appelée courbe ROC (Receiver Operating Characteristic (ROC)). Cette courbe nous aide à évaluer le pouvoir de séparation du signal et du bruit de fond.

## 5.2 Caractéristiques des jets issus de l'hadronisation d'un quark $b$

L'identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark  $b$  exploite plusieurs des propriétés des hadrons beaux qui les distinguent des jets d'autres saveurs. Tout d'abord la fragmentation est dure et le hadron beau produit, emporte environ 80% de l'impulsion du quark originel [138]. De plus la masse des hadrons beaux est élevée ( $> 5 \text{ GeV}/c^2$ ), conférant à leurs produits de désintégration une impulsion transverse relativement élevée. Leurs temps de vie sont relativement longs, de l'ordre de 1.5 ps (soit  $c\tau \approx 450 \mu\text{m}$ ) [9], permettant aux hadrons beaux de voyager quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer. À titre d'exemple, un hadron beau dans un jet de  $p_T = 50 \text{ GeV}/c$  peut parcourir une distance de vol moyenne,  $L_{xy} = \beta\gamma c\tau$ , d'environ 3 mm dans le plan transverse avant de se désintégrer. À l'endroit de sa désintégration, il forme alors un vertex déplacé

par rapport au vertex primaire, que l'on qualifie de vertex secondaire, comme illustré sur la figure 5.3.

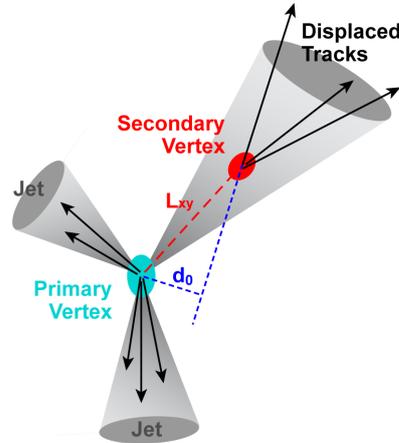


FIGURE 5.3 – Schéma de la production d'un jet de quark  $b$ . On observe la présence d'un vertex secondaire (en rouge) manifestation de la désintégration d'un hadron beau ayant voyagé quelques millimètres dans le détecteur, résultant en un paramètre d'impact large.

La figure 5.3 nous montre également que les traces issues de la désintégration des hadrons beaux ont des paramètres d'impact relativement larges.

D'autre part, le hadron beau ( $B$ ) se désintègre, dans la plupart des cas, en au moins un hadron charmé ( $D$ ), qui se désintègre à son tour en hadron  $S$ . Cela correspond à une chaîne de désintégration  $B \rightarrow D \rightarrow S$  donnant lieu à une configuration topologique à deux vertex décalés. Alors que les désintégrations de hadrons  $B$  diffèrent des désintégrations de hadrons  $D$  et de lepton  $\tau$  dans la cinématique et la longueur de désintégration, une discrimination supplémentaire peut être obtenue en identifiant cette topologie unique des vertex secondaire et tertiaire.

Ainsi, les vertex décalés peuvent être identifiés de façon inclusive en mesurant les paramètres d'impact  $d_0$  et  $z_0 \sin \theta$  (définis dans la section 3.2). Une autre façon d'identifier les vertex décalés consiste à reconstruire explicitement soit un vertex secondaire où le hadron beau se désintègre ou soit la chaîne complète de désintégration du hadron  $B$ .

### 5.3 Algorithmes d'identification des jets issus de l'hadronisation d'un quark $b$

Les algorithmes d'identification développés par la collaboration ATLAS sont classés en deux catégories :

- les algorithmes de bas niveau qui construisent des variables liées aux propriétés du hadron beau afin d'améliorer la séparation des jets issus de l'hadronisation d'un quark  $b$  des autres jets ;
- les algorithmes de haut niveau qui exploitent ces variables pour déterminer un discriminant final.

### 5.3.1 Algorithmes de bas niveau

#### Algorithmes basés sur les paramètres d'impact

Les algorithmes basés sur les paramètres d'impact (Impact Parameter (IP)) des traces exploitent le temps de vie assez long des hadrons beaux, dont les traces sont souvent significativement déplacées par rapport au vertex primaire. Les algorithmes IP utilisent les traces satisfaisant les critères de sélection suivants [139] :

- $p_T > 1 \text{ GeV}$  ;
- $|d_0| < 1 \text{ mm}$ ,  $|z_0| \sin \theta < 1.5 \text{ mm}$  ;
- au moins 7 points de mesure dans les détecteurs Pixels et SCT, dont au moins 2 points de mesure dans le Pixels.

Les variables discriminantes employées sont les significances statistiques des paramètres d'impact des traces associées au jet :

- $d_0$  significance :  $sig(d_0) = d_0/\sigma(d_0)$
- $z_0$  significance :  $sig(z_0) = z_0 \sin \theta/\sigma(z_0 \sin \theta)$ ,

où  $\sigma(z_0 \sin \theta)$  et  $\sigma(d_0)$  sont les incertitudes sur les paramètres d'impact transverse et longitudinal. Du fait que le point de désintégration du hadron beau se situe le long de sa trajectoire de vol, on peut attribuer un signe au paramètre d'impact pour discriminer davantage les traces des désintégrations du hadron beau des traces provenant du vertex primaire. Le signe est positif si l'extrapolation de la trace croise l'axe du jet devant le vertex primaire et négatif dans le cas contraire. Par conséquent, les traces de désintégrations de hadrons beaux et charmés ont tendance à avoir un signe positif comme le montre la figure 5.4.

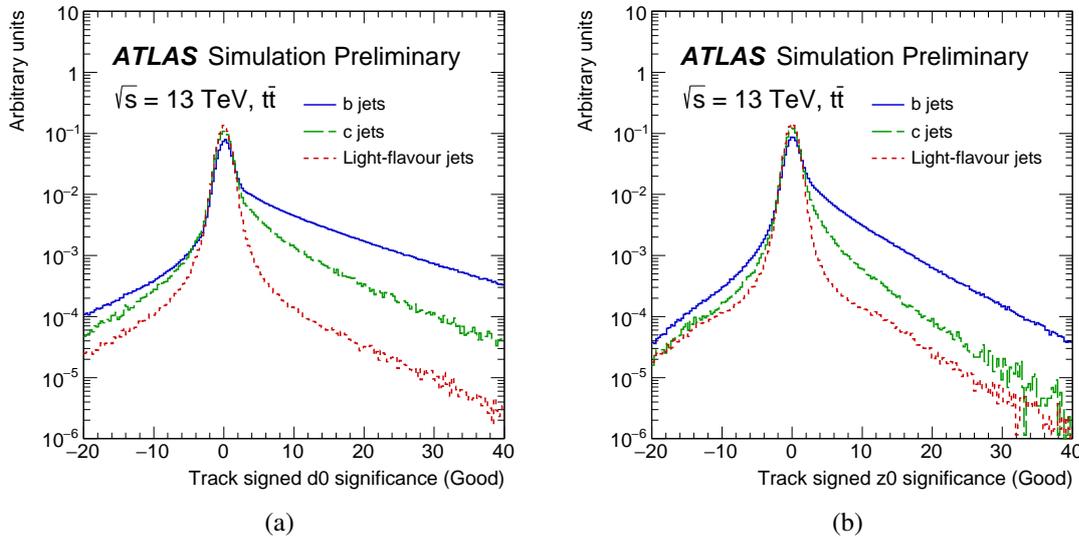


FIGURE 5.4 – Les significances statistiques des paramètres d'impact transverse (a) et longitudinal (b) des traces dans les événements  $t\bar{t}$  pour les jets de saveurs  $b$  (ligne bleue),  $c$  (pointillés en vert) et légère (pointillés en rouge) [139]. La forme asymétrique de la distribution est dû au fait que les paramètres d'impact des traces de désintégrations de hadrons lourds ont tendance à avoir un signe positif.

Les algorithmes IP utilisent le formalisme du rapport de fonctions de vraisemblance (Log-Likelihood Ratio (LLR)). Deux algorithmes sont employés dans ATLAS, IP2D et IP3D.

L'algorithme IP2D repose sur le LLR utilisant la signification du paramètre d'impact transverse signé  $sig(d_0)$  de toutes les traces associées à un jet afin de calculer le discriminant LLR. Pour chaque trace, on mesure  $sig(d_0)$  signé et on évalue la probabilité de trouver cette signification pour différentes hypothèses : jet de  $b$ ,  $c$ , léger. On obtient alors trois fonctions de densité de probabilités  $p_b, p_c, p_u$  pour chaque saveur, respectivement jet de  $b$ ,  $c$ , léger. Le discriminant LLR pour IP2D est défini comme suit

$$\text{IP2D LLR} = \sum_{\text{traces}} \log \left( \frac{p_f}{p_{f'}} \right) \quad (5.2)$$

où  $f f' = bu, cu, bc$ , séparant au mieux les jets de  $b$  des jets légers (symbolisés par  $u$ ), les jets de  $c$  des jets légers et des jets de  $b$  des jets de  $c$  respectivement. L'algorithme IP3D est basé sur le même principe que IP2D, à la seule différence qu'à la place de la distribution de référence unidimensionnelle de  $sig(d_0)$ , il utilise une distribution de référence à deux dimensions contenant à la fois  $sig(d_0)$  et  $sig(z_0)$ , prenant donc en compte la corrélation entre ces deux quantités. Les distributions finales des discriminants IP2D LLR et IP3D LLR sont montrées sur la figure 5.5 dans le cas des fonctions de densité de probabilité pour les hypothèses : jets de  $b$  contre jets léger.

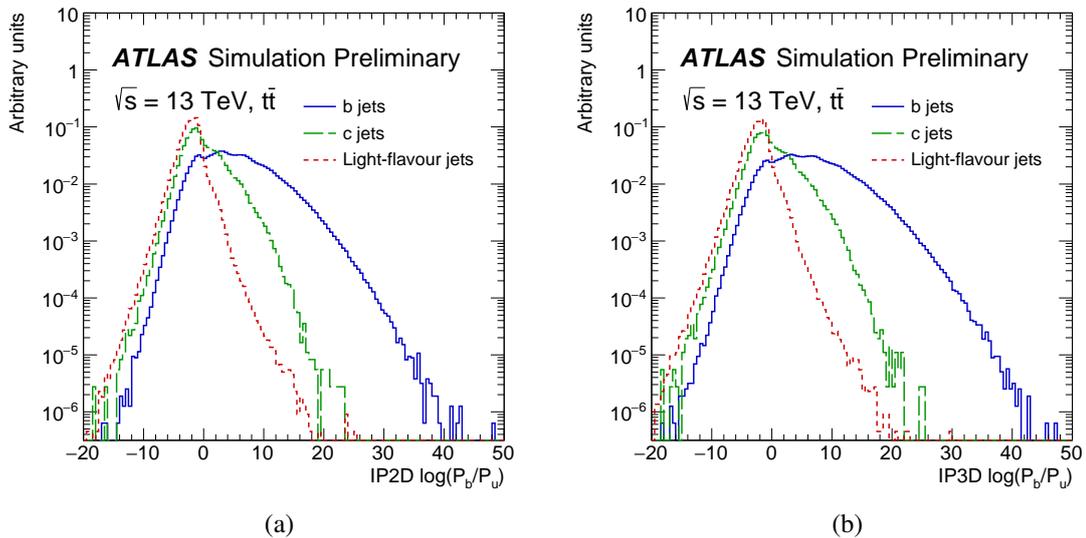


FIGURE 5.5 – Le rapport de fonctions de vraisemblance (LLR) pour IP2D (a) et pour IP3D (b) dans les événements  $t\bar{t}$  pour les jets de saveurs  $b$  (ligne bleue),  $c$  (pointillés en vert) et légère (pointillés en rouge) [139]. Le rapport est calculé pour l'hypothèse  $b$ -jet contre jet léger ( $p_b/p_u$ ).

### Algorithme basé sur un vertex déplacé

L'algorithme utilisé dans ATLAS est appelé SV1 [140]. Il est employé pour reconstruire un vertex secondaire unique à partir des traces associées au hadron beau dans un jet. La sélection des traces est différente de celle appliquée aux algorithmes basés sur les paramètres d'impact :

- $p_T > 400$  MeV ;
- $|d_0| < 3.5$  mm

- au moins 7 points de mesure dans les détecteurs Pixels et SCT, dont au moins 2 points de mesure dans le Pixels.

L'algorithme SV1 commence, d'abord par identifier tous les vertex à deux traces à partir de toutes les traces associées au jet tout en rejetant celles de bruit de fond provenant :

- des interactions hadroniques : les vertex associés à l'interaction particule-détecteur sont supprimés en comparant la position du vertex à une carte simplifiée des couches des détecteurs les plus internes et du conduit de faisceau.
- des conversions de photons et des désintégrations de particules à vie longue (par exemple,  $K_S$  et  $\Lambda$ ) : les vertex correspondant sont rejetés en comparant la masse des particules attendues à la masse du vertex reconstruit, évaluée en supposant que la paire de traces est produite par une paire  $e^+e^-$ ,  $p\pi$  ou  $\pi^+\pi^-$ . Afin de garder les particules à vie longue provenant des désintégrations d'un hadron beau, la direction des particules entrantes est évaluée. Si ces particules proviennent du vertex primaire, les traces sont supprimées.

Toutes les traces associées aux vertex sélectionnés sont combinées dans un vertex unique par un ajustement de  $\chi^2$ , en fusionnant les vertex à deux traces les plus proches les uns des autres. À chaque itération on évalue la qualité de l'association trace-vertex et la trace avec le plus grand  $\chi^2$  est éliminée. Et on recommence jusqu'à ce que l'on obtienne une valeur acceptable et que la masse invariante du vertex soit inférieure à 6 GeV (à peu-près la masse du hadron beau). Le vertex ainsi reconstruit est le vertex associé au hadron beau.

Huit variables discriminantes construites par l'algorithme SV1 seront exploitées, par les algorithmes dits de haut niveau, pour séparer les jets de  $b$  des autres jets. Elles comprennent le nombre de traces associées au vertex secondaire, la masse invariante du vertex secondaire, sa fraction d'énergie (définie comme l'énergie totale de toutes les traces associées au sommet secondaire divisée par l'énergie de toutes les traces associées au jet), et la signification de la longueur de désintégration en trois dimensions. Les performances de l'algorithme SV1 sont évaluées à l'aide d'un discriminant LLR (comme dans les algorithmes IPxD) basé sur des fonctions de densité de probabilité pour les hypothèses de jet de  $b$ ,  $c$  et léger, calculées à partir d'histogrammes tridimensionnels : la masse du vertex (figure 5.6(a)), la fraction d'énergie (figure 5.6(b)) et le nombre de vertex à deux traces (figure 5.6(c)).

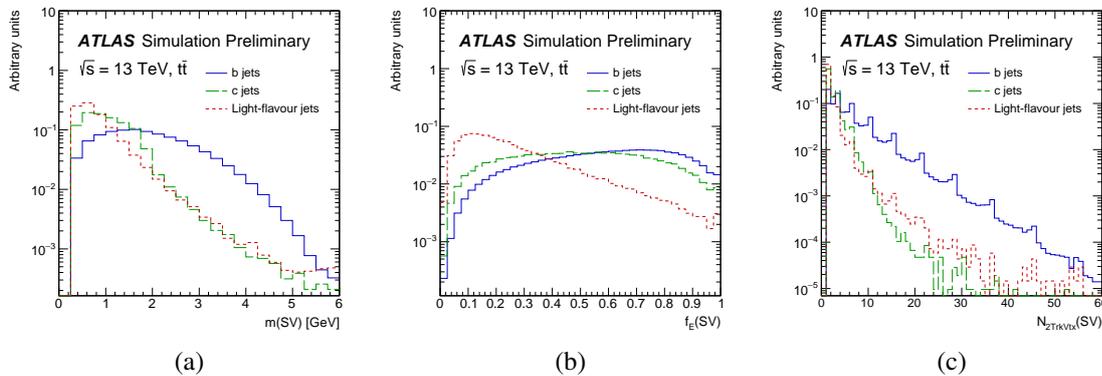


FIGURE 5.6 – Variables construites par l'algorithme SV1 : (a) la masse du vertex, (b) la fraction d'énergie, et (c) nombre de vertex à deux traces [139].

### Algorithme basé sur la chaîne de désintégration du hadron beau

Le hadron beau peut se désintégrer en un hadron charmé qui à son tour vole quelques millimètres dans le détecteur avant de se désintégrer. Afin de reconstruire la chaîne de désintégration complète du hadron beau,

l'algorithme JetFitter [138] fait l'hypothèse que le vertex primaire, le vertex du hadron beau (hadron  $B$ ) et le vertex du hadron charmé (hadron  $D$ ) sont situés le long du même axe, comme illustré sur la figure 5.7. Un filtre

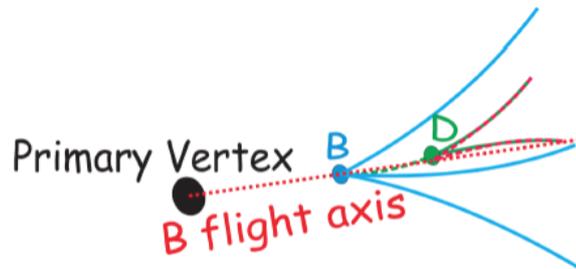


FIGURE 5.7 – Schéma illustrant la désintégration du hadron beau le long du même axe : le vertex primaire, le hadron beau (hadron  $B$ ) et le hadron charmé (hadron  $D$ ).

dit de Kalman [141], implémenté dans JetFitter, est utilisé pour trouver une ligne commune sur laquelle se trouvent les vertex associés aux hadrons beau et charmé. Contrairement à l'algorithme SV1 qui nécessite deux traces pour former le vertex du hadron beau, l'algorithme JetFitter peut reconstruire des vertex à une trace. À l'instar de SV1, les performances de JetFitter sont évaluées grâce à un discriminant LLR basé sur des fonctions de densité de probabilité calculées à partir d'histogrammes tridimensionnels : la masse du vertex, la fraction d'énergie et la signification de la distance de vol.

### 5.3.2 Algorithmes de haut niveau

Les variables construites par les algorithmes de bas niveau, IPxD, SV1 et JetFitter, sont ensuite combinées au sein d'arbres de décision boostés (BDT). Deux autres variables, l'impulsion transverse et le pseudo-rapacité des jets, sont ajoutées à la liste des variables exploitées par le BDT. L'ajout des variables cinématiques permet d'exploiter les corrélations avec les autres variables. La liste complète est donnée dans le tableau 5.1. Ces arbres de décision sont implémentés dans l'algorithme de haut niveau, MV2, à partir de l'environnement TMVA [142] (*Toolkit for Multivariate Analysis*) intégré à ROOT, qui est une librairie contenant de nombreuses techniques d'analyse multivariée.

#### Les arbres de décision boostés (BDT)

Les arbres de décision appartiennent à la famille des algorithmes à apprentissage supervisé permettant de construire une fonction de classement pour prédire le groupe d'appartenance d'un individu à partir d'un ensemble de descripteurs (variables discriminantes). Dans notre cas, l'arbre de décision nous indiquerait pour chaque événement si les variables exploitées (tableau 5.1) identifient un jet comme un jet de  $b$  (signal, S) ou non (bruit de fond, B). Le principe d'un arbre de décision est montré sur la figure 5.8(a). La construction d'un discriminant à partir d'un arbre de décision nécessite une phase d'apprentissage sur une population statistique devant représenter au mieux la réalité. La figure 5.8(b) est un exemple d'un tel discriminant.

Un arbre de décision boosté (BDT) fait intervenir le concept de *gradient boosting*. Le boosting est une méthode qui permet d'améliorer la fonction de classement que nous appellerons  $f(x)$ , avec  $x$  un ensemble des variables discriminantes. L'idée générale consiste à calculer une série d'arbres de décision, où pour chaque itération  $i$ ,  $f(x)$  se focalise sur les mauvaises classifications précédemment commises. Le but est de faire décroître la

TABLE 5.1 – Les variables discriminantes d'entrée des algorithmes de haut niveau. Elles sont fournies par les algorithmes de bas niveau sauf deux d'entre elles :  $p_T$  et  $\eta$ .

Source	Variable	description
Cinématique	$p_T$	impulsion transverse du jet
	$\eta$	pseudo-rapidité du jet
IPxD	$\ln(P_b/P_u)$	LLR pour séparer les $b$ -jets des jets légers
	$\ln(P_b/P_c)$	LLR pour séparer les $b$ -jets des $c$ -jets
	$\ln(P_c/P_u)$	LLR pour séparer les $c$ -jets des jets légers
SV1	$m(\text{SV})$	masse invariante des traces du vertex secondaire
	$f_E(\text{SV})$	fraction d'énergie du vertex secondaire
	$N_{\text{TrkAtVtx}}(\text{SV})$	nombre de traces associées au vertex secondaire
	$N_{2\text{TrkVtx}}(\text{SV})$	nombre de paires de traces associées au vertex secondaire
	$L_{xy}(\text{SV})$	distance dans le plan transverse entre les vertex primaire et secondaire
	$L_{xyz}(\text{SV})$	distance entre les vertex primaire et secondaire
	$S_{xyz}(\text{SV})$	signification de la longueur de désintégration en trois dimensions
JF	$\Delta R(\vec{p}_{\text{jet}}, \vec{p}_{\text{vtx}})(\text{SV})$	distance angulaire entre l'axe du jet et la direction du vertex secondaire par rapport au vertex primaire
	$m(\text{JF})$	masse invariante des traces des vertex secondaires
	$f_E(\text{JF})$	fraction d'énergie des vertex secondaires
	$N_{\text{TrkAtVtx}}(\text{JF})$	nombre de traces associées aux vertex secondaires
	$N_{2\text{TrkVtx}}(\text{JF})$	nombre de paires de traces associées aux vertex secondaires
	$S_{xyz}(\text{JF})$	signification de la longueur de désintégration en trois dimensions
	$\Delta R(\vec{p}_{\text{jet}}, \vec{p}_{\text{vtx}})(\text{JF})$	distance angulaire entre l'axe du jet et la direction du vertex secondaire par rapport au vertex primaire
	$N_{1\text{-trk-vertices}}(\text{JF})$	distance dans le plan transverse entre les vertex primaire et secondaire
	$N_{\geq 2\text{-trk-vertices}}(\text{JF})$	distance entre les vertex primaire et secondaire

fonction de perte  $L(y, f(x))$  où  $y$  est définie telle que

$$f_i = f_{i-1} - \gamma b_i, \quad b_i(x) = \left( \frac{\partial L(y, f(x))}{\partial f(x)} \right)_{f(x)=f_{i-1}(x)} \quad (5.3)$$

où  $\gamma$  est le taux d'apprentissage ( $\gamma > 0$ ) et  $b_i$  est le gradient de la fonction de perte.

Le BDT doit d'abord subir un entraînement sur un lot d'événements simulés appelé échantillon d'entraînement. La distinction entre signal et bruit de fond lui est donc fourni explicitement. La première étape du BDT initialise la fonction de classement à une valeur nulle, puis calcule  $f(x)$  à chaque itération. Le nombre d'itération est limité par le nombre maximal d'arbres de décision défini. Un arbre de décision, à la  $i^{\text{ème}}$  itération, fragmente l'espace des variables qui lui sont fourni en un ensemble de régions, obtenues à partir d'une suite de sélection de type  $x > c$ , où  $x$  et  $c$  représentent une variable discriminante et son seuil de sélection. La première sélection sépare l'échantillon d'entraînement en deux, représentés sous forme de nœuds de l'arbre de décision. Ces derniers sont à leur tour séparés en deux, et ainsi de suite. L'expansion de l'arbre est limitée en définissant soit une profondeur maximale soit la taille minimale d'un nœud (si le nœud contient un nombre d'événements inférieur à une fraction), appelée *MNS* (Minimum Node Size), du nombre d'événements de l'entraînement.

L'étape suivante consiste à appliquer ce BDT à un second lot d'événements simulés pour la validation de cet entraînement. La complexité d'un BDT réside dans le choix de ses nombreux paramètres de configuration (nombre d'arbres, profondeur, MNS, etc) en vue d'obtenir le meilleur pouvoir de discrimination entre le signal et le bruit de fond, tout en limitant les effets de surentraînement (overtraining). Le surentraînement survient

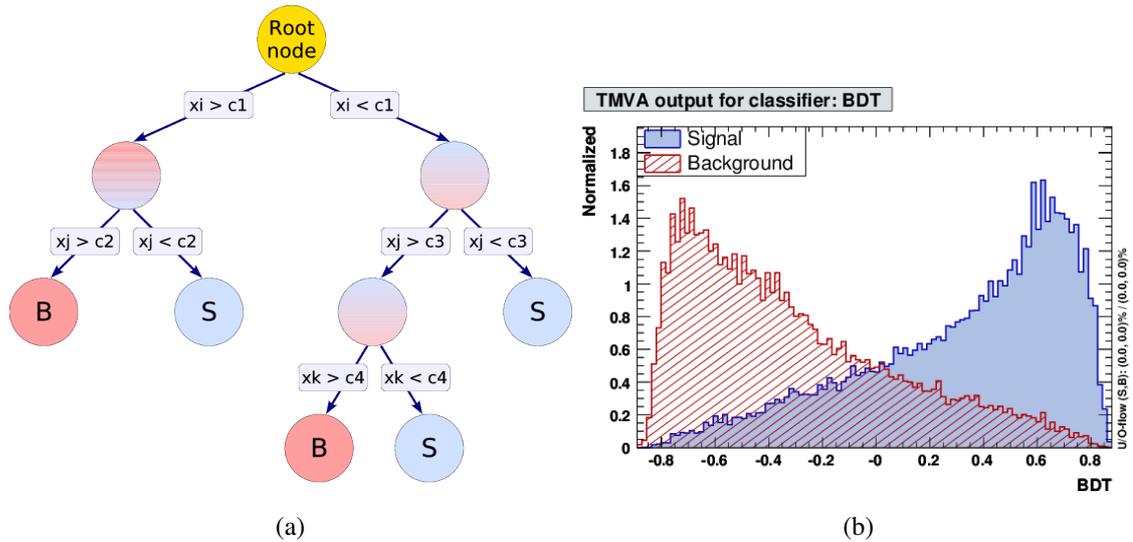


FIGURE 5.8 – (a) Illustration d'un arbre de décision : à chaque nœud de l'arbre, l'algorithme recherche la variable, et la valeur de coupure associée, qui assure la meilleure séparation entre signal et bruit de fond. L'algorithme se poursuit alors sur les 2 nouvelles populations jusqu'à atteindre un critère d'arrêt à spécifier, en rapport avec la pureté des populations à l'arrêt de l'algorithme, appelées les feuilles de l'arbre. (b) Un exemple d'un discriminant déterminé à partir d'un arbre de décision [142].

lorsque le BDT perd ses capacités de généralisation à d'autres échantillons. L'effet de surentraînement se manifeste par un désaccord entre le BDT de l'entraînement et celui de la validation.

### L'algorithme MV2

Au début du Run2, la collaboration ATLAS a opté pour un BDT comme algorithme de haut niveau combinant les algorithmes IP2D, IP3D, SV1 et JetFitter : l'algorithme MV2. MV2 est le successeur de l'algorithme  $MV1$  utilisé au Run1 [143], qui combinait les variables construites par les algorithmes de bas niveau IP3D, SV1 et JetFitter.  $MV1$  était basé sur une approche de réseau neuronal plutôt que sur un BDT.

Le BDT MV2 [139] est entraîné sur des jets dans les événements  $t\bar{t}$ , les jets de  $b$  (1 million) étant considérés comme signal, les jets de  $c$  (0.5 million) et légers (1 million) étant considérés comme bruit de fond. Les propriétés cinématiques ( $p_T$  et  $\eta$ ) des jets étant incluses dans les variables d'entrée du BDT, les jets de  $b$  sont pondérés de telle manière que les spectres en  $p_T$  et  $\eta$  pour les jets de  $b$  correspondent à ceux du bruit de fond. Cette pondération évite à MV2 d'interpréter toute différence entre les spectres cinématiques des jets de  $b$  et du bruit de fond comme facteur discriminant. La composition du bruit de fond, fractions de jets de  $c$  et de jets légers, est aussi prise en compte [139]. Trois variantes de MV2 ont été testées au début du Run2 [139], MV2c00, MV2c10 et MV2c20, où le suffixe "cxx" indique la fraction de jets de  $c$  dans le bruit de fond. Par exemple pour MV2c10 (MV2c20), l'échantillon de bruit de fond serait composé de 10% (20%) de jets de  $c$ . Après l'optimisation du MV2c10, la fraction des jets de  $c$  est passée à 7% (au lieu de 10%). Pour l'entraînement MV2c10, le nombre d'arbres est fixé à 1000, la profondeur maximale à 30 et le MNS à 0.05 (5%). La figure 5.9(a) montre le discriminant MV2c10 et la figure 5.9(b) décrit la performance des algorithmes développés pour l'analyse des données 2015-2016 pour différentes fractions de  $c$ -jets, comparée à la performance du MV2c10 de 2015. Il est important de noter que la différence entre les performances des algorithmes de 2015 et ceux de 2015-2016 ne vient uniquement pas de la composition du bruit de fond, mais

aussi des améliorations apportées aux algorithmes de bas niveau [139, 144]. Le tableau 5.2 contient les critères de sélection utilisés dans les analyses dont la recherche d'un nouveau boson  $W'$ .

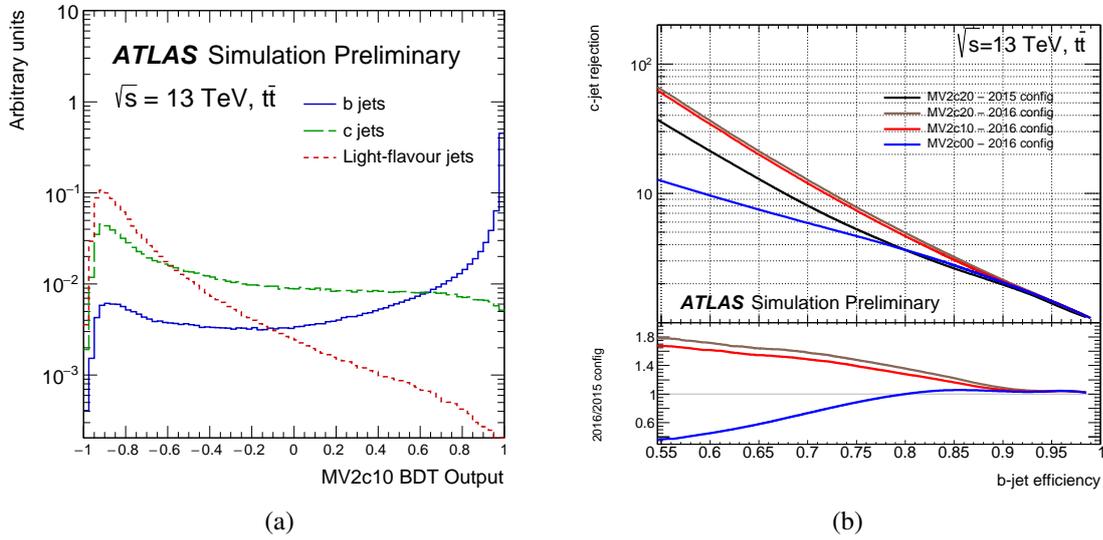


FIGURE 5.9 – (a) Le discriminant BDT du MV2c10. (b) Pouvoir de rejet des  $c$ -jets en fonction de l'efficacité d'identification des  $b$ -jets, pour différentes configurations [139].

TABLE 5.2 – Définitions des critères de sélection pour la configuration 2016 de l'algorithme MV2c10, telle que mesurée dans un échantillon  $t\bar{t}$  simulé à  $\sqrt{s} = 13$  TeV [139].

Efficacité [%]	Sélection	Rejet	
		$c$ -jets	$l$ -jets
60	$>0.9349$	34	1538
70	$>0.8244$	12	381
77	$>0.6459$	6	134
85	$>0.1758$	3.1	33



---

## Amélioration du calorimètre à tuiles d'ATLAS pour le LHC à haute luminosité

---

Le LHC a prévu une série d'améliorations pour se préparer à la phase LHC à haute luminosité (HL-LHC) qui vise à augmenter la luminosité instantanée jusqu'à  $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (7.5 fois la valeur nominale) avec un empilement de près de 200 collisions par croisement de paquet de protons. Dans un premier temps (section 6.1), nous allons voir en détail la structure et le fonctionnement du calorimètre à tuiles ainsi que les techniques/technologies associées à la détection et au traitement du signal. L'amélioration du calorimètre à tuiles dans le cadre du projet HL-LHC est présentée dans la section 6.2. Afin de pallier le vieillissement des composants et les flux de données attendus au HL-LHC, l'actuelle électronique de lecture du calorimètre à tuiles d'ATLAS doit être remplacée pour introduire une nouvelle stratégie de lecture avec un système de déclenchement adapté. Trois solutions concurrentes ont été développées : *3-en-1* (Chicago) [145, 146], *QIE* (Argonne) [147] et *FATALIC* (Clermont-Ferrand). Ce chapitre sera consacré à la solution *FATALIC*, conçue et développée au Laboratoire de Physique de Clermont (LPC). Les propriétés intrinsèques de *FATALIC* ont été mesurées sur un banc de test du laboratoire et ses performances ont été évaluées lors des tests en faisceau au CERN et en simulation. La section 6.3 décrit *FATALIC*, sa simulation dans Athena (vu dans la section 4.1) et ses performances attendues au HL-LHC dans un environnement avec un taux d'empilement élevé (jusqu'à  $\langle \mu \rangle = 200$ ).

### 6.1 Structure et fonctionnement du calorimètre à tuiles d'ATLAS

#### 6.1.1 Vue d'ensemble du calorimètre à tuiles

Le calorimètre à tuiles (TileCal, de l'anglais Tile Calorimeter) est le calorimètre hadronique central (voir section 3.2.2) conçu pour détecter les hadrons dans une gamme de pseudo-rapacité  $|\eta| < 1.7$ . Il est composé de matériaux qui scintillent, les tuiles, lorsqu'ils sont traversés par des particules chargées. TileCal utilise des tuiles plates en plastique (polystyrène) en tant que matériau actif et des plaques d'acier à faible teneur en carbone (principalement du fer) en tant qu'absorbeur.

TileCal a une forme cylindrique de rayon intérieur de 2.28 m et de rayon extérieur de 4.23 m séparée en trois tonneaux : un long tonneau (LB pour *Long Barrel*) de 5.64 m de long et deux tonneaux étendus (EB pour *Extended Barrel*) de 2.91 m chacun de part et d'autre du LB. La structure cylindrique du TileCal est illustrée à la figure 6.1. L'espace non-instrumenté entre le LB et le EB, d'environ 600 mm, est utilisé comme voie d'accès et de passage de câbles du détecteur interne et du calorimètre à Argon liquide. Pour minimiser les pertes d'énergie

entre le LB et le EB, un système spécial de calorimètre à tuiles intermédiaire (ITC pour *Intermediate Tile Calorimeter*) [148] est installé dans cette région. Le LB est divisé en deux partitions logiques : LBC et LBA, correspondant aux régions  $-1 < \eta < 0$  et  $0 < \eta < 1$  respectivement. Les deux tonneaux étendus sont aussi dénotés EBC et EBA en fonction de  $\eta$ , couvrant respectivement les régions  $-1.7 < \eta < -0.8$  et  $0.8 < \eta < 1.7$ . Chaque tonneau se compose de 64 modules disposés autour de l'axe du faisceau tel que chaque module couvre une portion  $\Delta\phi = 2\pi/64 \approx 0.1$ . Dans chaque module, les tuiles sont intercalées entre les plaques d'acier dans le plan  $\eta = 0$ , radialement décalées en profondeur comme le montre la figure 6.2(a). On peut y voir également un tiroir (*drawer*) dans la partie supérieure du module. Il existe deux tiroirs de ce type couplés du point de vue de l'électronique pour chaque module LB, appelée *super-tiroir* (*super-drawer*) et un pour chaque module EB.

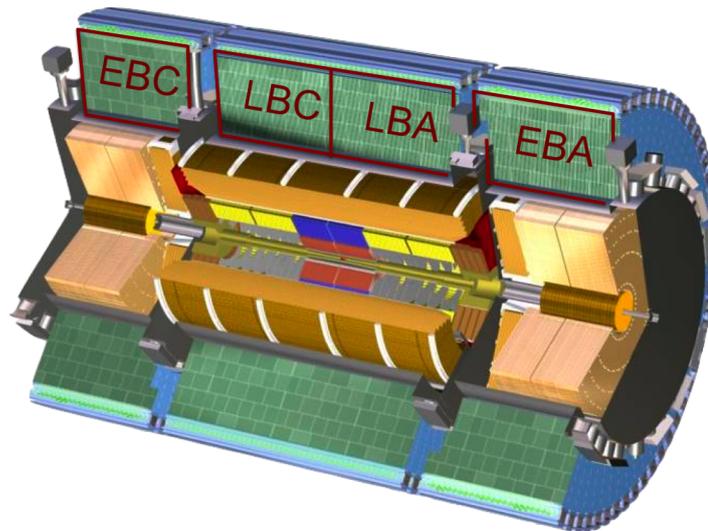


FIGURE 6.1 – Le calorimètre à tuiles d'ATLAS [72].

Les tiroirs comportent des trous pour accueillir les blocs Photo-Multiplicateur (**PM**) et de cartes électroniques constituant l'électronique frontale. Un bloc **PM** est un assemblage de trois parties principales : un mélangeur de lumière, un **PM**, un diviseur de tension. Il comprend également une base pour recevoir la partie analogique de l'électronique frontale : la carte électronique dite 3-en-1. La carte 3-en-1 assure la fonction d'électronique de lecture des signaux issus des **PMs**. Les autres cartes électroniques sont réparties sur chaque face des tiroirs (voir figure 6.3) : d'un côté le système de numérisation des signaux analogiques, de l'autre le système de distribution et de régulation des hautes tensions.

Lorsque les particules ionisantes traversent le TileCal, elles produisent des photons dans les tuiles scintillantes, et le nombre de ces photons est proportionnel à l'énergie déposée par les particules. Ces photons sont ensuite transportés par les fibres optiques à décalage de longueur d'onde (WLS pour *Wave-Length Shifting fibers*), jusqu'aux **PMs**!. Les **PMs** convertissent les signaux lumineux en signaux électriques, qui servent de signaux d'entrée aux cartes 3-en-1 de l'électronique frontale. Ces cartes effectuent la mise en forme et l'amplification de ces signaux analogiques et les envoient au système de numérisation où ils sont numérisés et organisés en paquets de données avant d'être acheminés vers l'électronique déportée (*back-end electronic*). Le décalage de longueur d'onde se fait par absorption de la lumière bleue émise par les tuiles et ré-émission à une longueur d'onde plus grande, de l'ordre de 480 nm.

Les fibres optiques WLS transportant la lumière depuis les tuiles scintillantes jusqu'aux **PM** sont groupés pour définir ce qu'on appelle des *cellules* : elles lisent les informations venant de différentes tuiles telles que chaque

## 6.1 Structure et fonctionnement du calorimètre à tuiles d'ATLAS

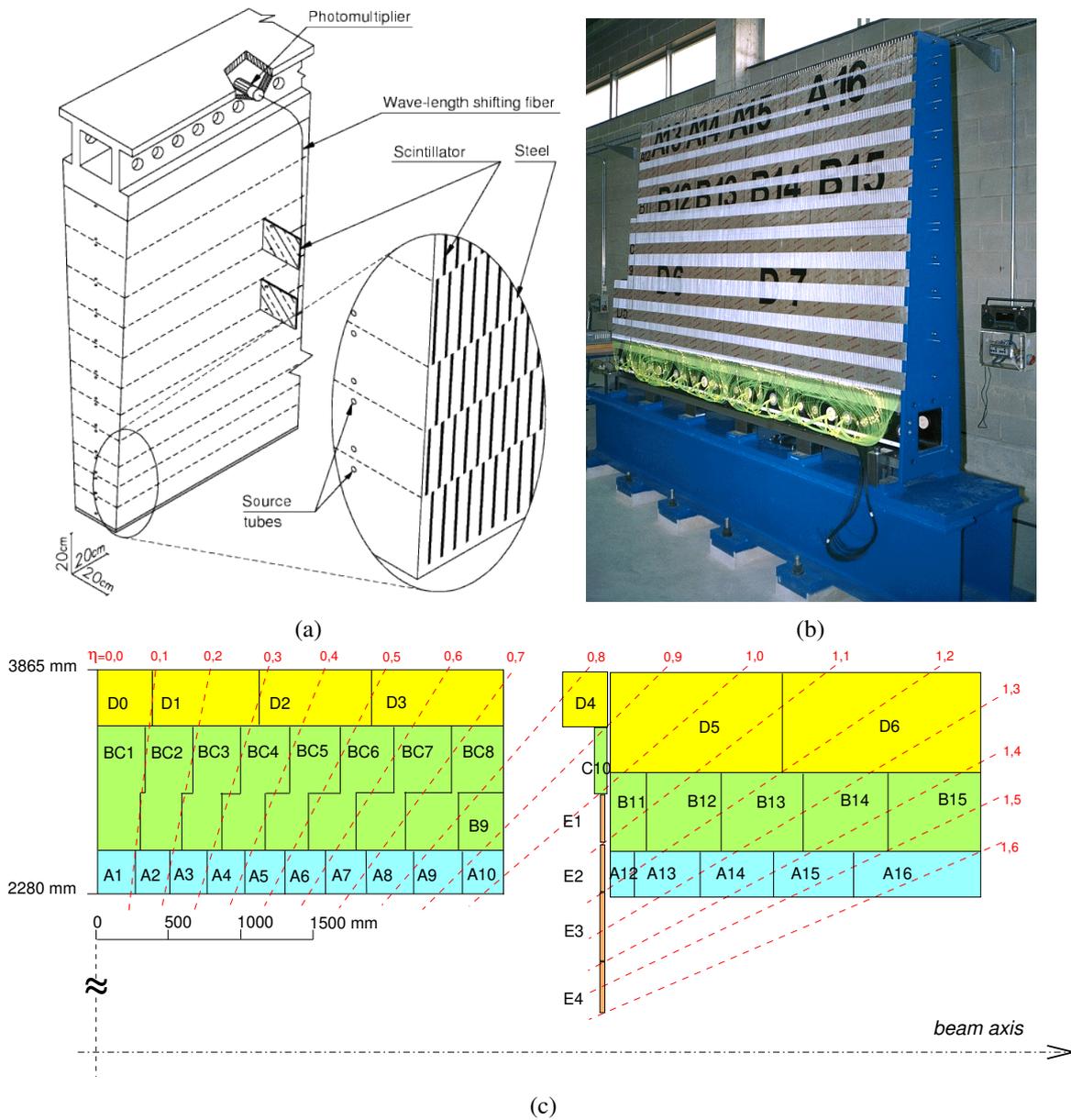


FIGURE 6.2 – (a) Représentation schématique d'un module où l'on peut voir la disposition des tuiles et des plaques d'acier et les trous pour les PMs avec un exemple d'un PM connecté aux tuiles par fibre optique. (b) Module pris en photo : le regroupement de fibres optiques, provenant des tuiles, autour des PMs est bien visible. (c) Schéma représentant les cellules du TileCal, définies en groupant les tuiles, dans les partitions LBA et EBA et les cellules E [72]. Chaque cellule est lue par deux PMs à l'exception des cellules E et D0.

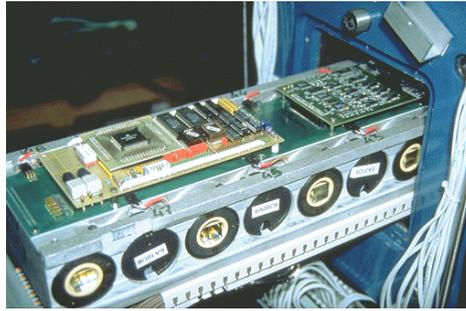


FIGURE 6.3 – Super-tiroir partiellement inséré dans un module [149]. Les autres cartes électroniques sont réparties sur chaque face du super-tiroir.

cellule est lue par deux **PM** à l'exception de certaines cellules. Cette double lecture permet une redondance sur la lecture du signal, donc deux canaux de lecture par cellule. TileCal compte au total 9852 **PMs** et 5182 cellules (environ 10000 canaux de lecture) collectant les informations provenant de 460 000 tuiles scintillantes. Radialement, dans chaque module, les cellules sont divisées en trois couches A, BC, et D. Les cellules de la couche A (A-cells) sont les plus proches du faisceau et sont les plus exposées à une activité intense d'interaction. En s'éloignant du faisceau on a la couche BC puis la couche D. La granularité  $\Delta\eta \times \Delta\phi$  est de  $0.1 \times 0.1$  pour les deux premières couches et  $0.2 \times 0.1$  pour la couche D. La figure 6.2(c) illustre la structure en couches des modules pour les tonneaux LBA et EBA. Les cellules formées à partir des tuiles de l'ITC (cellules D4, C10 et E) se situent entre LB et EB et couvrent la région  $0.8 < |\eta| < 1.6$ . Certaines de ces cellules, C10 et D4, ont une épaisseur réduite ou une géométrie spéciale afin de faciliter les travaux de maintenance et l'accès aux électroniques de lecture des autres sous détecteurs d'ATLAS [148, 150]. Les cellules des régions appelées *gap* (E1 – E2) et *crack* (E3 – E4) ne sont composées que d'un scintillateur et sont exceptionnellement lues par un seul **PM**. La cellule D0 est elle aussi lue par un seul **PM**.

### 6.1.2 Bloc photo-multiplicateur

Les blocs **PMs** sont installés dans les trous situés au niveau des tiroirs. Il s'agit d'un boîtier qui contient un mélangeur de lumière, un tube photo-multiplicateur (**PM**), un pont diviseur de tension. Le tout est protégé du champ magnétique par blindage en  $\mu$ -métal (alliage de Nickel et de fer) et une enveloppe cylindrique en fer. Le mélangeur de lumière assure un éclairage uniforme de la photo-cathode du **PM**. Lorsqu'un photon pénètre le **PM**, il interagit avec la photo-cathode par effet photo-électrique et arrache un électron, générant un faible courant électrique. Cet électron est capté et accéléré vers les dynodes grâce à une haute tension électrique. Les électrons sont multipliés à chaque dynode par émission secondaire pour obtenir un gain important. Le signal collecté à l'anode placée en sortie de la dernière dynode, est un courant proportionnel au nombre de photons incidents. TileCal utilise des **PMs** de type R5900, fabriqués par la société Hamamatsu [151], d'une taille compacte de  $28 \times 28 \times 28 \text{ mm}^3$  comportant 8 dynodes. Ces **PMs** ont un gain de  $10^5$ .

Les ponts diviseurs de tension jouent le rôle de distributeur de haute tension entre les dynodes du **PM** [152]. Ils servent aussi de prise permettant de connecter le **PM** à la carte 3-en-1 de l'électronique frontale sans aucune connexion filaire. Cette conception minimise la capacité entre le **PM** et l'électronique, ce qui est important pour réduire le bruit électronique. La figure 6.4 montre les composants d'un bloc **PM** ainsi que la carte 3-en-1.

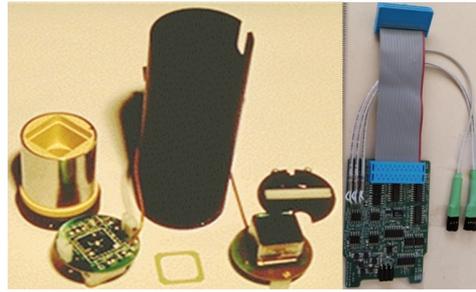


FIGURE 6.4 – De gauche à droite, les composants d'un bloc PM (enveloppe cylindrique en fer, pont diviseur, boîtier, PM) et la carte 3-en-1.

### 6.1.3 L'électronique frontale

L'électronique frontale est divisée en plusieurs parties qui se trouvent dans les tiroirs : les cartes 3-en-1, les cartes mères 3-en-1 (*3-in-1 Mother board*), les cartes de numérisation (*digitizer*), les cartes d'interface et les cartes haute tension (*HV-board*).

#### Les cartes 3-en-1

La carte 3-en-1 effectue plusieurs opérations sur le signal.

- **La mise en forme et l'amplification du signal électrique** : Le signal électrique à la sortie de chaque PM est un signal analogique unipolaire rapide avec une largeur à mi-hauteur (FWHM pour *full width at half maximum*) d'environ 15 ns (voir figure 6.5(a)). Afin de l'adapter à l'horloge du LHC, ces signaux sont mis en forme et transformés en un signal de largeur à mi-hauteur de 50 ns avec une amplitude proportionnelle à l'énergie déposée dans la cellule lue par le PM en question. Et pour répondre aux objectifs physiques d'ATLAS, l'électronique doit être capable de mesurer une large gamme d'énergies déposées dans une cellule du calorimètre à tuiles. Une gamme dynamique de 16 bits<sup>1</sup> s'avère nécessaire pour mesurer avec précision à la fois les dépôts d'énergie ionisante minimale provenant des muons (environ 350 MeV) et les dépôts jusqu'à 2 TeV dans une seule cellule provenant des jets de plus haute énergie. Un système de lecture à double gain a été développé afin de couvrir toute la gamme dynamique. La carte 3-en-1 est équipée de deux sorties avec un gain relatif de 64, appelées haut gain (HG pour *High Gain*) et bas gain (LG pour *Low Gain*). La figure 6.5(b) illustre la forme des signaux correspondant aux gains bas et haut délivrés par les cartes 3-en-1.
- **La lecture de signaux rapides et lents en deux voies** : l'ensemble des systèmes d'étalonnage sera décrit dans la section 6.1.6. La carte 3-en-1 participe à l'étalonnage avec :
  - une *voie lente* pour lire les signaux de physique ;
  - une *voie rapide* pour lire les signaux d'étalonnage.

#### Les cartes mères 3-en-1

Les cartes mères 3-en-1 sont au nombre de deux par tiroir. Elles transportent les tensions d'alimentations ainsi que les signaux de contrôle et de commande pour les cartes 3-en-1 tout au long d'un (super-)tiroir. Une des cartes mères reçoit les basses tensions et les signaux d'horloge du LHC. Les cartes mères comprennent aussi

1. Un mot de 16 bits peut stocker  $2^{16}$  valeurs différentes, soit 65536 valeurs.

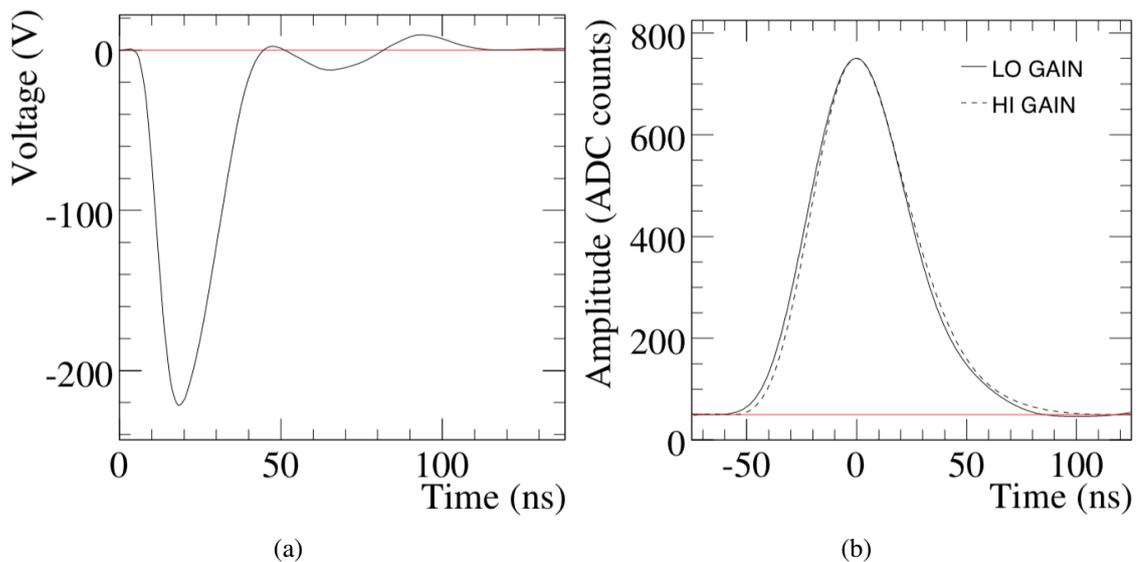


FIGURE 6.5 – (a) Signal à la sortie d'un PM, (b) signal à la sortie de la carte 3-en-1 après la mise en forme et l'amplification en deux gains : bas (en ligne continue) et haut (en ligne discontinue) [153].

des cartes ADC<sup>2</sup>-Intégrateur et des cartes additionneurs (cartes "Adder"). Les cartes ADC-Intégrateur sont le lien entre le système d'intégration de charge des cartes 3-en-1 et l'extérieur. Elles sélectionnent et configurent les gains des intégrateurs, et numérisent le signal intégré du gain sélectionné avec un ADC de 12 bits. Les cartes additionneurs reçoivent les signaux des gains bas directement des cartes 3-en-1 et effectuent une somme analogique de ces signaux.

### Les cartes de numérisation et d'interface

La numérisation consiste en la conversion d'un signal analogique en un signal numérique en différentes étapes.

Chaque carte de numérisation reçoit les signaux analogiques des gains haut et bas issus de six cartes 3-en-1 au maximum. Le signal analogique, mis en forme et amplifié en deux gain, est échantillonné à la fréquence de 40 MHz (un échantillon toutes les 25 ns). La carte de numérisation va convertir la valeur de l'échantillon en un mot binaire sur 10 bits (ADC), dont les valeurs seront comprises entre 0 et 1023 ( $2^{10} - 1$ ). Le facteur 64 ( $2^6$ ) entre les gains haut et bas permet d'atteindre la gamme dynamique de 16 bits nécessaire (voir section 6.1.3). Dans la suite nous utiliserons l'unité *coup ADC* ou *ADC* pour quantifier ces valeurs.

La dernière étape de numérisation consiste à sérialiser les mots binaires, les ranger les uns à la suite des autres dans un seul et unique support. Ils sont stockés dans des mémoires temporaires (*pipeline*) en attendant la réponse du déclenchement de niveau 1. Une fois la réponse est positive, un des deux gains est sélectionné et les données du signal sélectionnés sont envoyés directement vers la carte d'interface. Sa principale fonction est de recevoir les informations de l'électronique déportée (déclenchement, horloge) et de les distribuer aux 8 cartes de numérisation d'un module d'un tonneau long (ou aux 6 cartes de numérisation d'un module d'un tonneau étendu) et à la carte mère. Les données du gain sélectionné sont dé-sérialisé avant d'être envoyées par fibre optique (G-Link) à l'électronique déportée. La chaîne de lecture du signal dans l'électronique frontale est montrée sur la figure 6.6.

2. ADC : convertisseur analogique-numérique.

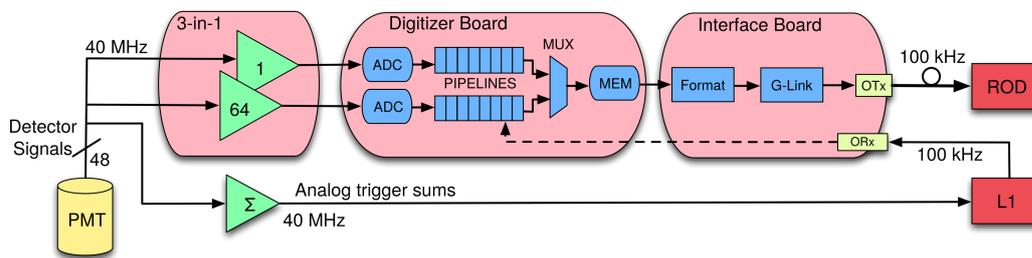


FIGURE 6.6 – Chaîne de lecture du signal [154]. Le signal électrique à la sortie du PM est mis en forme et amplifié en deux gain au niveau de la carte 3-en-1, les deux signaux sont par la suite numérisés par des convertisseurs Analogique-Numérique (ADC). Les données numérisées sont stockées dans des mémoires pipelines attendant la réponse du déclencheur L1. Une fois les données acceptées, les données du gain sélectionné sont envoyées par fibre optique (G-Link) à l'électronique déportée [154].

## Les cartes HV

Les cartes HV sont composées d'une carte de contrôle, appelée *HV micro-processor* et deux cartes de distribution, *HV opto-coupler*. La HV micro-processor contrôle les deux cartes HV opto-coupler auxquelles elle est connectée via les cartes de connexion, *HVbus*. Elle permet aussi de lire la haute tension appliquée à chaque PM et d'appliquer une consigne à chaque canal de haute tension. Elle transmet également ses données à l'extérieur des modules à travers des canaux de transfert. La carte HV opto-coupler joue le rôle de régulateur de tension et est également en charge de la mesure des hautes tensions d'entrée, des basses tensions ainsi que des sondes de température.

### 6.1.4 L'électronique déportée

L'électronique déportée (back-end electronic) se trouve à 70 m du détecteur dans la caverne principale de services (USA15) et contient trois sous-systèmes différents : le système des pilotes de lecture (ROD pour *Read-out Driver*), qui constitue le noyau de l'électronique, le système de déclenchement, d'horloge et de contrôle (TTC pour *Trigger, Timing and Control*) et le récepteur du déclenchement de niveau L1.

Le système back-end lit les données provenant de l'électronique frontale et les traite avant de les transmettre au système d'acquisition de données (DAQ) à une fréquence de déclenchement L1 allant jusqu'à 75 kHz pour le mode de prise de données physiques et jusqu'à 10 kHz pour le mode d'étalonnage. Les ROD sont responsables de la réception et du traitement des données provenant de l'électronique frontale, ainsi que de la réalisation de diverses vérifications d'intégrité des données et de tâches de contrôle de haut niveau. Le module ROD comprend une carte mère ROD sur laquelle sont connectées jusqu'à quatre cartes mezzanines d'unités de traitement. Chaque unité de traitement héberge deux puces DSP (Digital Signal Processor) fonctionnant à 720 MHz. Un tampon à la sortie de chaque DSP est utilisé pour sauvegarder temporairement les événements traités avant leur transfert au système d'acquisition de données. Pour chaque déclencheur, les données du flux TTC et de l'électronique frontale sont injectés dans les modules ROD, où elles sont vérifiées, traitées, mises en forme et envoyées sur un lien de lecture au système d'acquisition de données d'ATLAS.

### 6.1.5 Reconstruction du signal

La tâche la plus importante des puces DSP consiste à appliquer une méthode de reconstruction du signal, y compris les constantes d'étalonnage pertinentes, afin de fournir l'énergie déposée (en GeV) et la synchronisation du signal (en ns) pour chaque cellule. Plusieurs méthodes de reconstruction [155] ont été développées pour le TileCal, parmi lesquelles figure la méthode connue sous le nom de *Filtrage Optimal* (Optimal Filtering (OF)) [156]. Elle est actuellement utilisée comme algorithme de reconstruction.

#### Filtrage Optimal

On a vu que l'échantillonnage du signal analogique consiste à prélever des échantillons de ce signal pour obtenir un signal discret (section 6.1.3), c'est-à-dire une suite de nombres représentant le signal, dans le but de les mémoriser et de les transmettre au DSP pour la reconstruction. La seule information qui reste de l'énergie déposée par les particules dans une cellule du calorimètre est cette suite d'échantillons, notée  $S_i$  avec  $i$  un entier allant de 1 jusqu'à 7 pour le mode de prise de données physiques et jusqu'à 9 pour le mode d'étalonnage. Dans la suite nous allons considérer le nombre total d'échantillons  $n = 7$ , pour les signaux de données physiques.

La reconstruction de l'énergie combine les  $S_i$  pour obtenir d'abord l'amplitude en coups ADC, puis applique des constantes d'étalonnage pour avoir l'énergie en GeV. Les  $S_i$  sont combinés linéairement afin de déterminer l'amplitude du signal  $A$ , la phase  $\tau$ , et le piédestal  $p$ , comme suit :

$$\begin{aligned} A &= \sum_{i=1}^7 a_i S_i \\ \tau &= \frac{1}{A} \sum_{i=1}^7 b_i S_i \\ p &= \sum_{i=1}^7 c_i S_i \end{aligned} \quad (6.1)$$

Les coefficients  $a_i$ ,  $b_i$  et  $c_i$  sont appelés poids, ou constantes, ou encore coefficients OF.

#### Calcul des coefficients $a_i$ , $b_i$ et $c_i$

En prenant le signal analogique (gain haut ou gain bas) dont l'amplitude est normalisé à l'unité comme fonction de forme du signal, notée par  $f(t)$ , la valeur des échantillons peut être exprimée de la manière suivante :

$$S_i = Af(t_i - \tau) + p \quad \text{pour } i=1,2,\dots,7 \quad (6.2)$$

où  $A$  est la vraie amplitude du signal (signal d'intérêt),  $t_i$  le temps où l'échantillon  $S_i$  a été prélevé, et  $p$  le piédestal. Idéalement  $t_i = 0$  pour  $S_{\max} = S_4$ , ainsi  $\tau$  décrit la phase entre les temps d'arrivée des signaux attendu (cas où  $t(S_4) = 0$ ) et mesuré (cas où  $t(S_4)$  peut ou ne pas être nul). La figure 6.7(b) illustre l'échantillonnage d'un signal où  $t(S_4) \neq 0$ .

Le signal mesuré n'est pas pur, il est composé du signal d'intérêt (signal correspondant à l'énergie laissée par la particule dans une cellule donnée) et du bruit thermique (électronique). Il y a aussi le bruit dû à l'effet d'empilement d'événements (pile-up), plusieurs signaux vont se superposer à notre signal d'intérêt, modifiant ainsi la forme standard du signal, principalement son amplitude. Le bruit électronique est une gaussienne de RMS 1.3 (0.7) coup ADC pour le gain haut (bas) [157]. Les signaux de pile-up arrivent en même temps que le

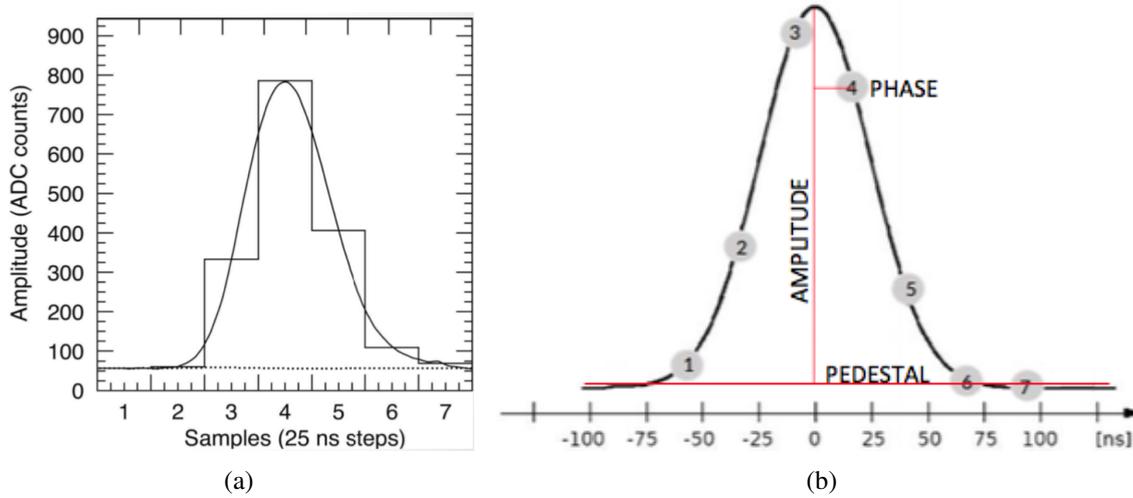


FIGURE 6.7 – (a) Un exemple d'échantillonnage du signal analogique (3-en-1) avec  $n = 7$ , ceci correspond au cas idéal où le maximum du signal échantillonné ( $S_4$ ) coïncide avec le maximum du signal analogique [153]. (b) L'exemple d'un échantillonnage du signal analogique où les maxima des signaux analogique et échantillonné ne coïncident pas.

signal d'intérêt ou sont décalés de  $\alpha \times 25$  ns ( $|\alpha| = 1, 2, 3$ ). Ce genre de signaux déforme le signal d'intérêt et compromet l'estimation de l'amplitude.

En présence de bruits, l'équation 6.2 devient :

$$S_i = Af(t_i - \tau) + n_i \quad (6.3)$$

où  $n_i$  est la contribution du bruit électronique et du bruit dû au pile-up.

Au LHC, les variations de phase ( $\tau$ ) devraient être très faibles. Ainsi, un développement de Taylor peut être utilisé pour linéariser la dépendance entre  $S_i$  et  $\tau$  :

$$f(t_i - \tau) = f(t_i) - \tau f'(t_i) \quad (6.4)$$

telle que :

$$S_i = Af(t_i) - A\tau f'(t_i) + n_i \quad (6.5)$$

La méthode OF consiste à minimiser les variances de ces 2 quantités :

$$u = \sum_i^7 a_i S_i \text{ et } v = \sum_i b_i S_i \quad (6.6)$$

telles que

$$\langle u \rangle = A \text{ et } \langle v \rangle = A\tau \quad (6.7)$$

où les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont à déterminer.

En s'appuyant sur le fait que le bruit a une valeur moyenne nulle ( $\langle n_i \rangle = 0$ ), on déduit

$$\langle S_i \rangle = Af_i - A\tau f'_i \quad (6.8)$$

où  $f_i = f(t_i)$  et  $f'_i = f'(t_i)$ , ce qui nous donne

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^7 a_i f_i &= 1, & \sum_{i=1}^7 a_i f'_i &= 0 \\ \sum_{i=1}^7 b_i f_i &= 0, & \sum_{i=1}^7 b_i f'_i &= -1 \end{aligned} \quad (6.9)$$

Les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  sont calculés de manière à minimiser les variances de  $u$  et  $v$ , respectivement  $Var(u)$  et  $Var(v)$  :

$$Var(u) = Var\left(\sum_{i=1}^7 a_i S_i\right) = \sum_{i=1}^7 a_i \langle S_i \rangle \quad Var\left(A \sum_{i=1}^7 a_i f_i - A\tau \sum_{i=1}^7 a_i f'_i + \sum_{i=1}^7 a_i n_i\right) \quad (6.10)$$

$$Var(v) = Var\left(\sum_{i=1}^7 b_i S_i\right) = \sum_{i=1}^7 b_i \langle S_i \rangle \quad Var\left(A \sum_{i=1}^7 b_i f_i - A\tau \sum_{i=1}^7 b_i f'_i + \sum_{i=1}^7 b_i n_i\right) \quad (6.11)$$

Ici tous les paramètres sont constants sauf  $n$ , donc  $Var(a+x) = Var(b+x) = Var(x)$ . En utilisant cette propriété et le fait que  $\langle n_i \rangle = 0$  [156], on aboutit à l'expression de  $a_i$  et  $b_i$  qui minimise les variances de  $u$  et  $v$  :

$$\sum_{i=1}^7 a_i R_{ij} - \alpha f_i - \beta f'_i - \gamma = 0 \quad \sum_{i=1}^7 b_i R_{ij} - \mu f_i - \nu f'_i - \rho = 0 \quad (6.12)$$

où  $\alpha, \beta, \gamma, \mu, \nu$ , et  $\rho$  sont les multiplicateurs de Lagrange, et  $R_{ij}$  représente l'élément  $ij$  de la matrice d'auto-corrélation du bruit donnée par :

$$R_{ij} = \frac{\sum (n_i - \langle n_i \rangle) (n_j - \langle n_j \rangle)}{\sqrt{\sum (n_i - \langle n_i \rangle)^2 (n_j - \langle n_j \rangle)^2}} \quad (6.13)$$

où  $n_i$  et  $n_j$  sont des échantillons de la même distribution de bruit.

Des équations 6.9 et 6.12, on obtient 9 équations pour les  $a_i$ , de même pour les  $b_i$  permettant de calculer les coefficients  $a_i$  et  $b_i$ . À la base, la méthode OF suppose que le piédestal est à zéro, toutefois les coefficients  $c_i$  (équation 6.1) peuvent être déterminés de la même manière en définissant une quantité supplémentaire  $w$  à l'instar de  $u$  et  $v$  (équation 6.6). Ainsi la méthode OF peut être utilisée avec ou sans calcul des  $c_i$ . Dans ce dernier cas, le piédestal est soustrait des échantillons  $S_i$ . La méthode OF suppose également que la phase est nulle ( $\tau \sim 0$ ).

Une fois les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  calculés, l'amplitude  $A$ , la phase  $\tau$  et le piédestal  $p$  peuvent être obtenus à partir des équations 6.1 et le facteur de qualité de la reconstruction est calculé à partir de l'équation 6.14 :

$$QF = \sqrt{\sum_{i=1}^7 [S_i - (Af_i - A\tau f'_i + p)]^2} \quad (6.14)$$

### Approche itérative

La méthode OF repose sur l'hypothèse que  $\tau \sim 0$ , lorsque le signal numérisé est aussi proche que possible du signal analogique de référence. Cependant, ce n'est souvent pas le cas dans les événements physiques réels, en particulier dans des conditions de test en faisceau [158]. Pour pallier ce problème, une procédure itérative a été mise en place [155]. Les paramètres  $a_i, b_i$ , et  $c_i$  sont calculés pour plusieurs valeurs dans un intervalle de  $[-100 \text{ ns}, 100 \text{ ns}]$  autour du temps du signal de référence avec un pas de temps donné (0.5 ns par défaut). De cette façon, la valeur de  $\tau$  obtenue en utilisant l'équation 6.1 est utilisée pour recalculer les nouvelles valeurs des paramètres  $a_i, b_i$ , et  $c_i$  et les appliquer aux échantillons lors d'une itération suivante. En premier lieu, une première hypothèse est appliquée pour la phase comme étant le temps correspondant à l'échantillon de valeur maximal  $S_{\max}$  :

$$\tau_0 = t(S_{\max}) = 0 \text{ ns} \quad (6.15)$$

Ceci est fait pour démarrer la procédure itérative aussi près que possible de la valeur réelle du temps pour les événements de signal. Pour la première itération on a :

$$\begin{aligned} A_1 &= \sum_{i=1}^7 a_i|_{\tau=0} S_i \\ \tau_1 &= \frac{1}{A_1} \sum_{i=1}^7 b_i|_{\tau=0} S_i \\ p_1 &= \sum_{i=1}^7 b_i|_{\tau=0} S_i \end{aligned} \quad (6.16)$$

et pour la deuxième itération on a :

$$\begin{aligned} A_2 &= \sum_{i=1}^7 a_i|_{\tau=\tau_1} S_i \\ \tau_2 &= \frac{1}{A_2} \sum_{i=1}^7 b_i|_{\tau=\tau_1} S_i \\ p_2 &= \sum_{i=1}^7 c_i|_{\tau=\tau_1} S_i \end{aligned} \quad (6.17)$$

et ainsi de suite.

Cette procédure se termine lorsque la convergence est obtenue en termes de la différence entre deux itérations consécutives. La convergence est atteinte lorsque  $\tau_{i+1} - \tau_i$  est très petit ou lorsque le nombre maximal d'itérations a été effectué. La valeur finale du temps du signal est définie par  $t = t_i - \tau_i$ . De plus, dans le cas où  $|t| > 3 \times 25 \text{ ns}$ , on impose que  $|t| = 3 \times 25 \text{ ns}$ .

### Reconstruction de l'énergie

L'énergie est reconstruite par cellule sous la forme de la moyenne de l'énergie des deux canaux lus respectivement par deux PM (sauf quelques cas particuliers décrits dans la section 6.1.1, lorsqu'un seul PM est connecté à une cellule). L'énergie reconstruite de chaque canal,  $E_{\text{canal}}$  [GeV], est déduite de la réponse brute  $A$  [ADC] comme

suit :

$$E_{\text{canal}}[\text{GeV}] = A[\text{ADC}] \times C_{\text{ADC} \rightarrow \text{pC}} \times C_{\text{pC} \rightarrow \text{GeV}} \times C_{\text{Cesium}} \times C_{\text{Laser}} \quad (6.18)$$

où les différents facteurs  $C$  sont des constantes d'étalonnage.  $C_{\text{ADC} \rightarrow \text{pC}}$  convertit les coups ADC en charges, en pC.  $C_{\text{pC} \rightarrow \text{GeV}}$  est la relation entre la réponse du détecteur, en pC, et le dépôt d'énergie, en GeV. Enfin,  $C_{\text{Cesium}}$  et  $C_{\text{Laser}}$  sont utilisés pour maintenir l'échelle d'énergie à un niveau constant. Alors que  $C_{\text{pC} \rightarrow \text{GeV}}$  a été fixé lors de campagnes de faisceaux d'essai dédiés, les constantes d'étalonnage restantes sont fournies par les systèmes d'étalonnage.

### 6.1.6 Les systèmes d'étalonnage

Les systèmes d'étalonnage permettent d'établir la relation qui existe entre l'énergie déposée par les particules dans une cellule donnée et sa réponse. Les facteurs peuvent évoluer dans le temps en raison des variations de haute tension distribuée aux PMs, des contraintes des PMs induites par les flux lumineux élevés ou du vieillissement des composants optiques. Les systèmes d'étalonnage permettent de surveiller la stabilité de ces éléments et d'apporter des corrections pour chaque canal.

On distingue un système d'étalonnage au césium, un système d'étalonnage au laser, et un système d'injection de charge (CIS). Ces systèmes sont utilisés conjointement pour surveiller et corriger les instabilités affectant les canaux, ou pour identifier les canaux pathologiques. L'ensemble des systèmes d'étalonnage est illustré sur la figure 6.8.

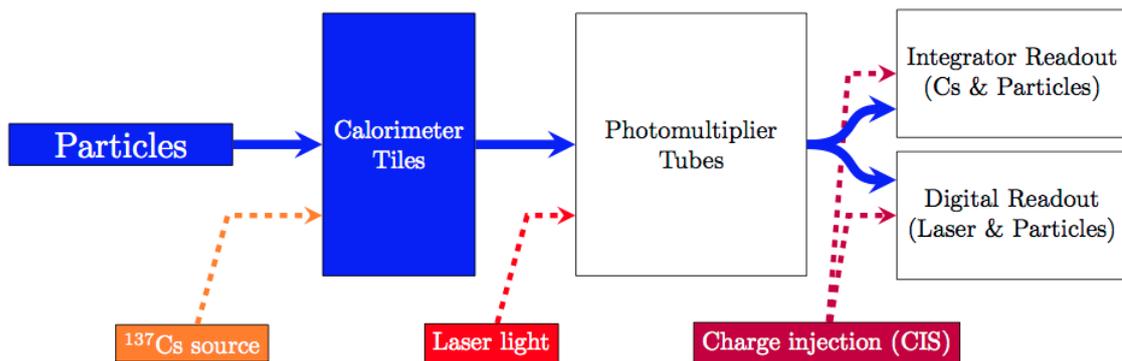


FIGURE 6.8 – Systèmes d'étalonnage.

#### Système Césium

Le système d'étalonnage au césium [159] est basé sur trois sources radioactives de Césium  $^{137}\text{Cs}$  mobiles qui se déplacent à travers les tuiles du calorimètre grâce à un système hydraulique. Il teste la qualité de la réponse optique et des PM, avec une précision meilleure que 0.5% [160]. La déviation des signaux mesurés par rapport aux valeurs attendues est interprétée comme une variation de gain et est traduite en constantes d'étalonnage ( $C_{\text{Cesium}}$ ).

#### Système Laser

La stabilité de gain de chaque PM est mesurée à l'aide d'un système d'étalonnage au Laser [161] qui envoie une quantité de lumière contrôlée dans la photo-cathode du PM en l'absence de collisions. Au cours du long arrêt

du LHC entre Run I et Run II, un nouveau système Laser II a été installé avec une électronique plus stable et un contrôle de lumière améliorée par rapport au système Laser d'origine. Les régimes de gain haut et bas de la lecture TileCal sont surveillés en utilisant deux amplitudes de lumière différentes. La quantité de lumière est contrôlée à l'aide de filtres mobiles tandis que la stabilité de la lumière émise est mesurée à l'aide d'un ensemble de photo-diodes. Les écarts de toute réponse du **PM** par rapport à sa réponse nominale (après l'étalonnage au césium) conduisent à une constante d'étalonnage :  $C_{\text{Laser}}$ . La figure 6.9 montre la variation moyenne de gain (en %) des **PMs** du calorimètre à tuiles par cellule en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  en 2016.

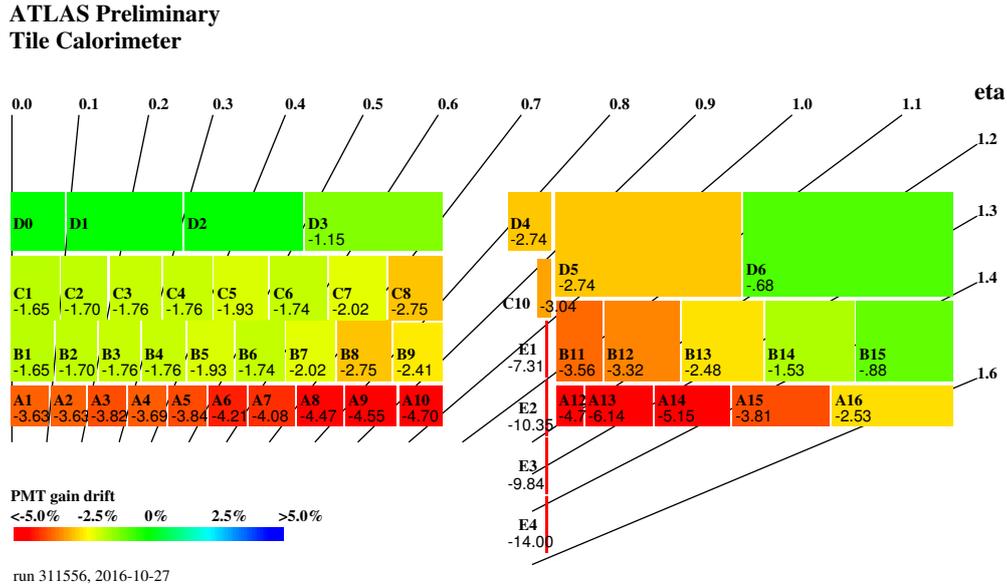


FIGURE 6.9 – Variation de gain (en %) des canaux calculée cellule par cellule en fonction de  $\eta$  en utilisant le système Laser, entre le 24 mai 2016 et le 27 octobre 2016 (couvrant la majeure partie de la période de collisions de protons de 2016) [162].

### Système d'injection de charge (CIS)

Le CIS (*Charge Injection System*) simule les signaux de physique en injectant une charge dans l'électronique de lecture du TileCal afin de mesurer la réponse de l'électronique de lecture [163]. Chaque carte 3-en-1 est équipée de condensateurs dédiés à l'étalonnage de  $100 \pm 1$  et  $5.2 \pm 0.1$  pF [164] pouvant être chargés à partir d'une source de tension de haute précision et déchargés à l'entrée de l'électronique. La relation quantitative entre la charge et les coups ADC est fournie par ce système d'étalonnage. Un ensemble de constantes d'étalonnage CIS ( $C_{\text{ADC} \rightarrow \text{pC}}$ ) est régulièrement produit, à la fois pour les gains haut et bas.

## 6.2 Le calorimètre à tuiles pour le HL-LHC

Au cours de ces dernières années, la collaboration ATLAS a investi dans les changements nécessaires pour améliorer le détecteur face aux conditions extrêmes de prise de données prévues pour 2026 au HL-LHC. Ces

améliorations permettront au LHC d'opérer à une luminosité instantanée d'environ  $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , soit 7.5 fois la valeur nominale, et de produire plus de données avec une luminosité totale intégrée allant jusqu'à  $3000 \text{ fb}^{-1}$ , avec environ  $2500 \text{ fb}^{-1}$  collectés au HL-LHC. Le calorimètre à tuiles fera l'objet d'un remplacement important de ses électroniques frontale et déportée pour faire face au flux de données et aux composants qui vieillissent. L'augmentation de flux de données impose également un nouveau système de déclenchement et d'acquisition de données (TDAQ), impliquant le remplacement du système de déclenchement de niveau 1.

### 6.2.1 Le système de déclenchement et d'acquisition de données

Le système de déclenchement et d'acquisition de données proposé pour HL-LHC [146] se compose d'un système de déclenchement de niveau 0 (L0) et d'un filtre de données EF (Event filter). Le système de déclenchement L0 recevra les informations des détecteurs à Argon liquide, TileCal, et du spectromètre à muon, réduisant le taux d'acquisition de 40 MHz à 1 MHz. La figure 6.10 présente un schéma de l'architecture du TDAQ pour le HL-LHC.

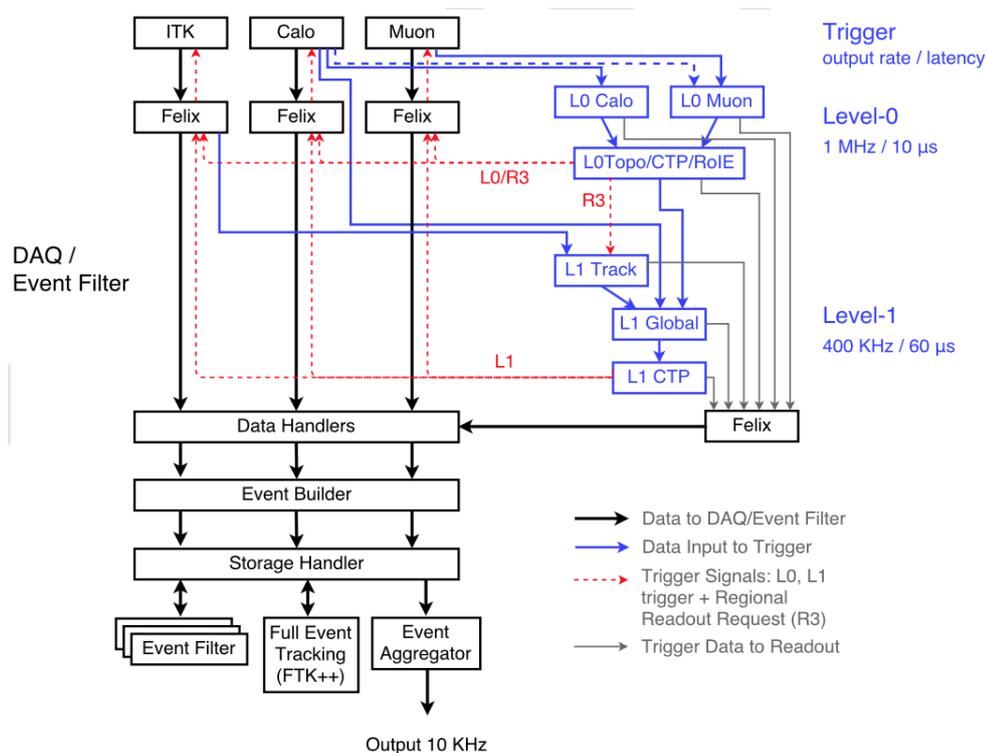


FIGURE 6.10 – TDAQ pour le HL-LHC

Les calorimètres fournissent des données au système L0 Calo pour identifier les candidats électron, tau et jet, et pour calculer  $E_T^{miss}$ . En parallèle, le système L0 Muon reçoit des données de tous les sous-systèmes de muons et des cellules les plus externes de TileCal pour identifier les muons. Il reçoit également des informations des chambres MDT et RPC pour étendre la couverture du déclencheur de muon. Les systèmes L0 Calo et L0 Muon fournissent à l'événement global des données qui ont passé le seuil de déclenchement et reconstruits. Ces données sont ensuite transmises au processeur de déclenchement central de niveau 0 (L0CTP) qui prend la décision de niveau 0 en fonction de plusieurs paramètres. Tous les détecteurs (détecteur interne, calorimètres,

et le spectromètre à muon) transmettent les données à un système de lecture commun appelé Front-End Link eXchange (FELIX) [165].

### 6.2.2 L'électronique de lecture

Dans la nouvelle structure, les blocs **PMs** et tous les composants de l'électronique frontale du TileCal seront placés dans des mini-tiroirs indépendants (du point de vue électronique), qui fait la moitié de la taille d'un tiroir. L'idée est d'améliorer l'accès et la facilité de maintenance, et de réduire l'impact des défaillances. Chaque mini-tiroir contient douze trous pour recevoir les blocs **PMs**, les cartes principales (MB pour *Main Board*), les cartes filles (DB pour *Daughter Board*). La figure 6.11 illustre la nouvelle structure des mini-tiroirs.

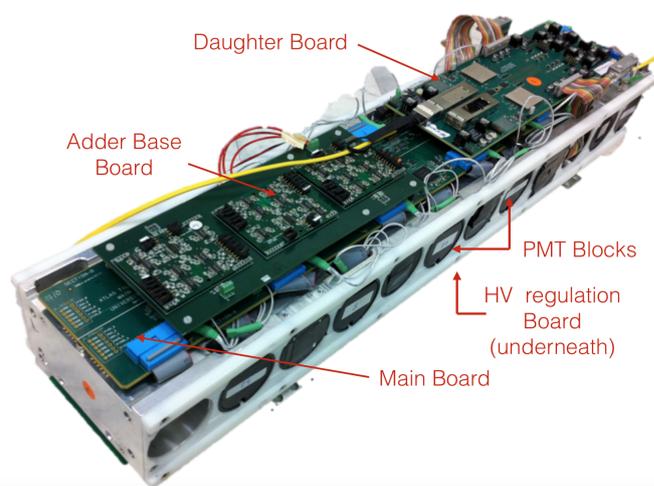


FIGURE 6.11 – Un exemple d'un mini-tiroir du TileCal avec ses composants pour le HL-LHC.

Afin de respecter la gamme dynamique de au moins 17 bits exigée pour HL-LHC, trois cartes frontales ont été proposées pour le traitement du signal issu des **PMs**, chacune nécessitant une conception unique du MB : la version améliorée de la carte 3-in-1 [145, 146], QIE (*Charge Integration and Encode*) [147] et FATALIC (*Front-end ATLAS tile Integrated Circuit*). Le MB [145] contrôle les cartes de mise en forme et d'amplification du signal (qui peut également inclure des circuits pour numériser les signaux) et fournit également une transmission à haute vitesse des données numérisées aux DB.

Dans le système actuel, les données numérisées sont stockées dans des mémoires temporaires (pipeline) sur la carte de numérisation et ne sont lues que si l'événement est accepté par le déclencheur de niveau 1 à partir des sommes analogiques des signaux issus des **PMs**. Le système HL-LHC nécessitera des algorithmes de déclenchement plus sophistiqués avec des informations plus détaillées. Toutes les données à la sortie de chaque **PM** seront envoyées à l'électronique déportée pour le traitement du déclenchement et l'acquisition des données. Chaque mini-tiroir transmet, à la fréquence de 40 MHz, l'ensemble des données numérisées à un préprocesseur (PPr) situé sur l'électronique déportée. Les données y sont stockées dans les mémoires temporaires en attente d'une décision du système de déclenchement. En parallèle, le PPr fournit des données reconstruites à la fréquence de 40 MHz. Ces données comprennent l'énergie étalonnée par cellule ou groupe de cellules en fonction du système de déclenchement. Après la décision de déclenchement, les événements sélectionnés sont transférés au système FELIX, qui est l'élément principal de TDAQ (section 6.2.1).

Dans la suite de ce chapitre, nous nous limiterons à l'option FATALIC.

## 6.3 FATALIC

### 6.3.1 Description

FATALIC, présenté sur la figure 6.12(a), est un circuit intégré de type Application-Specific Integrated Circuit (ASIC) conçu au Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand (LPC) pour traiter le signal à la sortie des PMs. FATALIC se distingue par sa technologie CMOS (complementary metal-oxide-semiconductor), technologie prédominante dans les circuits intégrés numériques et analogiques offrant de nombreux avantages en termes de coût de fabrication, de consommation, de vitesse et de réduction géométrique qui ne cesse d'évoluer en fonction des années et des procédés de fabrication. Une autre particularité est qu'il assure la mise en forme du signal, l'amplification, et aussi la numérisation le tout sur une même carte, contrairement au système actuel. Afin d'atteindre une large gamme dynamique d'énergie requise pour le HL-LHC, le signal issu du PM est traité par trois voies distinctes, correspondant à des gains haut, moyen et bas, utilisant chacune des ADC 12 bits. Ce qui permet de mesurer dans une cellule des dépôts d'énergie allant de  $\sim 350$  MeV à  $\sim 1.2$  TeV correspondant à une charge de 800 pC provenant du PM.

Étant donné sa basse tension de fonctionnement (1.6 V), FATALIC doit s'appuyer sur une architecture basée sur le courant plutôt que sur la tension pour couvrir la gamme dynamique étendue. Par conséquent, un système de convoyeurs de courant a été développé pour ajuster l'impédance et distribuer le signal aux différentes voies. La figure 6.12(b) montre l'architecture de FATALIC.

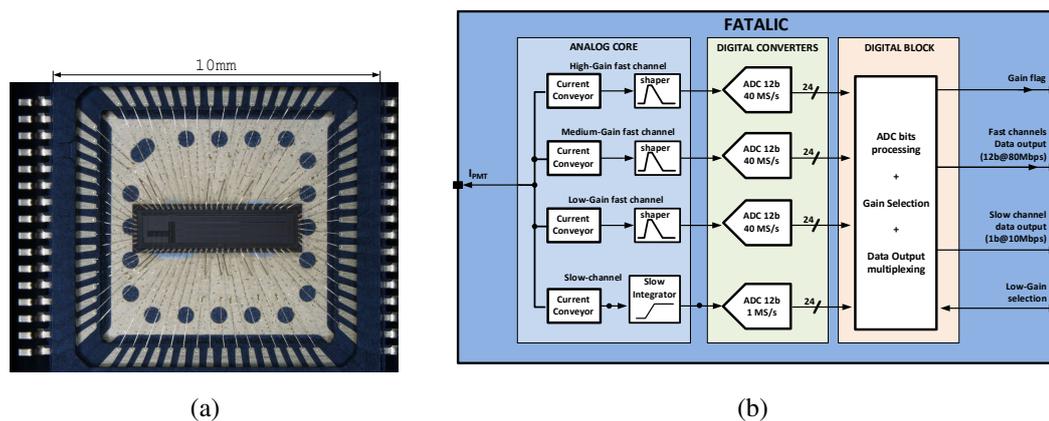


FIGURE 6.12 – (a) Puce électronique FATALIC. (b) Schéma du circuit FATALIC.

FATALIC fournit trois voies rapides pour traiter le signal des PMs à la fréquence d'horloge du LHC de 40 MHz, avec une amplification relative  $\times 1$  (gain bas),  $\times 8$  (gain moyen) et  $\times 64$  (gain haut). Le choix de trois gains, au lieu d'utiliser deux gains, a été pensé afin d'améliorer la résolution en énergie au niveau des cellules. Parallèlement, le signal est conduit vers une voie lente supplémentaire pour l'intégration sur une durée de temps importante ( $100 \mu\text{s}$ ). La numérisation est effectuée par des convertisseurs analogique-numérique (ADC) 12 bits à 40 MS/s, pour éviter toute dégradation du signal lors de la transmission à un convertisseur externe. Ceci permet d'atteindre une gamme dynamique effective de 18 bits. La gamme pour chaque gain est : 25fC-20pC (gain haut), 200fC-164pC (gain moyen) et 1.6 pC-1.2 nC (gain bas). Les caractéristiques de FATALIC sont résumées dans le tableau 6.1.

Bien que FATALIC utilise 3 voies distinctes, il n'en a que deux à la sortie (voir figure 6.14). En effet, une sélection est appliquée entre le gain haut et le gain bas pour chacun des sept échantillons. Pour chaque échantillon, si le gain haut sature c'est le gain bas qui est considéré et sinon le gain bas est considéré. Le gain haut sature

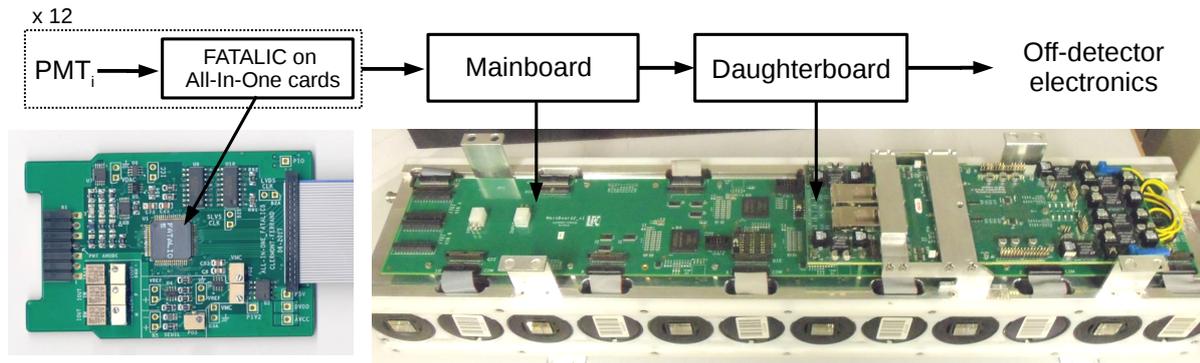


FIGURE 6.13 – Arcecture de FATALIC

TABLE 6.1 – Caractéristiques de FATALIC.

Technologie	130 nm CMOS GF
Nombre de canaux par ASIC	1
Polarité	négative
Gamme dynamique de la voie rapide	25 fC - 1.2 nC
	1.25 $\mu$ A - 60 mA
Temps de montée (Rise time) du signal	4 ns
Temps de chute (Fall time) du signal	36 ns
Bruit de la voie rapide (rms)	<12.5 fC
Gamme dynamique de la voie lente	0.5 nA - 1 $\mu$ A
Bruit de la voie lente (rms)	0.25 nA
Puissance	~200 mW
Tension d'alimentation	1.6 V
Sortie	12-bit ( $2^{12}$ coups ADC)

lorsqu'il atteint  $2^{12} - 1$ , soit 4095 coups ADC. La voie qui combine les deux gains correspond au gain appelé *gain alternatif*. Un nouvel ensemble de sept échantillons  $S_i^{eff}$  est construit, à partir des gains alternatif et moyen, comme suit :

- si  $S_i$  vient du gain alternatif issu du gain haut :

$$S_i^{eff} = S_i - \text{piédestal} \quad (6.19)$$

- et si  $S_i$  vient du gain moyen et ne sature pas ( $< 8 \times 4095$ ) :

$$S_i^{eff} = 8 \times (S_i - \text{piédestal}) \quad (6.20)$$

- sinon :

$$S_i^{eff} = 64 \times (S_i - \text{piédestal}) \quad (6.21)$$

Le signal effectif ainsi généré peut contenir des données provenant de différents gains (voir figure 6.15), ce qui n'est pas le cas de l'électronique actuelle où tous échantillons sont extraits du même gain haut ou bas exclusivement.

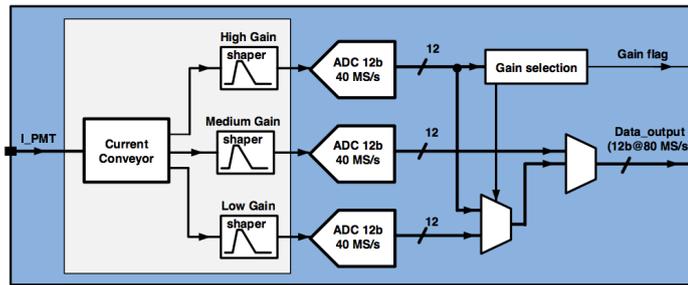


FIGURE 6.14 – Schéma de FATALIC montrant les trois voies d'entrée, la sélection des gains, et la sortie en deux gains : alternatif (mélange de gains bas et haut) et moyen.

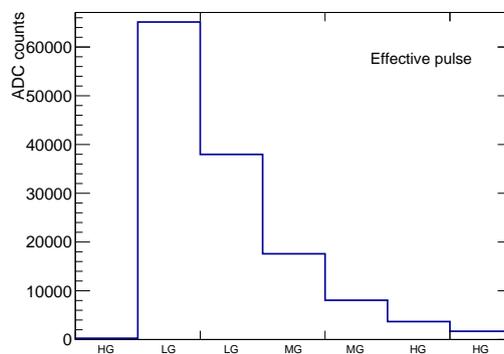


FIGURE 6.15 – Le signal effectif construit à partir des gains délivrés par FATALIC où la valeur de chaque échantillon est normalisée compte tenu de son gain. L'impulsion résultante est encodée sur 18 bits, dont 6 bits utilisés pour les changements dynamiques de gains.

### 6.3.2 Simulation dans Athena

Athena, décrit dans la section 4.1, prend en charge la chaîne complète de simulation. Cette dernière inclut la simulation des processus physiques, la réponse du détecteur ainsi que la numérisation. La simulation qui nous intéresse est celle qui correspond à la numérisation ou digitisation (expliquée dans la section 4.2.3). Les hits (réponse du détecteur) sont collectés, puis stockés dans des conteneurs *TileHitContainer*, classe de *StoreGate* (section 4.1), via l'algorithme *TileHitVecToCnt*. Les hits deviennent à ce moment disponibles pour d'autres algorithmes. Pour la simulation avec empilement, des hits additionnels sont récupérés à la fois pour l'événement de physique et pour les événements avec biais minimum. De cette façon, d'autres algorithmes peuvent savoir si les hits ont été produits avec ou sans biais minimum. Dans le cas du calorimètre, les hits caractérisent les dépôts d'énergies (en coup ADC).

L'algorithme chargé de récupérer les dépôts d'énergies s'appelle *TileDigitsMaker*. Cet algorithme prend en entrée les valeurs en coup ADC des énergies des signaux de physique ( $A$ ) et d'empilements (biais minimum). Il prend également en entrée les informations relatives à la forme du signal de référence ( $f(t)$ ), bruit électronique ( $n^{el}$ ) et piédestaux ( $p$ ) pour chacun des gains. Grâce à toutes ces informations, l'algorithme construit les sept échantillons selon l'équation 6.3. Les échantillons produits sont envoyés à l'algorithme de reconstruction Filtrage Optimal (OF).

Dans notre cas nous avons utilisé un algorithme particulier d'Athena *PulseSimulator* qui fonctionne de la même manière que *TileDigitsMaker*, mais qui est indépendant de la chaîne complète de simulation. Au lieu de prendre les hits (dépôts d'énergies) issus d'un processus physique donné, *PulseSimulator* permet de récupérer les valeurs numériques des énergies à partir d'une distribution d'énergie donnée. Ce qui nous laisse le choix de la forme et de la gamme d'énergie de la distribution pour les signaux de physique ( $E_{\text{true}}$ ). Pour chaque événement simulé, *PulseSimulator* prend des valeurs aléatoires dans chaque distribution et les propage dans toutes les cellules. Le signal associé à chaque cellule est le produit de la valeur attribuée à cette cellule et le signal de référence  $f(t)$  qui agit comme fonction de forme. Les signaux d'empilement s'ajoutent au signal d'intérêt ainsi que le bruit électronique. Pour chaque échantillon on a :

$$S_i = A \times f(t_i) + \underbrace{\sum_{j=1}^m A'_j \times f(t_i - t_j)}_{m \text{ signaux décalés}} + n_i^{\text{el.}} \quad (6.22)$$

où  $A$  est l'amplitude du signal d'intérêt,  $A'_j$  sont les amplitudes des signaux d'empilement arrivant en même temps ou décalés de  $t_j = \alpha \times 25 \text{ ns}$ ,  $n_i^{\text{el.}}$  représente le bruit électronique, supposant le piédestal nul. L'amplitude  $A'$  obéit à une certaine densité de probabilité qui dépend de la luminosité et de la position de la cellule considérée du calorimètre. Le signal effectif de FATALIC est obtenu à partir des échantillons  $S_i$  selon les équations 6.3.1. Un exemple d'échantillonnage du signal FATALIC est donné sur la figure 6.16. La figure 6.17 montre un signal d'empilement décalé de deux croisements de paquets (50 ns) superposé au signal d'intérêt. On remarque que les signaux d'empilement modifient la forme du signal.

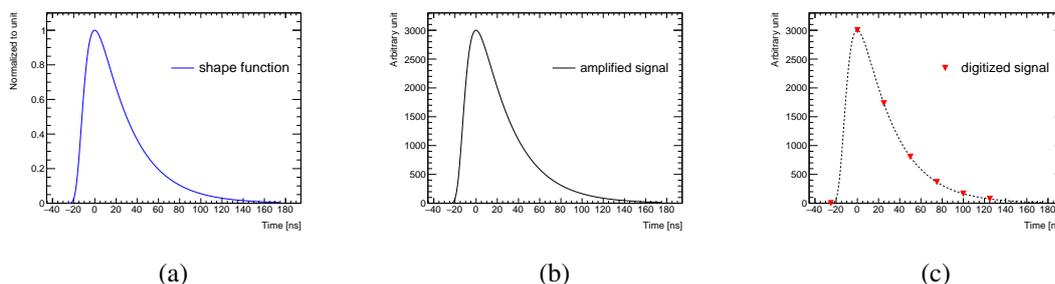


FIGURE 6.16 – (a) Le signal de FATALIC de référence  $f(t)$ , (b) le signal amplifié d'une valeur arbitraire, et (c) le signal échantillonné tous les 25 ns.

Le fonctionnement de FATALIC a été implémenté dans Athena (*PulseSimulator*) pour simuler la mise en forme du signal et son amplification en trois gains, ainsi que l'échantillonnage et la sélection des gains. Afin de tester la reconstruction d'énergie à partir des signaux effectifs de FATALIC deux types de distribution d'énergie ont été considérés : une distribution d'énergie pour les signaux de physique ( $E_{\text{true}}$ ) et une autre pour les signaux d'empilement. Pour les signaux de physique, la distribution utilisée couvre la gamme d'énergie mesurable par l'électronique. Elle a été choisie de telle sorte qu'elle présente plus de valeurs dans les basses énergies pour pouvoir évaluer la reconstruction de petits signaux en présence de bruit. L'effet des dépôts d'énergie d'empilement est attendu à basse énergie uniquement. La distribution d'énergie pour les signaux de physique ( $E_{\text{true}}$ ) est montrée sur la figure 6.18. La distribution d'énergie utilisée pour les signaux d'empilement est issue de la simulation d'événements à biais minimum pour deux positions dans le calorimètre (cellules D1 et A13) et pour différentes valeurs du nombre moyen d'interaction par croisement de paquets ( $\langle \mu \rangle = 30, 140, 200$ ).  $\langle \mu \rangle = 30$  est employé car il correspondrait à celui des données prises entre 2015 et 2017.  $\langle \mu \rangle = 140-200$  est attendu dans les conditions du HL-LHC. La cellule A13 a été choisie car elle est plus exposée au fort taux de collisions (voir figure 6.9). Au contraire la cellule D1 est moins exposée. La distribution d'énergie pour les

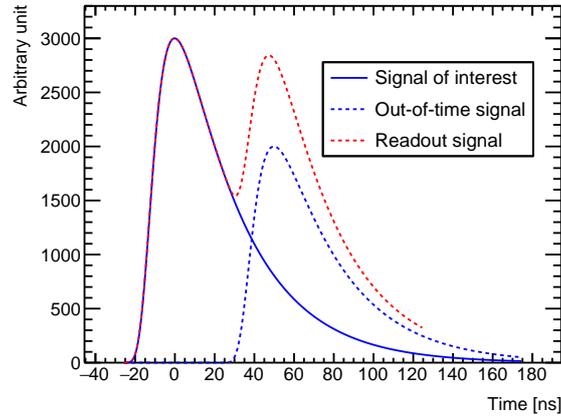


FIGURE 6.17 – Le signal d'intérêt (en bleu continu) en superposition avec un signal d'empilement décalé de deux croisements de paquets (50 ns). Le signal à la sortie est la somme des deux.

signaux d'empilement est montrée sur la figure 6.19.

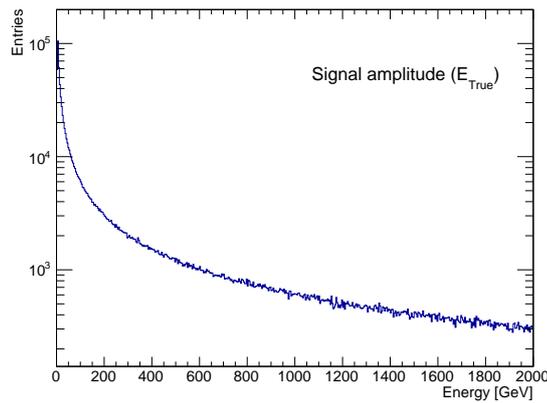
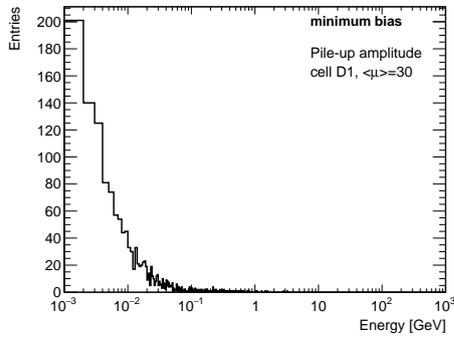


FIGURE 6.18 – Distribution d'énergie pour les signaux de physique ( $E_{true}$ ).

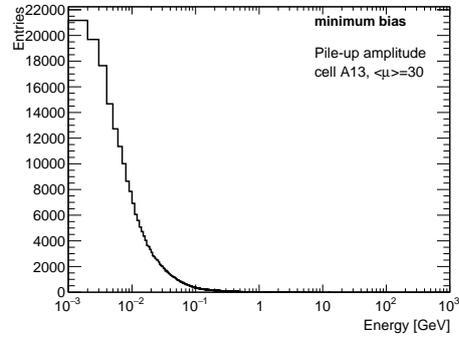
L'énergie au niveau de la cellule  $E_{reco}^{cell}$  sera reconstruite à partir des échantillons  $S_i^{eff}$ . L'algorithme de reconstruction du signal utilisé est basé sur l'algorithme Filtrage Optimal avec itération. Un ensemble de coefficients sont calculés, par paramètre ( $a_i$  et  $b_i$ ), pour une phase ( $\tau$ ) comprise dans un intervalle de  $[-100$  ns,  $100$  ns] autour du temps du signal de référence ( $\tau = 0$ ) avec un pas de temps de 0.1 ns.

### 6.3.3 Résultats et performance

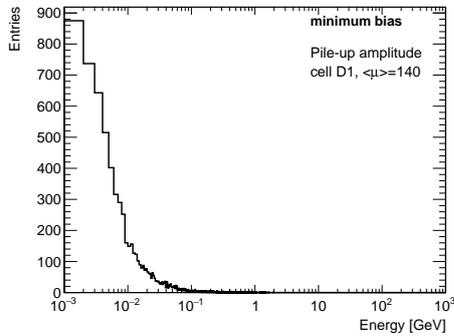
Afin d'étudier les performances de reconstruction des signaux de FATALIC, le RMS de la distribution  $E_{reco} - E_{true} = \Delta E$  est utilisé comme estimateur de qualité de la reconstruction. Seuls les événements avec  $E_{true} > 100$  MeV sont pris en compte pour minimiser le biais dans l'algorithme de reconstruction. Dans le but de valider notre simulation, nous avons, dans un premier temps, simulé des événements de signaux avec du bruit



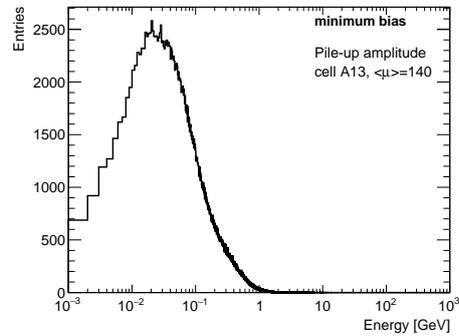
(a)



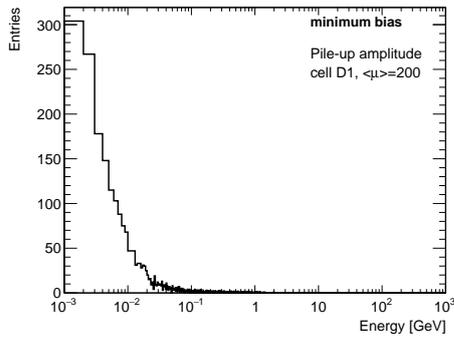
(b)



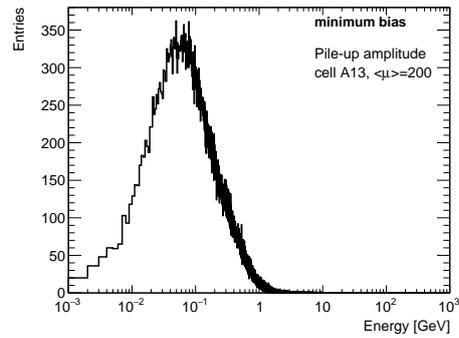
(c)



(d)



(e)



(f)

FIGURE 6.19 – Distributions en énergie provenant d'événements à bias minimum : (a) dans la cellule D1 pour  $\langle\mu\rangle = 30$ , (b) dans la cellule A13 pour  $\langle\mu\rangle = 30$ , (c) dans la cellule D1 pour  $\langle\mu\rangle = 140$ , (d) dans la cellule A13 pour  $\langle\mu\rangle = 140$ , (e) dans la cellule D1 pour  $\langle\mu\rangle = 200$ , (f) dans la cellule A13 pour  $\langle\mu\rangle = 200$ .

électronique uniquement. La distribution montrée sur la figure 6.20(a) représente  $E_{reco} - E_{true} = \Delta E$  où  $E_{true}$  est l'amplitude des signaux de physique en MeV,  $E_{reco}$  l'énergie reconstruite par Filtrage Optimal. Le bruit électronique introduit est de 17.5 MeV pour le gain haut, 60 MeV pour le gain moyen, et 480 MeV pour le gain bas. La figure 6.20(b) montre le RMS de  $\Delta E$  en fonction de  $E_{true}$ , superposé avec le bruit précédemment introduit. Les RMS obtenus sont en accord avec le bruit électronique introduit. Ceci permet de valider l'implémentation de FATALIC dans Athena.

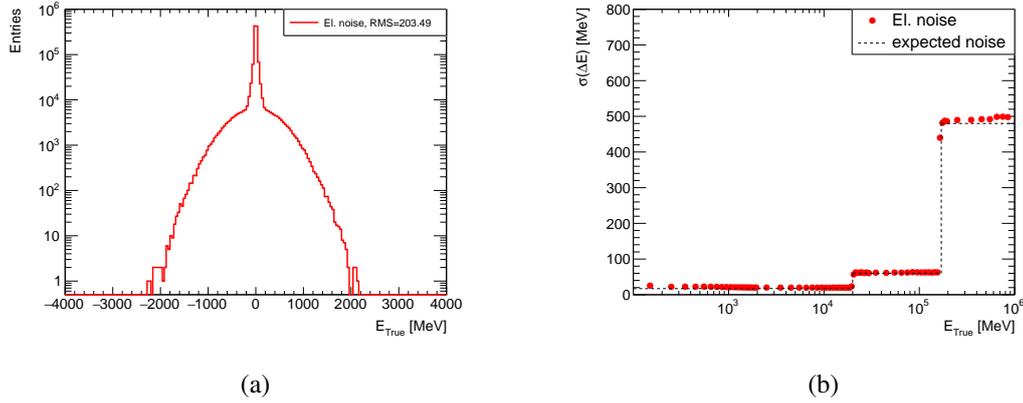


FIGURE 6.20 – (a) Différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal,  $\Delta E = E_{OF} - E_{vraie}$ , en présence de bruit électronique. (b) Variation de  $\Delta E = E_{OF} - E_{vraie}$  en fonction de  $E_{vraie}$ .

Les figures 6.21(a) et 6.21(b) nous montrent trois distributions  $\Delta E$  dans les cellules D1 et A13 respectivement dans les cas :  $\langle \mu \rangle = 30$ ,  $\langle \mu \rangle = 140$ , et  $\langle \mu \rangle = 200$ . On constate que la reconstruction est dégradée en fonction de la position de la cellule et aussi en fonction de  $\langle \mu \rangle$ . Les figures 6.22(a) et 6.22(b) montrent la variation du RMS en fonction de l'énergie  $E_{true}$  pour les cellules D1 et A13 respectivement. En plus de l'observation précédente, on y voit un saut autour de 200 GeV, correspondant aux échantillons issus du gain bas dominés par le bruit électronique (480 MeV).

On peut aussi se servir du facteur  $QF$  pour évaluer la qualité de la reconstruction. Les distributions de  $QF$  pour les cellules D1 et A13 sont montrées respectivement aux figures 6.23(a) et 6.23(b).  $QF$  varie en fonction de la position de la cellule et de  $\langle \mu \rangle$ .

## 6.4 Conclusion

La phase haute luminosité LHC pose des défis importants et nécessite de remplacer l'électronique de lecture du TileCal. Le prototype FATALIC décrit dans ce travail, a été développé pour répondre aux exigences imposées par l'augmentation de luminosité de LHC, prévue pour 2026. La simulation de FATALIC dans Athena inclut la mise en forme du signal, son amplification et sa numérisation. La reconstruction du signal traité par FATALIC a été testée dans trois conditions différentes de pile-up, à savoir  $\langle \mu \rangle = 30$ ,  $\langle \mu \rangle = 140$ , et  $\langle \mu \rangle = 200$ . La performance de la reconstruction de l'énergie est évaluée en se basant sur la déviation de l'énergie reconstruite par rapport à l'énergie vraie. Dans une cellule proche du point d'interaction, le RMS dû au pile-up est estimé augmenté de  $\sim 55\%$  (de 9 à 20 MeV), et dans une cellule exposée aux interactions intenses on s'attend à connaître une augmentation de  $\sim 65\%$  (de 115 à 320 MeV). Par conséquent, l'amélioration de l'algorithme de reconstruction est essentielle pour effectuer des mesures moins biaisées dans ATLAS.

Les propriétés intrinsèques de FATALIC ont été mesurées sur un banc de test de laboratoire. Le bruit est de

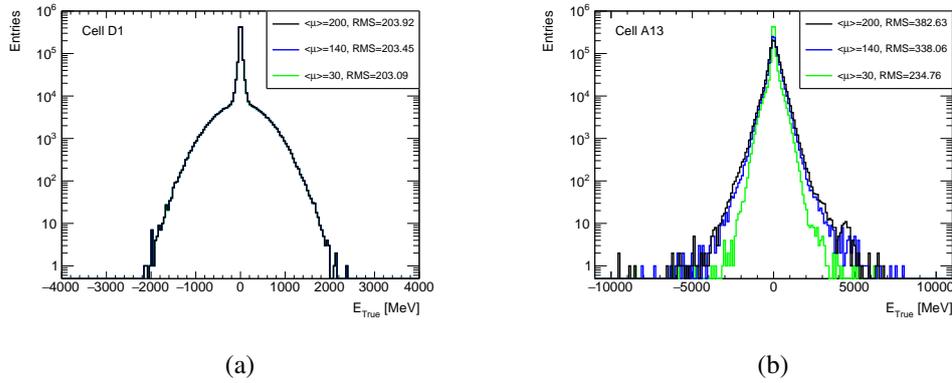


FIGURE 6.21 – Différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal,  $\Delta E = E_{OF} - E_{true}$ , en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).

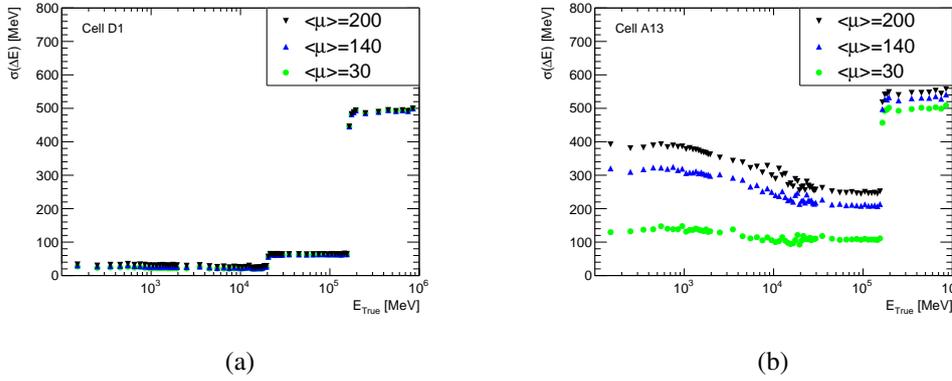


FIGURE 6.22 – Variation de la différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal,  $\Delta E = E_{OF} - E_{true}$ , en fonction de  $E_{true}$  en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).

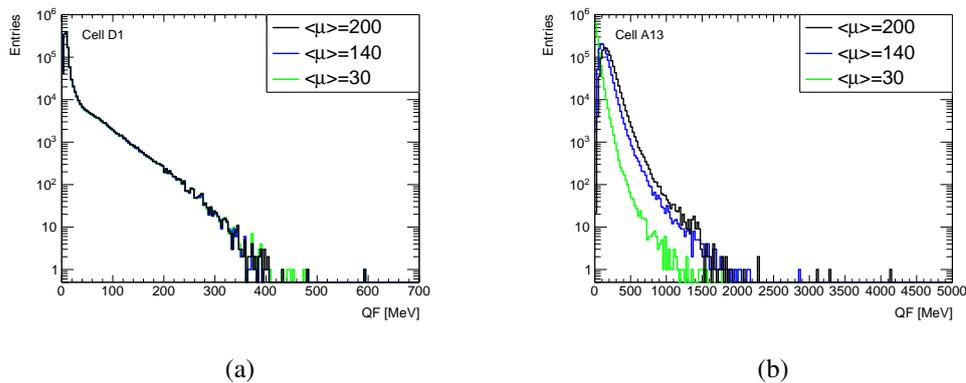


FIGURE 6.23 – Distributions du facteur de qualité de la reconstruction,  $QF$ , en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).

$(6.2 \pm 0.2)$  fC et la non-linéarité correspond à  $-0,03 \pm 0,02\%$  pour une charge injectée de 800 pC, répondant bien aux spécifications du traitement du signal physique (bruit inférieur à 12 fC, non-linéarité inférieure à 1% à 800 pC). Cependant, le bruit de l'intégrateur dédié à l'étalonnage est de 6.5 nA, ce qui est supérieur à la précision requise de 0.5 nA, ce qui est dû au bruit de scintillement (en  $1/f$ ) de la technologie CMOS. FATALIC a également été testé avec un faisceau d'électrons, de pions et de muons d'énergies comprises entre 20 et 100 GeV. L'énergie déposée dans chaque cellule est reconstruite à l'aide d'un filtrage optimal (OF).

## Troisième partie

# Recherche de bosons $W'$



## Recherche du boson $W' \rightarrow t\bar{b}$ : analyse des données collectées en 2015-2016

Aux chapitres 1 et 2 nous ont vu les idées fondatrices du MS, ses succès ainsi que ses limites qui nous poussent à explorer d'autres théories. Nous avons également vu que de nombreux modèles au-delà du MS, tels que le modèle symétrique gauche-droite ou les modèles avec des extra-dimensions, prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge massifs et chargés, appelés  $W'$ . Ce chapitre présente une analyse pour la recherche d'un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans une approche de couplage effectif. Cette analyse utilise les données recueillies par le détecteur ATLAS lors de collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 13$  TeV qui ont eu lieu entre 2015 et 2016 au LHC. Les données traitées correspondent à une luminosité intégrée de  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . La recherche couvre une gamme de masse comprise entre 0.5 et 5.0 TeV pour des bosons  $W'$  se couplant à des fermions de chiralité droite.

### 7.1 Signature recherchée

Le signal recherché dans cette analyse est un boson  $W'$  qui se désintègre en paire de quarks : un quark  $b$  et un quark top. Le quark top se désintègre presque exclusivement en un quark  $b$  et en un boson  $W$ . Le boson  $W$  se désintègre à  $\approx 68\%$  en produisant deux quarks et se désintègre à  $\approx 32\%$  en un lepton chargé (électron, muon,  $\tau$  leptonique) plus le neutrino associé. La signature recherchée se compose de jets initiés par deux quarks  $b$ , d'un lepton chargé (électron ou muon) et d'un neutrino, qui n'est pas détecté et qui résulte en une impulsion transverse manquante. Dans la suite on séparera la signature en deux canaux :

- électron + jets ( $e + \text{jets}$ ) :  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}e\nu$
- muon + jets ( $\mu + \text{jets}$ ) :  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\mu\nu$

#### 7.1.1 Résultats précédents

La recherche d'un boson  $W'$  qui se désintègre en un quark top et un quark  $b$ , avec un état final contenant un électron ou un muon, remonte à l'époque du Tevatron avec les expériences CDF et DØ. Les deux expériences ont fourni les premiers résultats excluant des bosons de masses inférieures à 800 GeV. Les expériences ATLAS et CMS du LHC, ont poursuivi cette recherche à des énergies de collision plus élevées. Leurs résultats ont permis de mettre une limite inférieure de  $\sim 2$  TeV au Run1 et  $\sim 3.5$  TeV au Run2. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 7.1.

TABLE 7.1 – Résumé des résultats précédents sur la recherche d'un boson  $W'$  se désintégrant en  $t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$ .

Expérience		$\sqrt{s}$	$\int \mathcal{L}$	Limite (95% CL)	Ref.
Tevatron	CDF	1.96 TeV	1.9 fb <sup>-1</sup>	800 GeV	[166]
	D0		2.3 fb <sup>-1</sup>	885 GeV	[167]
LHC	ATLAS	7 TeV	1.04 fb <sup>-1</sup>	1.13 TeV	[168]
	CMS		5.0 fb <sup>-1</sup>	1.85 TeV	[169]
	ATLAS	8 TeV	20.3 fb <sup>-1</sup>	1.92 TeV	[170]
	CMS		19.7 fb <sup>-1</sup>	2.05 TeV	[171]
	CMS		13 TeV	35.9 fb <sup>-1</sup>	3.6 TeV

### 7.1.2 Recherche d'un boson $W'$ dans une approche de couplage effectif

La recherche d'un boson  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$  présentée dans ce chapitre offre la première analyse réalisée au sein de la collaboration ATLAS à une énergie de 13 TeV dans le centre de masse. Pour interpréter cette recherche avec une approche générale et plus ou moins indépendante d'un cadre théorique particulier, il est judicieux d'utiliser un lagrangien effectif [173, 174] le plus simple :

$$\mathcal{L} = \frac{V'_{f_i f_j}}{2\sqrt{2}} \bar{f}_i \gamma_\mu \left[ g_{f_i f_j}^R (1 + \gamma^5) + g_{f_i f_j}^L (1 - \gamma^5) \right] W'^\mu f_j + h.c. \quad (7.1)$$

où  $g_{f_i f_j}^{R/L}$  sont des constantes de couplage arbitraires du boson  $W'$  aux fermions  $f_i$  et  $f_j$  de chiralité droite/gauche. Cette structure chirale s'inspire de celle relative au boson  $W$  du **MS** qui se couple aux fermions de chiralité gauche. Les expressions  $(1 \pm \gamma^5)/2$  dans l'équation 7.1 représentent les opérateurs de parité droite et gauche.  $V'_{f_i f_j}$  est l'élément de la matrice **CKM** si le fermion  $f$  est un quark,  $V'_{f_i f_j} = \delta_{ij}$  si  $f$  est un lepton. Ici  $\delta_{ij}$  est le delta de Kronecker et  $i, j = 1, 2, 3$  pour les trois générations de fermions. Dans la suite on utilisera les notations  $g'_L$  et  $g'_R$  pour les constantes de couplage du boson  $W'$  aux fermions de chiralité gauche et droite respectivement, en supposant que

$$g_{ud}^{R/L} = g_{cs}^{R/L} = g_{tb}^{R/L} = g'_{R/L}.$$

Ce lagrangien permet d'envisager trois scénarios :

- couplage aux fermions de chiralité purement droite :  $g'_R \neq 0$  et  $g'_L = 0$
- couplage aux fermions de chiralité purement gauche :  $g'_R = 0$  et  $g'_L \neq 0$
- couplage aux fermions de chiralité gauche et droite :  $g'_R \neq 0$  et  $g'_L \neq 0$

L'analyse présentée dans cette thèse se concentre uniquement sur des bosons  $W'$  se couplant aux fermions de chiralité purement droite, notés  $W'_R$ , où l'intensité du couplage est identique à la constante de couplage  $g$  de  $SU(2)_L$ . Ainsi on notera la constante de couplage  $g'_R$  par  $g'$  pour plus de simplicité.

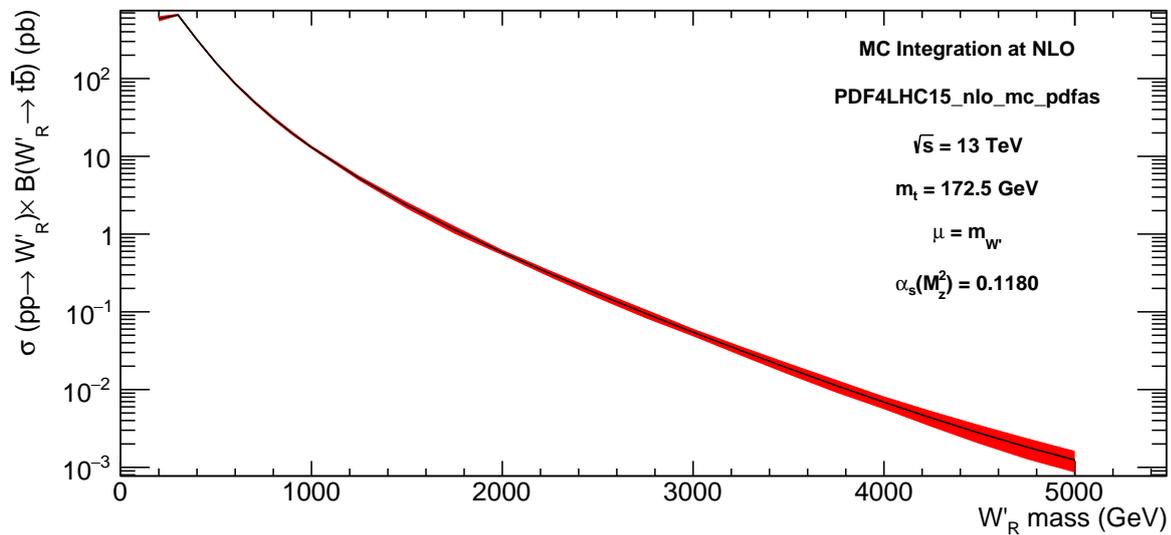
Des échantillons d'événements  $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$  ont été générés pour différentes hypothèses de masse allant de 0.5 à 3.0 TeV par pas de 0.25 TeV et de 0.3 à 5.0 TeV par pas de 0.5 TeV. Dans cet intervalle en masse, la largeur totale du boson  $W'_R$  varie de 12 et 130 GeV. Le tableau 7.2 détaille les valeurs de ces largeurs pour différentes masses de boson  $W'_R$ .

La section efficace de  $pp \rightarrow W' \rightarrow t\bar{b}$  est estimée pour un collisionneur proton-proton avec une énergie de 13 TeV dans le centre de la masse par un programme appelé ZTOP, qui calcule la section efficace à la fois à l'arbre (**LO**) et à l'ordre supérieur (**NLO**) pour différentes masses des bosons  $W'_R$ , en utilisant un lagrangien décrit dans l'équation 7.1. La figure 7.1 montre la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W'_R)$ , calculée à l'ordre **NLO**, multipliée par le taux d'embranchement  $B(W'_R \rightarrow t\bar{b})$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$ . Cette figure montre

TABLE 7.2 – Largeur totale (en GeV) du boson  $W'_R$ , calculée à l'ordre NLO [174].

Masse [GeV]	Largeur
500	12
750	19
1000	26
1250	32
1500	39
1750	46
2000	52
2250	59
2500	65
2750	72
3000	78
3500	91
4000	104
4500	117
5000	130

également les paramètres ainsi que l'incertitude théorique considérés. PDF4LHC15\_nlo\_mc\_pdfas [175] est utilisée comme fonction de densité partonique (PDF). Cette PDF est composée d'une valeur centrale, 100 variations systématiques autour de la valeur centrale, et de 2 variations systématiques en faisant varier la constante  $\alpha_s$  ( $\alpha_s = 0.1180 \pm 0.0015$ ). De plus, la masse du quark top est variée de  $\pm 1$  GeV autour de sa valeur nominale  $m_t = 172.5$  GeV. Enfin la masse du boson  $W'_R$  considérée est prise comme échelle d'énergie  $\mu$ .

FIGURE 7.1 – Section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W'_R)$  multipliée par le tau d'embranchement  $B(W'_R \rightarrow t\bar{b})$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$ .

### 7.1.3 Simulation du signal

Les événements de signal simulés pour cette analyse ont été produits par le générateur `MADGRAPH5_aMC@NLO` v2.2.3 basé sur un modèle du lagrangien effectif (équation 7.1). `MADGRAPH5_aMC@NLO` est particulièrement utilisé pour sa capacité à modéliser la désintégration du quark top en tenant compte des corrélations de spin. `PYTHIA8` est utilisé conjointement avec `MADGRAPH` pour simuler la fragmentation des partons et leur hadronisation, où les fonctions de distribution des partons (PDF) du proton NNPDF23LO [176] et un paramétrage (Tune) A14 [177] de `PYTHIA` sont utilisés.

La recherche du candidat  $W'$  dans les événements  $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}l\nu$  exige les reconstructions des quarks top et  $b$  (résonance  $t\bar{b}$ ). Ces reconstructions seront abordées dans la section 7.3.2. Toutefois on peut se servir d'un outil, Rivet [178], qui offre une implémentation standardisée d'algorithmes de reconstruction des particules de l'état final générées par une simulation MC. La figure 7.2 montre la distribution de la masse invariante au niveau partonique des échantillons  $W'_R$  générés pour les hypothèses de bosons  $W'$  de masses comprises entre 1 TeV et 5 TeV. Les mêmes distributions sont montrées au niveau particule (après l'hadronisation), sur la figure 7.3. Ces distributions ont été obtenues en utilisant Rivet5. On remarque que le pic de résonance est plus

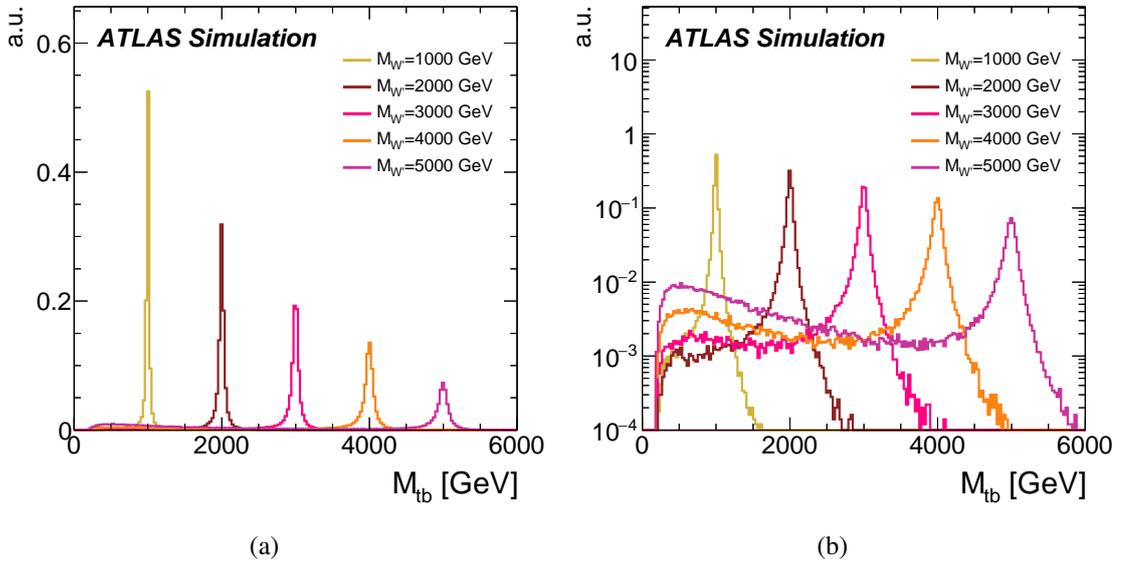


FIGURE 7.2 – Distribution de la masse invariante, au niveau partonique, des échantillons  $W'_R$  générés avec des masses comprises entre 1 TeV et 5 TeV. (a) L'échelle de l'axe des ordonnées est linéaire et (b) l'échelle est logarithmique.

marqué à basse masse qu'à haute masse. Pour produire des bosons  $W'_R$  de masse élevée, les quarks doivent emporter une grande fraction d'impulsion totale du proton. Si on suppose que les quarks emportent la même fraction d'impulsion ( $x_q = x_{\bar{q}} = x$ ) et que  $\sqrt{\hat{s}} \approx m_{W'}$ , on obtient, en se référant à l'équation 3.3 (définie dans la section 3.1.2) :

$$\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_q x_{\bar{q}} s} \Rightarrow x = \frac{m_{W'}}{\sqrt{s}} \quad (7.2)$$

Pour une masse  $m_{W'} = 0.5$  TeV,  $x \approx 0.04$  alors que pour une masse de 5 TeV  $x \approx 0.4$ . La figure 7.4 montre que les fonctions PDF favorisent la production des quarks de faible fraction d'impulsion totale du proton. Or la distribution  $m_{t\bar{b}}$  résulte de la convolution de la fonction de résonance et des PDF. Ceci amplifie les queues de distribution à basse masse. Ce qui explique la difficulté d'avoir un pic autour de la masse de résonance pour les

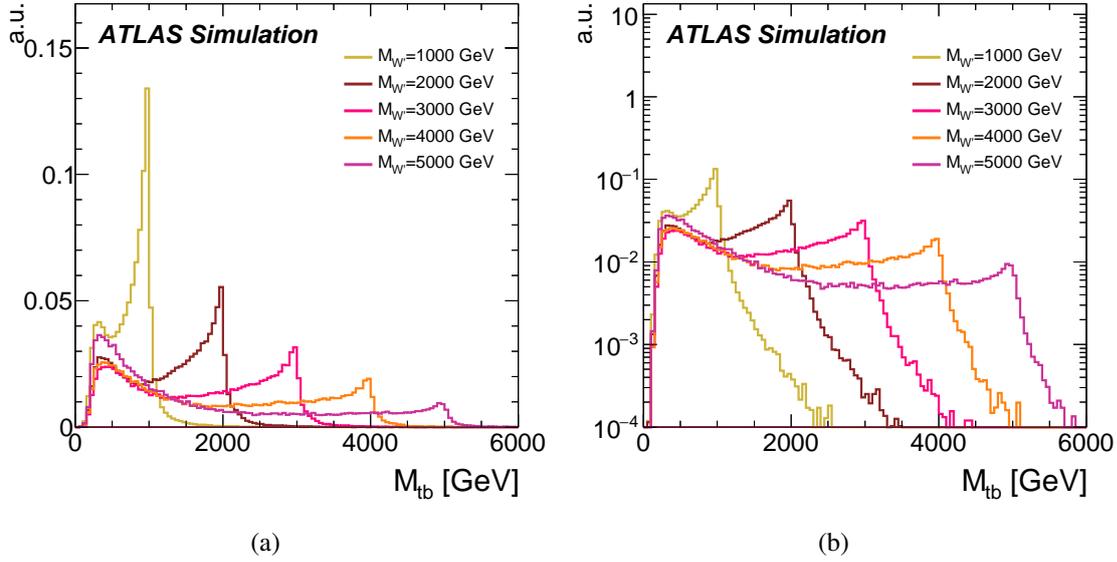


FIGURE 7.3 – Distribution de la masse invariante, après hadronisation, des échantillons  $W'_R$  générés avec des masses comprises entre 1 TeV et 5 TeV. (a) L'échelle de l'axe des ordonnées est linéaire et (b) l'échelle est logarithmique.

bosons  $W'_R$  de masse élevée au niveau partonique. Au niveau particule, il y a aussi d'autres effets tels que les radiations de gluons du quark top et des quarks  $b$  à haute impulsion transverse  $p_T$ .

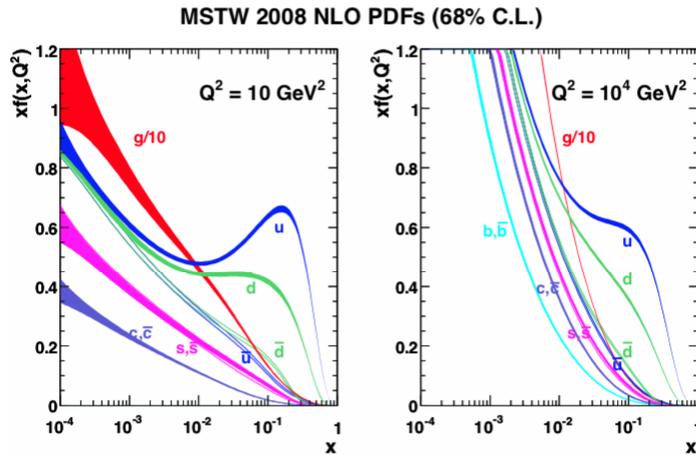


FIGURE 7.4 – Fonctions de densité partonique en fonction de  $x$ , où  $x$  est la fraction d'impulsion emportée au proton pour une échelle d'énergie  $\mu = Q^2$  [179].

Les échantillons d'événements  $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$  sont générés en supposant que les couplages des bosons  $W'_R$  et  $W$  sont les mêmes, c'est-à-dire  $g'/g = 1$ . Quatre échantillons supplémentaires ont été générés avec des couplages  $g'/g = 2, 3, 4$ . Ces derniers échantillons ont été utilisés pour valider la méthode de pondération d'échantillons de signaux décrite dans la section suivante (section 7.1.3). Les échantillons avec des couplages  $g'/g \neq 1$  nous ont permis d'établir des limites sur la constante de couplage du boson  $W'_R$  aux fermions comme

nous le verrons plus tard.

### Production d'échantillons de signaux avec des couplages $g'/g \neq 1$

La méthode utilisée consiste à pondérer les échantillons de signaux simulés avec  $g'/g = 1$  pour produire de nouveaux échantillons avec  $g'/g \neq 1$ . Le but est d'avoir des échantillons avec des valeurs différentes de  $g'$  à partir desquels on peut placer des limites sur le rapport  $g'/g$  sans recourir à toute la chaîne de simulation. Ces échantillons sont obtenus en appliquant une procédure de pondération sur l'échantillon nominal  $g'/g = 1$ .

La fonction utilisée pour pondérer les échantillons de signal nominaux correspond au rapport des distributions  $m_{t\bar{b}}$  à la valeur de  $g'/g = k$  ( $k \neq 1$ ) et à la valeur nominale de  $g'/g = 1$ , au niveau partonique. Cette fonction peut en fait être dérivée analytiquement à partir de simples calculs de sections efficaces. La section efficace au niveau partonique du processus  $q\bar{q}' \rightarrow W' \rightarrow t\bar{b}$  est proportionnelle à la fonction relativiste de Breit-Wigner :

$$\sigma(\hat{s}) \propto \frac{\Gamma_{q\bar{q}'}\Gamma_{t\bar{b}}}{\left(\hat{s} - M_{W'}^2\right)^2 + M_{W'}^2\Gamma_{W'}^2} \quad (7.3)$$

où  $\sqrt{\hat{s}}$  est l'énergie du centre-de-masse du parton,  $M_{W'}$  la masse du boson  $W'$ ,  $\Gamma$  les largeurs.

La largeur  $\Gamma_{W'}$  étant proportionnelles à  $(g'/g)^2$ , on a

$$\Gamma'_{W'} = k^2\Gamma_{W'} \quad \text{avec } k = g'/g. \quad (7.4)$$

De 7.3 et 7.4, on trouve une fonction analytique

$$F(k) = \frac{\sigma(\hat{s}, k)}{\sigma(\hat{s})} = k^4 \frac{(\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + M_{W'}^2 \cdot \Gamma_{W'}^2}{(\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + k^4 M_{W'}^2 \cdot \Gamma_{W'}^2}. \quad (7.5)$$

$F(k)$  est la fonction utilisée pour pondérer les échantillons nominaux afin de les ramener à une constante de couplage souhaitée  $g' = k \times g$ . Les poids sont appliqués par événement.

Afin de valider cette méthode, un ensemble d'échantillons a été généré en supposant différentes constantes de couplage  $W'_R$  et masses. Ces échantillons simulés sont comparés aux échantillons produits en utilisant la fonction analytique 7.5, figure 7.5.

### Effet d'interférence

Bien que l'analyse présentée dans cette thèse concerne les bosons  $W'$  se couplant aux fermions de chiralité droite ( $W'_R$ ), il est important de remarquer une des particularités des bosons  $W'$  se couplant aux fermions de chiralité gauche ( $W'_L$ ). En effet, le processus  $pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$  entre en interférence avec le processus de production du quark top célibataire en voie  $s$  :  $pp \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$  [59]. Considérons un processus  $u\bar{d} \rightarrow W'_L/W \rightarrow t\bar{b}$ , la section efficace est donnée par [59] :

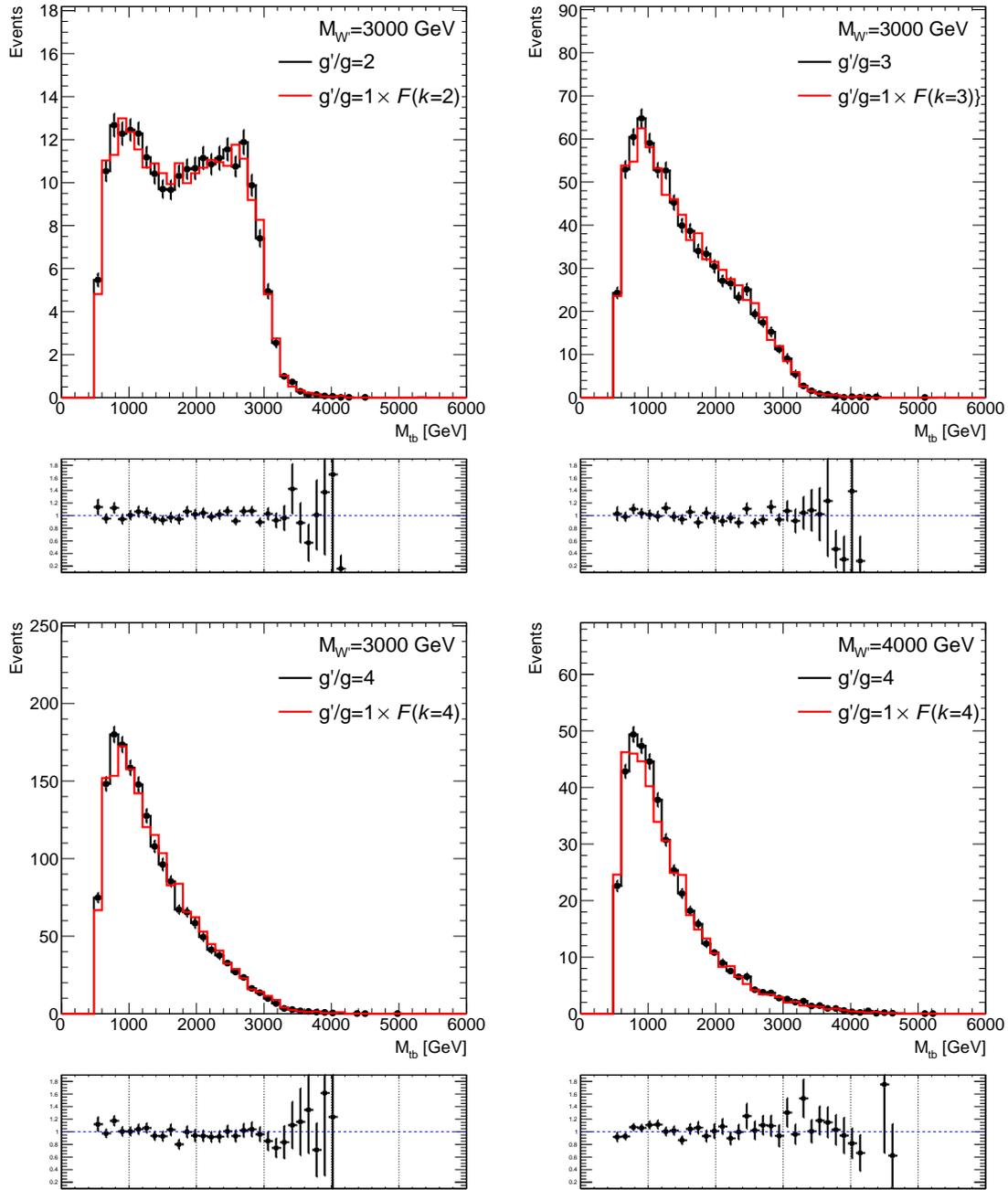


FIGURE 7.5 – Distribution de la masse invariante reconstruite  $m(t\bar{b})$  dans les régions de signal pour les échantillons  $W'_R$  simulés, en supposant  $g'/g = k$  (noir), en comparaison avec les échantillons ( $g'/g = 1$ ) pondérés à partir de la fonction  $F(k)$  (équation 7.5).

$$\begin{aligned}
 \hat{\sigma}(\hat{s}) &= \frac{g^4}{96\pi} V_{tb}^2 V_{ud}^2 \frac{(\hat{s} - M_t^2)^2 (2\hat{s} + M_t^2)}{\hat{s}^2} \\
 &\times \left[ \frac{1}{(\hat{s} - m_W^2)^2 + m_W^2 \gamma_W^2} \right. \\
 &+ 2g_{ud}^L g_{tb}^L \frac{(\hat{s} - m_W^2)(\hat{s} - M_{W'}^2) + \gamma_W^2 \Gamma_{W'}^2}{((\hat{s} - m_W^2)^2 + m_W^2 \gamma_W^2)((\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + M_{W'}^2 \Gamma_{W'}^2)} \\
 &\left. + \frac{(g_{ud}^L g_{tb}^L)^2}{(\hat{s} - M_{W'}^2)^2 + M_{W'}^2 \Gamma_{W'}^2} \right]. \tag{7.6}
 \end{aligned}$$

Le premier terme de l'équation 7.6 correspond à la section efficace de la production du quark top célibataire en voie  $s$ , qu'on notera par  $\sigma_W$  dans la suite. Le troisième terme représente la production du boson  $W'_L$ ,  $\sigma_{W'_L}$ . Le deuxième terme est celui qui nous intéresse, le terme d'interférence,  $\sigma_I$ . Le produit des largeurs  $\gamma_W^2 \Gamma_{W'}^2$  est négligeable par rapport à l'expression  $(\hat{s} - m_W^2)(\hat{s} - M_{W'}^2)$  pour toute valeur de  $\hat{s}$  comprise entre les valeurs des masses des boson  $W$  et  $W'$ , ce qui fait que le terme d'interférence est petit si  $\hat{s}$  est très proche à l'une des deux masses. Cependant, en général, le terme d'interférence n'est pas négligeable et peut être positif (interférence constructive) ou négatif (interférence destructive). Ces deux types d'interférence sont illustrés sur la figure 7.6. Seuls les effets d'interférences destructives sont considérés dans notre cas.

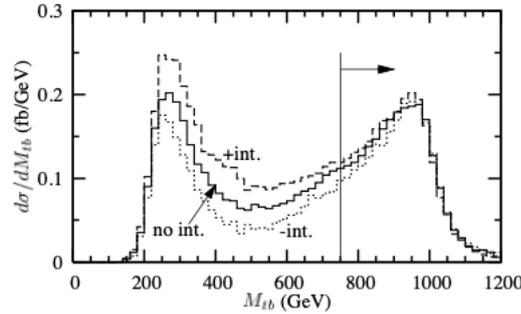


FIGURE 7.6 – Distributions de la masse invariante pour un boson  $W'_L$  de masse 1 TeV avec et sans interférence. L'interférence peut être constructive (+ int.) ou destructive (- int.) [173].

La section efficace qui tient en compte l'interférence (I) peut être exprimée comme suit

$$\sigma_{W'_L/W} = \sigma_{W'_L} + \sigma_W + \sigma_I \tag{7.7}$$

La méthode employée, pour tenir en compte les effets d'interférences, consiste à pondérer les distributions de la masse reconstruite de  $W'_L$  à partir des poids dérivée au niveau partonique. Trois distributions de la masse invariante (au niveau partonique) sont considérées :

- $h(W'_L/W)$  : distribution de la masse invariante issue de l'échantillon  $W'_L + W$  avec interférence (figure 7.7(a))
- $h(W'_L)$  : distribution de la masse invariante issue de l'échantillon  $W'_L$  (figure 7.7(b))
- $h(W)$  : distribution de la masse invariante issue de l'échantillon top quark célibataire (figure 7.7(c))

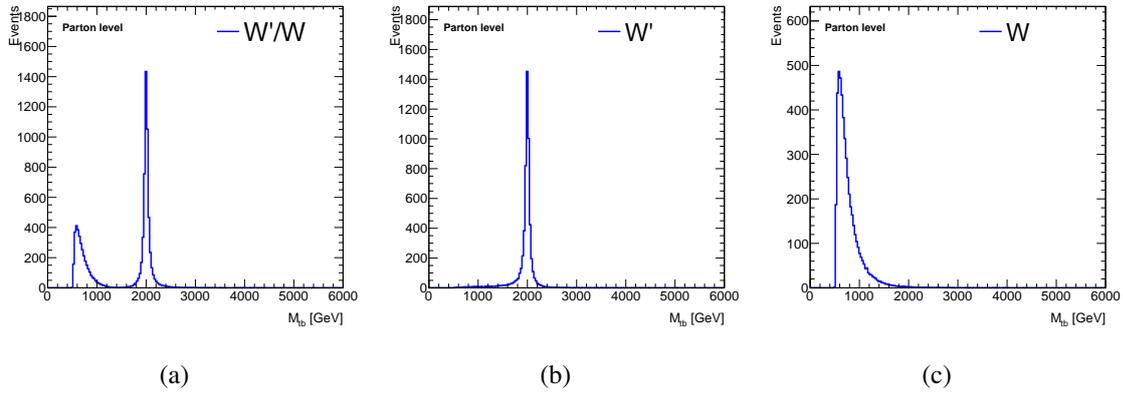


FIGURE 7.7 – Distributions de la masse invariante, au niveau partonique, issues des échantillons (a)  $W'_L + W$  avec interférence, (b)  $W'_L$  et (c) top quark célibataire, pour un boson  $W'$  de masse 2 TeV.

La distribution des poids est donc déterminée comme suit (voir figure 7.8) :

$$h(\text{I}) = \frac{h(W'_L/W) - h(W'_L) - h(W)}{h(W'_L)} \quad (7.8)$$

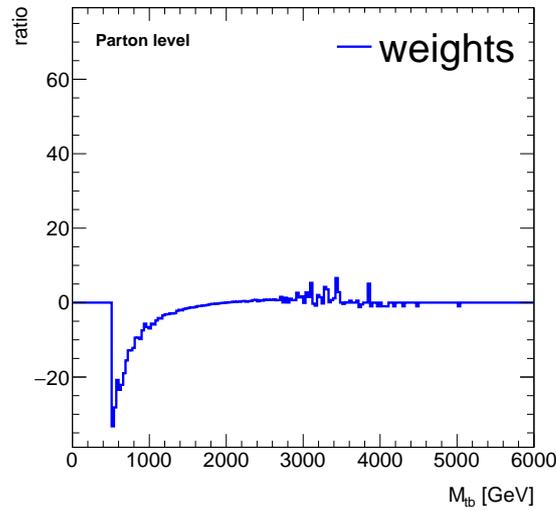
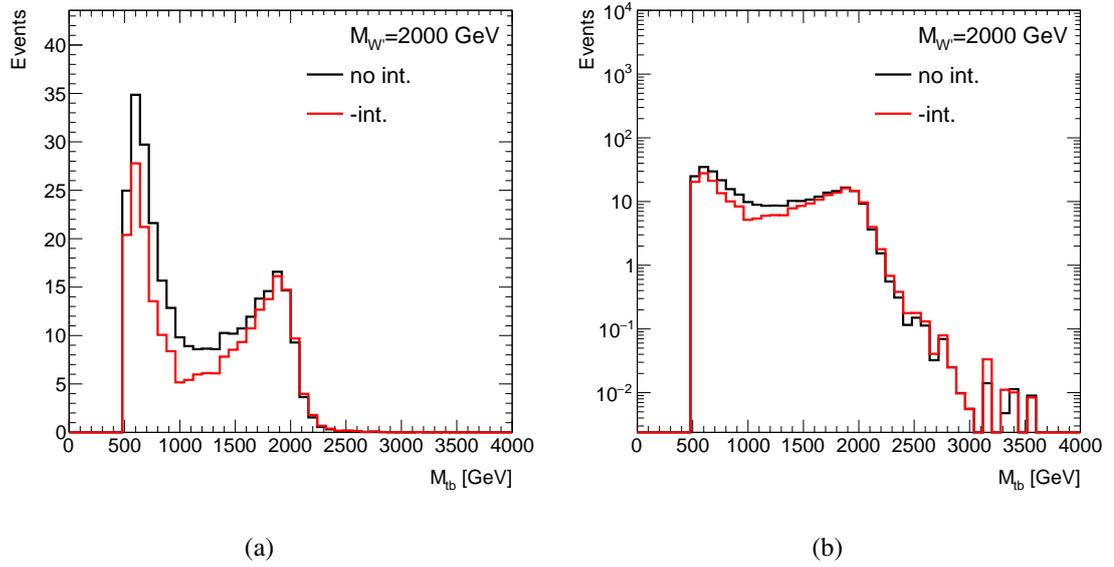


FIGURE 7.8 – La fonction des poids, défini dans l'équation 7.8.

Les figures 7.9(a) et 7.9(b) montrent la distribution de la masse invariante issue des échantillons  $W'_L + W$  avec et sans interférence pour un boson  $W'$  de 2 TeV. On y voit l'effet d'interférence destructive obtenue grâce aux poids dérivés au niveau partonique.


 FIGURE 7.9 – Distributions de la masse invariante, au niveau particule, issues des échantillons  $W'_L + W$  avec (en rouge) et sans (en noir) interférence. (a) L'axe des y est en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.

## 7.2 Caractérisation et simulation des bruits de fond

Dans la recherche de bosons  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$ , deux bruits de fond dominant : la production d'une paire de quarks top-antitop ( $t\bar{t}$ ) et la production de boson  $W$  associé à des jets ( $W$ +jets). Les autres bruits de fond proviennent de la production de quarks top célibataire (single top), dibosons,  $Z$ +jets et multi-jets (QCD). Tous les bruits de fond sont simulés, sauf le bruit de fond multi-jets. Les générateurs et configurations utilisés pour la simulation de ces processus sont détaillés dans la table 7.3. La figure 7.10 résume les sections efficaces mesurées par ATLAS de la plupart des processus, parmi lesquels figurent les processus considérés dans cette analyse.

TABLE 7.3 – Tableau décrivant les générateurs d'événements utilisés pour la simulation Monte Carlo des processus de bruits de fond.

Processus	Générateur	Ordre de perturbation	Frag/Had	Tune	PDF
$t\bar{t}$	POWHEG-Box	NLO	PYTHIA6.42	Perugia 2012	CT10
$W$ + jets	SHERPA2.2.1	NLO	SHERPA2.2.1	Default	CT10
$s$ -, $t$ - channel	POWHEG-Box	NLO	PYTHIA6.42	Perugia 2012	CT10
$Wt$ single-top	SHERPA2.2.1	NLO	SHERPA2.2.1	Default	CT10
$Z$ + jets	POWHEG-Box	LO	PYTHIA8	AZNLO	CTEQ6L1

- $t\bar{t}$  : La production de paires de quarks top par interaction forte est la production dominante de quark top et le principal bruit de fond pour cette analyse. Deux modes de désintégrations du  $t\bar{t}$  peuvent imiter notre signal. Un événement  $t\bar{t}$  ayant un état final avec un seul lepton, comme on peut le voir sur la figure 7.11 (a), peut reproduire la topologie semblable à celle du signal si un ou plusieurs jets légers ne passent pas les critères de sélection. De même pour un événement  $t\bar{t}$  ayant un état final avec deux leptons, illustré sur la figure 7.11 (b), si un lepton n'est pas reconstruit ou identifié.

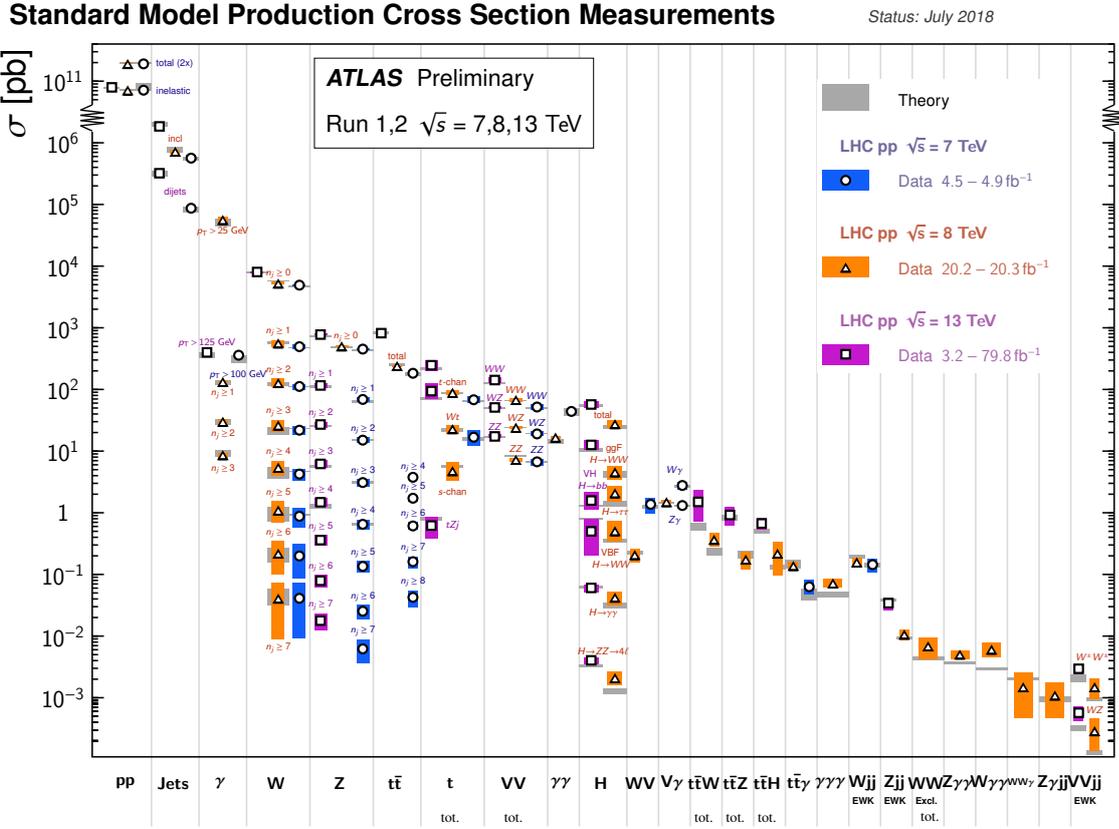


FIGURE 7.10 – Mesures de plusieurs sections efficaces totales et fiducielles de processus du MS réalisées par ATLAS . Ces sections efficaces sont corrigées des facteurs d'embranchements leptoniques et comparées à leur valeur attendue théorique. Toutes les sections efficaces sont calculées au NLO ou aux ordres supérieurs [180].

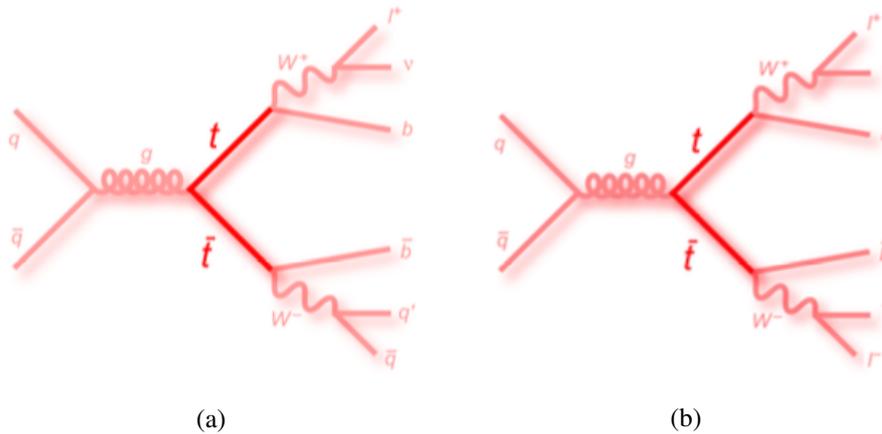


FIGURE 7.11 – Diagramme de Feynman de production  $t\bar{t}$  dans les états finals avec un seul lepton (a) et deux leptons (b).

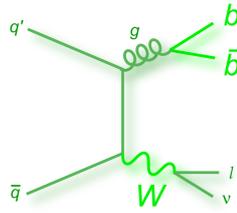


FIGURE 7.12 – Diagramme de Feynman de production de bosons  $W$  associées à des jets ( $W$ +jets).

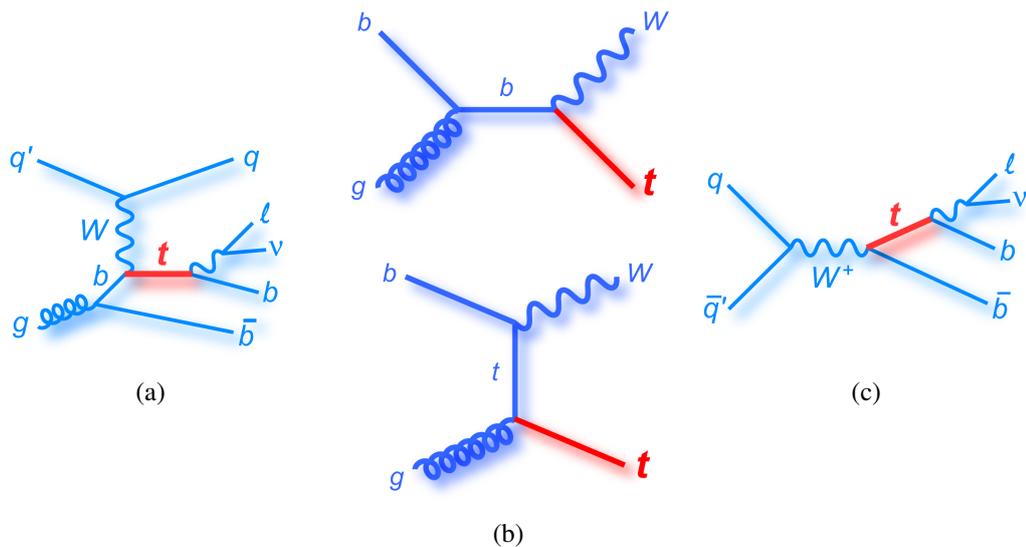


FIGURE 7.13 – Diagramme de Feynman de production de quarks top célibataires dans les voies  $t$  (a),  $Wt$  (b) et  $s$  (c).

- **W+jets** : La production de bosons  $W$  associées à des jets constitue la deuxième source de bruit de fond de l'analyse. Un événement  $W$  + jets produisant un boson  $W$  se désintégrant en un lepton et un neutrino associé à deux jets de  $b$  peut reproduire la signature expérimentale du signal. La figure 7.12 présente un exemple de diagramme de Feynman de processus  $W$ +jets.
- **single top** : Les productions de quarks top célibataires par interaction faible correspondent au deuxième mécanisme de production du quark top. Cette production se manifeste suivant trois modes : la production en voie  $t$  (t-channel), illustrée par la Figure 7.13 (a), la production d'un quark top associé à un boson  $W$  ( $Wt$ ), illustrée par la Figure 7.13 (b), et enfin la production en voie  $s$  (s-channel), illustrée par la figure 7.13 (c), ayant exactement la même topologie que le signal recherché.
- **diboson** : Les productions de dibosons ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ) où au moins un boson de jauge se désintègre leptoniquement, comme illustré par la figure 7.14(a), contribuent également.
- **Z+jets** : Un autre processus est celui de bosons  $Z$  associées à des jets dans les états finals semi-

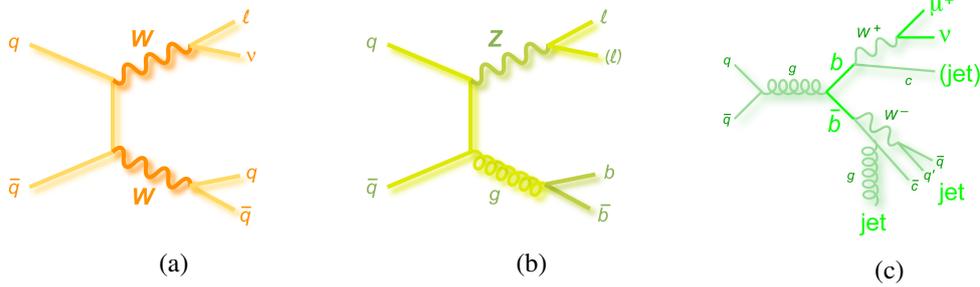


FIGURE 7.14 – Diagramme de Feynman de production de (a) dibosons  $WW$ , (b) bosons  $Z$  associées à des jets ( $Z$ +jets), (c) multijets.

leptoniques. Quand un des deux leptons du boson  $Z$  ne passe pas les critères d'acceptance du détecteur, la production  $Z$ +jets peut également reproduire la topologie du signal recherché. La figure 7.14(b) montre le diagramme de Feynman de production  $Z$ +jets.

- **multi-jets** : Le signal  $W'_R$  étant composé de 2 jets de  $b$  et d'un boson  $W$ , se désintégrant en un lepton et en un neutrino, le lepton est isolé. Dans le canal  $\mu +$  jets, le bruit de fond multi-jet contient des muons provenant de désintégrations semi-leptoniques de hadrons. Un tel muon, si le jet dont il provient est mal reconstruit, peut être identifié comme isolé et donc accepté à tort comme le produit de désintégration du boson  $W$ . Le bruit de fond multi-jets est également présent dans le canal  $e +$  jets. Dans ce dernier cas, un autre effet doit cependant être pris en compte. Les jets et les électrons sont reconstruits à partir d'informations issues de la calorimétrie électromagnétique pour un même dépôt d'énergie. Les deux contributions ne pouvant pas être facilement séparées, des jets ayant une fraction électromagnétique élevée peuvent être identifiés comme des électrons. La présence de ces jets rend la simulation de bruit de fond multi-jet plus complexe et difficile à modéliser correctement dans le canal  $e +$  jets. Un exemple de processus multi-jets est illustré à la figure 7.14(c).

### 7.3 Sélection des événements

Tout d'abord, une présélection est appliquée, exigeant que les événements soient enregistrés dans les conditions optimales de détection dans lesquelles tous les sous-détecteurs ATLAS sont pleinement opérationnels. De plus, chaque événement doit contenir au moins un vertex primaire, qui est formé à partir d'un ensemble de deux traces ou plus mesurées dans le détecteur interne. Les traces sélectionnées ont une impulsion transverse  $p_T^{\text{track}} > 400$  MeV et doivent provenir du point d'interaction. Une sélection supplémentaire est effectuée en demandant à ce que les événements enregistrés aient passés le système de déclenchement laissant passer un seul lepton dont les seuils en  $p_T$  dépendent de la période de prise de données, comme représenté sur le tableau 7.4.

Pour les événements passant la sélection précédente, d'autres critères de sélection sont appliqués aux électrons, muons, jets et à l'impulsion transverse manquante.

TABLE 7.4 – Paramètres utilisés pour le système de déclenchement utilisé dans cette analyse.

Canal	Système de déclenchement (1 lepton)		
	Niveau	Seuil du $p_T$ [GeV]	Critère d'identification (sections 4.3.3 et 4.3.4)
$e + \text{jets 2015}$	HLT	24	Medium
	HLT	60	Medium
	HLT	120	Loose
$\mu + \text{jets 2015}$	HLT	20	Loose
	HLT	50	-
$e + \text{jets 2016}$	HLT	26	Tight
	HLT	60	Medium
	HLT	140	Loose
$\mu + \text{jets 2016}$	HLT	26	Medium
	HLT	50	-

### 7.3.1 Sélection des leptons, jets et de l'impulsion transverse manquante

#### Les électrons

Pour cette analyse, les candidats électrons identifiés avec le critère Tight (section 4.3.3) sont sélectionnés et doivent avoir une impulsion transverse supérieure à 25 GeV dans une acceptance en pseudo-rapacité inférieure à 2.47. Les événements pour lesquels des électrons tombent dans la zone de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre électromagnétique,  $1.37 < |\eta_{\text{cluster}}| < 1.52$ , dans laquelle l'instrumentation est limitée, sont rejetés. Des critères d'isolation sont en outre requis pour rejeter les électrons provenant d'autres sources telles que des hadrons passant tout de même les critères d'identification d'électrons, les désintégrations de hadrons de saveurs lourdes ou les conversions de photons. Ceci est obtenu en exigeant des critères sévères sur l'isolation des traces. Les critères d'isolation imposés aux électrons candidats sont ceux dits "FixedCutTightTrackTrackOnly" décrits dans la section 4.3.3.

#### Les muons

Les candidats muons sélectionnés satisfont le critère d'identification Medium (section 4.3.4) et ont une impulsion transverse supérieure à 25 GeV, dans une acceptance en pseudo-rapacité inférieure à 2.5. La taille du cône d'isolation des traces est donnée par  $\Delta R = \min(10 \text{ GeV}/p_T, 0.3)$  autour du muon. Les candidats muons doivent satisfaire aux critères d'isolation FixedCutTightTrackOnly, décrits dans la section 4.3.4. Le tableau 7.5 résume les critères de sélection appliqués aux leptons.

Les électrons et les muons qui satisfont à un ensemble de critères d'identification moins stricts (Loose), en particulier sans coupure d'isolation, sont également pris en compte lors de l'estimation du bruit de fond multijets.

#### Les jets

Les jets sont reconstruits à partir d'amas d'énergie déposée dans les calorimètres avec l'algorithme anti- $k_T$  avec un paramètre  $R = 0.4$  (AntiKt4EMTopoJETs). Les jets considérés dans cette analyse doivent avoir une impulsion

TABLE 7.5 – Critères de sélection des leptons.

	Electrons	Muons
Acceptance	$p_T > 25 \text{ GeV}$ $ \eta  \in [0; 1.37] \cup [1.52; 2.47]$	$p_T > 25 \text{ GeV}$ $ \eta  \in [0; 2.5]$
Identification	Tight	Medium
Isolation	FixedCutTightTrackOnly	FixedCutTightTrackOnly

transverse  $p_T > 25 \text{ GeV}$  et une pseudo-rapidité  $|\eta| < 2.5$ . La reconstruction des jets d'impulsion transverse  $25 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2.4$  étant sensible au bruit de fond provenant du phénomène d'empilement d'événements, il est exigé que la majeure partie de la somme scalaire des impulsions transverses des traces associées à ces jets soient compatibles avec celle provenant des traces associées au vertex primaire. Pour cette catégorie de jets, une coupure sur la variable JVT  $> 0.59$ . L'efficacité de ce critère de sélection correspond à un rendement de 92 % et un facteur de rejet des jets légers de 21.

Les jets superposés avec les candidats électrons sélectionnés dans un cône de largeur  $\Delta R = 0.2$  sont retirés des événements, car le jet et l'électron sont très susceptibles de correspondre au même objet reconstruit, comme expliqué à la section 7.2. Si un jet d'impulsion transverse  $> 25 \text{ GeV}$  survit à ce critère de sélection et se trouve à proximité d'un électron dans un cône de rayon  $\Delta R = 0.4$ , l'électron est éliminé. Les candidats muons sélectionnés qui satisfont  $\Delta R(\mu, \text{jet}) < 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^\mu$  sont rejetés, si le jet a au moins 3 traces provenant du vertex primaire. Les jets de moins de 3 traces superposés avec un muon sont rejetés. Ces critères sont résumés dans le tableau 7.6.

TABLE 7.6 – Critère de séparation des leptons et des jets qui se superposent.

Canal	Conservé	Rejeté	$\Delta R(\ell, \text{jet})$ ou trace
$e + \text{jets}$	electron	jet	$\Delta R < 0.4$
$\mu + \text{jets}$	muon	jet	$\Delta R < \min(0.4, 0.04 + 10 \text{ GeV}/p_T^\mu)$

- **Les jets de  $b$**  : les événements du signal  $W' \rightarrow t\bar{b}$  ont deux quarks  $b$  dans l'état final, l'identification des jets associés à ces quarks  $b$  est l'un des critères de sélection les plus importants pour l'analyse. Les jets de  $b$  sont identifiés en utilisant l'algorithme MV2c10 décrit dans la section 5.3.2. Le discriminant MV2c10 BDT est configuré pour avoir une efficacité d'identification des jets de  $b$  de 77% et un facteur de rejet des jets légers de 134, mesurés respectivement à partir des échantillons simulés d'événements  $t\bar{t}$ .

### Impulsion transverse manquante

L'impulsion transverse manquante,  $E_T^{\text{miss}}$ , provient essentiellement de l'impulsion transverse emportée par des particules ne laissant aucune trace dans le détecteur ATLAS, les neutrinos. Une coupure  $E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ GeV}$  est appliquée pour réduire les bruits de fond, multijets en particulier.

### 7.3.2 Reconstruction du signal

#### Reconstruction du boson $W$

Le candidat boson  $W$  est reconstruit à partir du lepton et de  $E_T^{miss}$ .

Nous partons de l'hypothèse que toute l'énergie manquante de l'événement sélectionné est associée à un seul neutrino, provenant de la désintégration du boson  $W$ . Expérimentalement, seule l'impulsion transverse manquante,  $E_T^{miss}$ , est accessible. Ainsi, on assimile alors cette impulsion transverse manquante à l'impulsion transverse du neutrino  $\vec{p}_T(\nu)$ . En utilisant la masse au pôle du boson  $W$ ,  $m(W) = 80.4$  GeV comme contrainte, l'impulsion longitudinale du neutrino ( $p_z(\nu)$ ) est obtenue en résolvant l'équation quadratique suivante :

$$p_z(\nu)^2 - 2 \cdot \frac{\mu \cdot p_z(\ell)}{E(\ell)^2 - p_z(\ell)^2} \cdot p_z(\nu) + \frac{E(\ell)^2 \cdot p_T(\nu)^2 - \mu^2}{E(\ell)^2 - p_z(\ell)^2} = 0, \quad (7.9)$$

$$\text{avec } \mu = \frac{m(W)^2}{2} + \cos(\Delta\Phi) \cdot \vec{p}_T(\ell) \cdot \vec{p}_T(\nu), \quad (7.10)$$

où  $p_z(\ell)$  représente la composante longitudinale de l'impulsion du lepton et  $E(\ell)$  son énergie.  $\Delta\Phi$  désigne la différence d'angle azimutal entre l'impulsion du lepton et la direction de l'impulsion transverse manquante. La solution générale de l'équation Eq. 7.9 est donnée par

$$p_z(\nu)^\pm = \frac{\mu \cdot p_z(\ell)}{p_{T,l}^2} \pm \sqrt{\frac{\mu^2 \cdot p_z(\ell)^2}{p_T(\ell)^4} - \frac{E(\ell)^2 \cdot p_T(\nu)^2 - \mu^2}{p_T(\ell)^2}}. \quad (7.11)$$

Dans le cas de deux solutions réelles, la plus petite solution  $|p_z(\nu)|$  donne la meilleure résolution sur  $p_z(\nu)$ . Dans le cas contraire, si la masse transverse du boson  $W$

$$m_T(W) = \sqrt{2p_T(\ell)p_T(\nu) \left[ 1 - \cos \Delta\phi(p_T(\ell), p_T(\nu)) \right]} \quad (7.12)$$

est supérieure à la masse du pôle du boson  $W$  utilisée dans la contrainte, le discriminant de l'équation 7.9 devient négatif. On obtient ainsi une solution imaginaire. Ceci peut être dû à la résolution imparfaite de la mesure de l'impulsion transverse manquante. Maintenant, si seulement la partie réelle de la solution  $p_z(\nu)$  était choisie, l'équation 7.9 ne serait plus satisfaite, car dans ce cas la contrainte de masse ne serait plus valide. Afin d'éviter ces solutions complexes, les composantes  $p_x(\nu)$  et  $p_y(\nu)$  sont ajustées jusqu'à ce que la racine carrée de l'équation 7.11 devienne zéro, de sorte que  $m_T(W) = m(W)$ . Une seule solution est obtenue dans ce cas.

Le quadrivecteur impulsion-énergie du boson  $W$ ,  $\mathbf{P}_W$ , est calculé en sommant les quadrivecteurs du lepton chargé  $\mathbf{P}_l$  et du neutrino  $\mathbf{P}_\nu$ .

$$\mathbf{P}_W = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_\nu \quad (7.13)$$

#### Reconstruction du quark top et du boson $W'$

Le quadrivecteur impulsion-énergie du quark top,  $\mathbf{P}_{top}$ , est reconstruit en sommant les quadrivecteurs du boson  $W$  et du jet qui, parmi tous les jets sélectionnés dans l'événement, donne la masse invariante du quark top la plus proche de 172.5 GeV. Dans la suite nous appellerons ce jet, provenant de la désintégration du quark top, " $b_2$ ".

$$\mathbf{P}_{top} = \mathbf{P}_W + \mathbf{P}_{b_2} \quad (7.14)$$

Ensuite, le quadrivecteur impulsion-énergie du candidat  $W'$ ,  $\mathbf{P}'_W$ , est reconstruit en faisant la somme du quadrivecteur du quark top et du jet de plus haut  $p_T$  parmi les jets restant. Ce jet de haut  $p_T$  sera noté " $b_1$ ".

$$\mathbf{P}'_W = \mathbf{P}_{\text{top}} + \mathbf{P}_{b_1} \quad (7.15)$$

### 7.3.3 Régions de signal et de validation

Les événements sélectionnés contiennent exactement un lepton chargé, deux à quatre jets, dont au-moins un est identifié comme un jet provenant de l'hadronisation de quarks  $b$ .

En plus des critères de présélection décrits précédemment, plusieurs coupures cinématiques sont appliquées afin de réduire encore le nombre d'événements de bruits de fond, tout en gardant le nombre d'événements de signal au maximum. L'état final de  $W' \rightarrow t\bar{b}$  étant composé de particules énergétiques, l'impulsion transverse est exploitée afin d'optimiser la sélection du signal. Ainsi les événements considérés doivent répondre aux critères suivants :  $p_T(\ell) > 50$  GeV,  $p_T(b_1) > 200$  GeV,  $p_T(\text{top}) > 200$  GeV. De plus, les événements doivent avoir la somme  $E_T^{\text{miss}}$  et  $m_T(W)$  supérieure à 100 GeV pour réduire les contributions du bruit de fond multi-jet. Enfin, si l'événement contient un électron, la coupure sur  $E_T^{\text{miss}}$  est augmentée à 80 GeV pour réduire encore plus le bruit de fond multi-jet.

Les événements qui passent ces sélections sont classés en fonction du nombre de jets et de jets de  $b$  présents dans l'événement, et aussi selon qu'ils contiennent un électron ou un muon. Par exemple, la catégorie où les événements ont exactement  $N$  jets parmi lesquels  $M$  sont identifiés comme jets de  $b$  sera notée  $N$ -jet  $M$ -tag. Dans ce qui suit, nous considérons les régions avec  $N \geq 2$  avec  $N = 2, 3, 4$  jets, et  $M \geq 0$  avec  $M = 1, 2$  et nous définissons des régions de recherche du signal et de validation. Les régions de validation sont utilisées pour vérifier l'accord entre bruit de fond et données.

#### Région de signal (SR)

La région du signal est définie en sélectionnant des événements avec deux ou trois jets, dont un ou deux sont identifiés comme provenant d'un quark  $b$ . En fonction du type de lepton, nous avons 8 régions de signal : 2-jet 1-tag  $e(\mu)$ , 2-jet 2-tag  $e(\mu)$ , 3-jet 1-tag  $e(\mu)$ , 3-jet 2-tag  $e(\mu)$ . La sélection d'événements ayant 3 jets est motivée par la présence d'éventuelles radiations de gluons dans l'état initial ou l'état final de ce processus de haute énergie. Au-delà de trois jets, le signal est mal modélisé.

En outre, deux autres critères sont appliqués pour définir la région du signal :

- $\Delta R(l, b_2) < 1.0$
- $m(t\bar{b}) > 500$  GeV

Le choix de la coupure sur la variable  $\Delta R(l, b_2)$  est motivé par son aspect discriminatoire par rapport aux bruits de fond comme nous le montrent les figures 7.15 et 7.16. On remarque aussi que le pouvoir discriminatoire est plus prononcé pour les masses élevées. La coupure appliquée sur  $m(t\bar{b})$  est essentiellement une sélection supplémentaire pour réduire les événements  $W$ +jets et  $t\bar{t}$  présents à faible masse.

L'efficacité totale de sélection du signal est montrée sur la figure 7.17. Elle est définie comme le rapport entre le nombre d'événements sélectionnés dans la région de signal et le nombre total d'événements  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu$  simulés, inclus les  $\tau$  leptoniques. L'efficacité maximale du signal, 11.4 %, est obtenue pour une masse de 1.5 TeV, puis l'efficacité diminue pour des masses plus élevées jusqu'à atteindre un minimum de 5.3 % à 5 TeV. Les courbes d'efficacité de sélection sont indiquées pour les électrons et muons séparément, ainsi que pour la sélection où le critère d'identification des jets de  $b$  n'est pas requis (pretag). La perte d'efficacité pour les masses  $W'_R$  élevées est d'une part liée à la mauvaise efficacité d'identification des jets de saveur  $b$  à haut  $p_T$ .

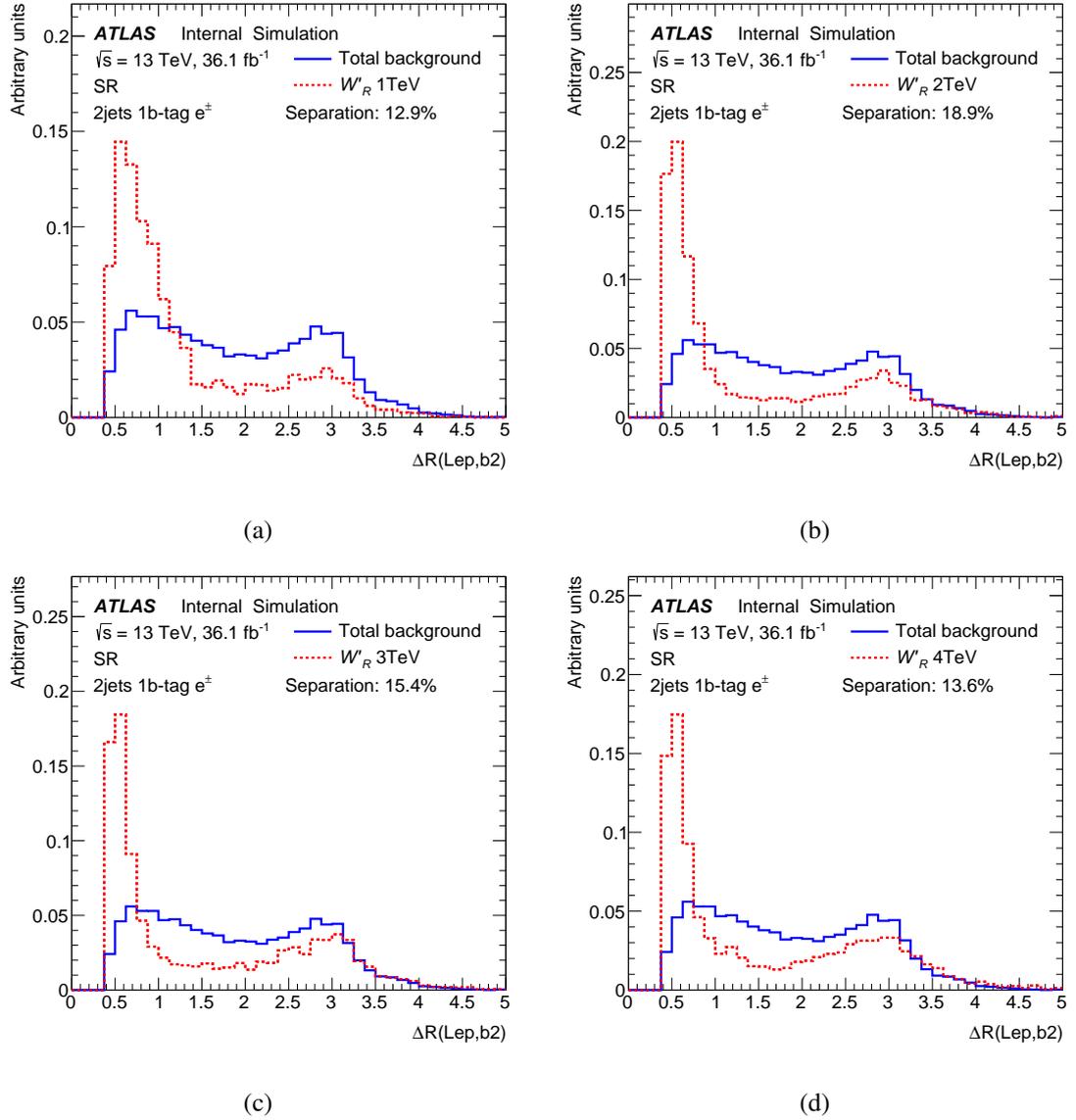


FIGURE 7.15 – Distribution de la distance entre un électron et un jet “ $b_2$ ” pour différentes masses du signal et pour la somme de tous les bruits de fond : (a)  $m(W') = 1 \text{ TeV}$ , (b)  $m(W') = 2 \text{ TeV}$ , (c)  $m(W') = 3 \text{ TeV}$ , (d)  $m(W') = 4 \text{ TeV}$ .

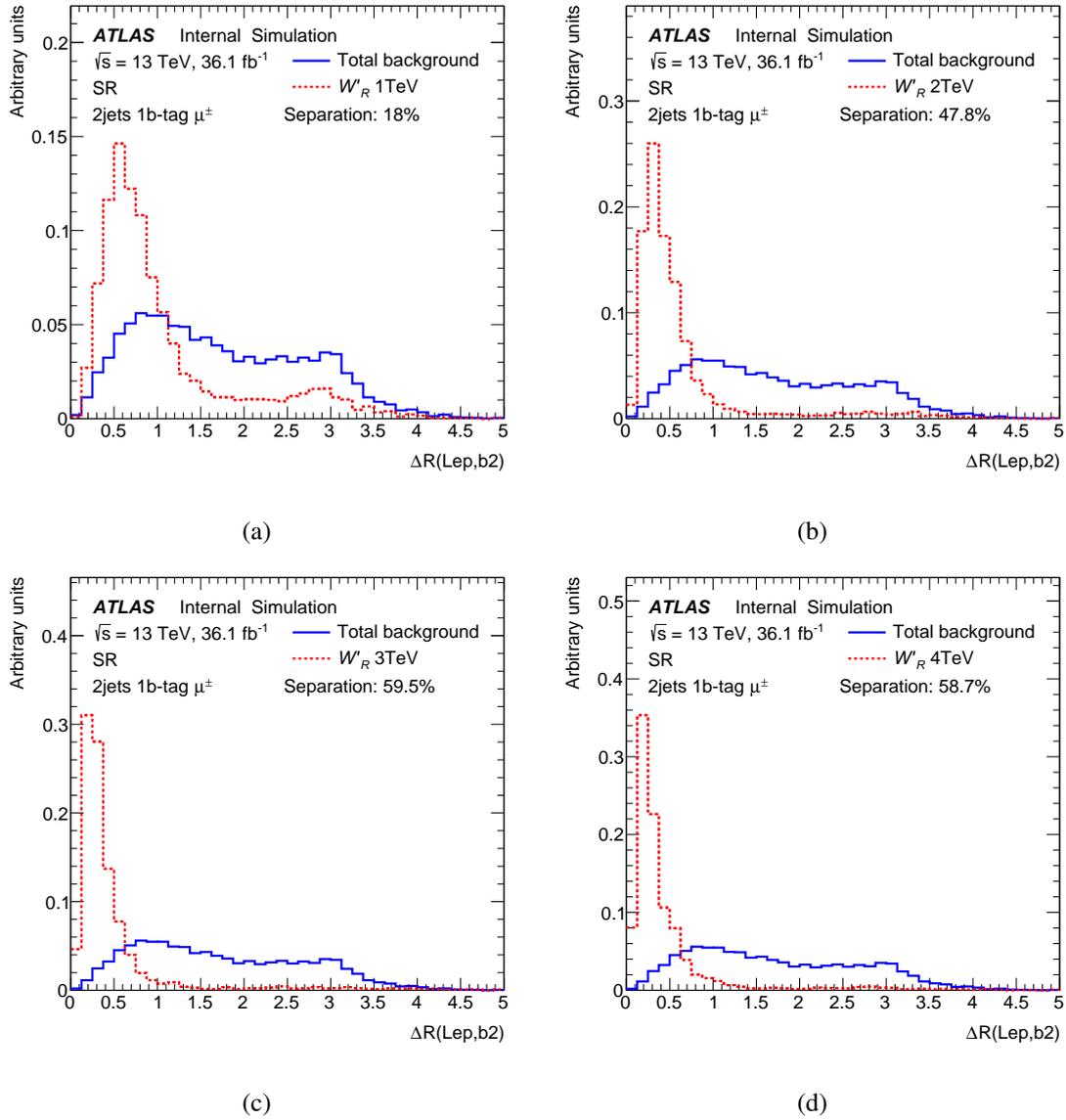


FIGURE 7.16 – Distribution de la distance entre un muon et un jet “ $b_2$ ” pour différentes masses du signal et pour la somme de tous les bruits de fond : (a)  $m(W') = 1 \text{ TeV}$ , (b)  $m(W') = 2 \text{ TeV}$ , (c)  $m(W') = 3 \text{ TeV}$ , (d)  $m(W') = 4 \text{ TeV}$ .

D'autre part, dans le canal électron, les critères mentionnés dans le tableau 7.6 ne permettent pas à l'électron d'être proche du jet dans un cône de taille fixe  $\Delta R(e, jet) < 0.4$ . Ce qui n'est pas le cas dans le canal muon.

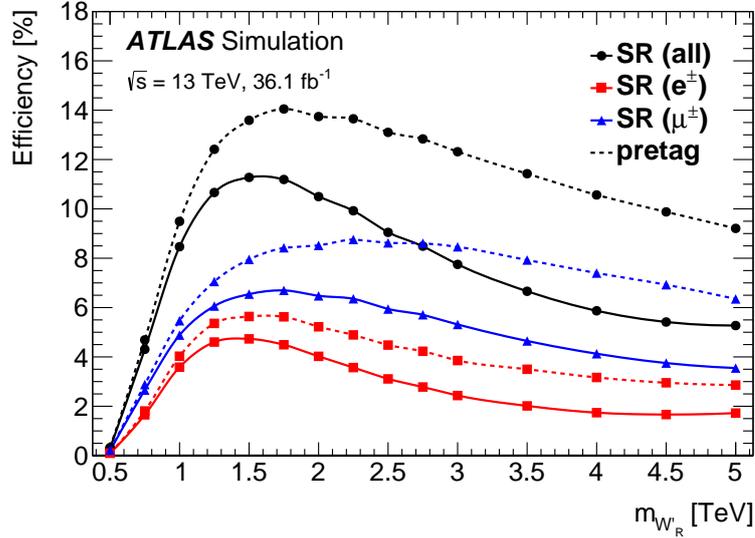


FIGURE 7.17 – Efficacité de la sélection du signal (définie comme le nombre d'événements passant toutes les sélections divisé par le nombre total d'événements  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu$ ) dans la région SR. Les efficacités sont indiquées pour : tous les canaux combinés (ligne noire), les canaux électrons seulement (ligne rouge) et les canaux muons seulement (ligne bleue). Les courbes d'efficacité du signal sont également montrées sans aucun critère d'identification des jets de  $b$  (lignes pointillées) [1].

### Région de validation (VR)

Trois régions de validation sont utilisées pour contrôler la modélisation des bruits de fond les plus importants de cette analyses. Une région ( $\mathbf{VR}_{\text{pretag}}$ ) est inclusive, tandis que deux autres régions ( $\mathbf{VR}_{t\bar{t}}$  et  $\mathbf{VR}_{\text{HF}}$ ) sont orthogonales par rapport à la région du signal SR.

- $\mathbf{VR}_{\text{pretag}}$  : une région inclusive définie en considérant les événements avec au moins deux jets sans aucun critère d'identification de  $b$ -jets. La région s'appelle  $\geq 2$ -jet pretag et est riche en événements  $W$ +jets ( $W$ +jets légers et  $W$ +jets de saveur lourde).
- $\mathbf{VR}_{t\bar{t}}$  : une région composée d'événements avec exactement quatre jets où un ou deux d'entre eux sont identifiés comme provenant d'un quark  $b$ . Ces régions, appelées 4-jet 1-tag et 4-jet 2-tag, sont riches en événements  $t\bar{t}$ .
- $\mathbf{VR}_{\text{HF}}$  : les événements de cette région sont composés d'événements ayant deux ou trois jets, dont un ou deux sont identifiés comme provenant d'un quark  $b$ , et doivent passer deux sélections supplémentaires,  $\Delta R(l, b_2) > 2.0$  et  $\Delta R(b_1, b_2) > 1.5$ , qui rejettent les événements  $t\bar{t}$  (par un facteur de 10-15). Ces régions sont riches en événements  $W$ +jets de saveur lourde et seront notées 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag.

Le tableau 7.7 résume les sélections utilisées pour définir les régions de signal et de validation.

La contamination du signal dans une région de validation dépend de la région considérée, de la masse du boson  $W'$  et des valeurs de couplage. Pour les couplages nominaux ( $g' = g$ ), le signal sur la fraction de bruit de fond dans la région de pretag est de environ 5% pour des masses de 1 TeV et il diminue fortement à des masses

TABLE 7.7 – Résumé des critères de sélection utilisées pour définir les régions de signal et de validation.

Critères de sélection communs à toutes les régions			
$p_T(\ell) > 50 \text{ GeV}, p_T(b_1) > 200 \text{ GeV}, p_T(\text{top}) > 200 \text{ GeV}$			
$E_T^{\text{miss}} > 30 \text{ (80) GeV}, m_T^W + E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$			
Signal Region	VR <sub>pretag</sub>	VR <sub>t<math>\bar{t}</math></sub>	VR <sub>HF</sub>
2 or 3 jets	2 or 3 jets	4 jets	2 or 3 jets
1 or 2 $b$ -jets	pretag	1 or 2 $b$ -jets	1 $b$ -jet
$\Delta R(\ell, b_{\text{top}}) < 1.0$			$\Delta R(\ell, b_{\text{top}}) > 2.0$
$m_{tb} > 500 \text{ GeV}$			$\Delta R(b_1, b_{\text{top}}) > 1.5$

plus élevées pour atteindre  $10^{-4}$  pour  $m(W') = 3 \text{ TeV}$ . Dans la région à 4 jets, les fractions de signal attendues sont d'environ 9% pour  $m(W') = 1 \text{ TeV}$  et inférieures à 1% pour les masses supérieures à 2 TeV.

## 7.4 Estimation de bruits de fond

### 7.4.1 Bruits de fond simulés

Les nombres d'événements attendus des bruits de fond  $t\bar{t}$ ,  $W$ +jets, single top, dibosons, et  $Z$ +jets sont estimés à partir de simulations MC et normalisés à leurs prédictions théoriques.

### 7.4.2 Bruit de fond extrait des données

Dans les bruits de fond simulés ( $t\bar{t}$ ,  $W$ +jets, single top, dibosons, et  $Z$ +jets) les leptons proviennent de la désintégration des bosons  $W$  ou  $Z$ . Ils sont appelés leptons prompts. À l'inverse, on parlera de leptons non-prompts, pour les leptons principalement issus de désintégrations semi-leptoniques de hadrons beaux ou charmés dans la production d'événements multi-jets. Les nombres d'événements multi-jets sont estimés à partir des échantillons de données observées pour s'affranchir des difficultés de la simulation à décrire les leptons non-prompts.

L'estimation du nombre d'événements multi-jets est effectué en utilisant la *méthode de la matrice*. Cette méthode nécessite la sélection dans les données de deux catégories d'événements. La première catégorie est celle d'événements contenant des leptons qui passent les critères d'identification Tight et correspond à la sélection du lepton (prompt) de l'analyse. La deuxième catégorie contient des leptons satisfaisant les critères d'identification Loose, critères de sélection moins stricts par rapport à la sélection de l'analyse. Le nombre d'événements contenant des leptons de la catégorie Loose,  $N_L$ , est donné par

$$N_L = N_L^{\text{prompt}} + N_L^{\text{non-prompt}} \quad (7.16)$$

où  $N_L^{\text{prompt}}$  et  $N_L^{\text{non-prompt}}$  sont les nombres d'événements contenant un lepton de la catégorie Loose prompt et non-prompt respectivement.

D'autre part, l'échantillon de leptons de la catégorie Tight contient également des leptons prompts et non-prompts. Ainsi, le nombre d'événements sélectionnés dans la catégorie Tight,  $N_T$  peut être écrit comme :

$$N_T = \epsilon \times N_L^{\text{prompt}} + f \times N_L^{\text{non-prompt}} \quad (7.17)$$

où  $\epsilon$  représente la probabilité qu'un lepton prompt de la catégorie Loose passe les critères de sélection de la catégorie Tight,  $f$  est défini comme la probabilité qu'un lepton non-prompt issu de la catégorie Loose passe la même sélection.

En résolvant le système d'équations 7.16 et 7.17 pour  $N_L^{prompt}$  et  $N_L^{non-prompt}$ , il est possible d'estimer les contributions d'événements contenant des leptons prompts et non-prompts dans l'échantillon de leptons de la catégorie Tight :

$$f \times N_L^{non-prompt} = \frac{(\epsilon - 1) f}{\epsilon - f} N_T + \frac{\epsilon f}{\epsilon - f} N_A \quad (7.18)$$

où  $N_A$  est le nombre d'événements contenant des leptons anti-Tight, c'est-à-dire des leptons Loose ne passant pas les critères d'identification Tight.

La contribution en bruit de fond multi-jet dans la région de signal est ensuite estimé à partir des événements de données observées, où chaque événement de la catégorie Loose est pondéré selon l'équation 7.18.

Les détails de la méthode se trouvent dans la référence [181].

### 7.4.3 Validation de l'estimation des bruits de fond

Afin de s'assurer de la bonne modélisation des bruits de fond, en particulier des bruits de fond instrumentaux extraits des données, les distributions prédites sont comparées à celles des données, dans des régions de validation définies dans la section 7.3.3.

Les tables 7.8, 7.9, et 7.10 résument les nombres d'événements attendus de bruits de fond dans les trois régions de validation dans les canaux électrons et muons respectivement. La figure 7.18 montre les comparaisons entre les données et les bruits de fond dans les régions de validation riche en jets de saveur lourde (2-jet 1-tag) et  $t\bar{t}$  (4-jet 2-tag) pour chaque canal électron et muon séparés. Les distributions de la figure 7.18 montrent un bon accord entre les bruits de fond (estimés) et les données observées, dans la limite des incertitudes. Ce qui permet de valider l'estimation des bruits de fond.

TABLE 7.8 – Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation  $\mathbf{VR}_{\text{pretag}}$  2-jet et 3-jet. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés.

	2-jet pretag ( $e^\pm$ )	2-jet pretag ( $\mu^\pm$ )	3-jet pretag ( $e^\pm$ )	3-jet pretag ( $\mu^\pm$ )
$t\bar{t}$	$7755.7 \pm 64.2$	$7948.1 \pm 63.2$	$17898.7 \pm 97.9$	$18690.4 \pm 96.3$
Single-top	$2926.5 \pm 35.8$	$3345.8 \pm 37.8$	$3114.3 \pm 38.4$	$3328.8 \pm 39.4$
$W$ +jets	$54748.1 \pm 291.4$	$88817.3 \pm 326.9$	$32444.9 \pm 191.3$	$49434.4 \pm 255.6$
Multijets	$14121.1 \pm 482.7$	$11276.2 \pm 633.8$	$8683.8 \pm 345.5$	$3849.8 \pm 222.6$
$Z$ +jets, diboson	$660.4 \pm 17.9$	$820.0 \pm 21.7$	$559.5 \pm 17.6$	$632.0 \pm 18.1$
Total background	$80211.8 \pm 568.9$	$112207.3 \pm 717.3$	$62701.2 \pm 409.1$	$75935.5 \pm 355.0$
Data	90010	118061	61243	72757

## 7.5 Incertitudes systématiques

Diverses sources d'incertitude systématique affectent l'analyse présentée dans cette thèse, entre autres celles liées à la luminosité, à l'identification et à la reconstruction des objets physiques, et à la simulation Monte Carlo des processus de signal et de bruits fond. On trouvera ci-après une brève description des sources d'incertitude

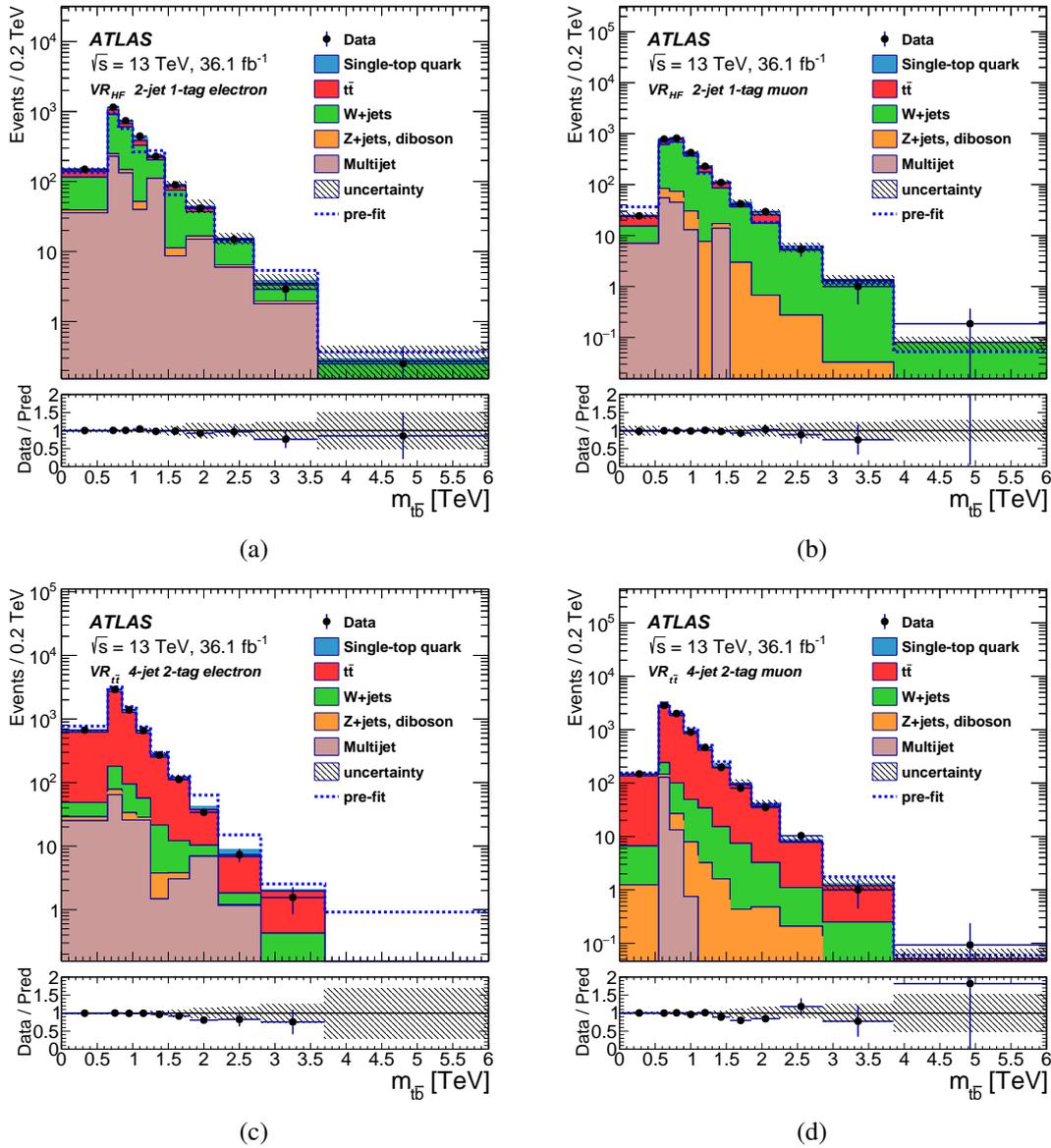


FIGURE 7.18 – Distributions  $m_{l\bar{b}}$  de la masse reconstruite du candidat boson  $W'_R$  dans les régions de validation : (a) 2-jet 1-tag  $e$ , (b) 2-jet 1-tag  $\mu$ , (c) 2-jet 2-tag  $e$ , (d) 2-jet 2-tag  $\mu$  [1].

TABLE 7.9 – Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation  $\mathbf{VR}_{t\bar{t}}$  4-jet 1-tag et 4-jet 2-tag. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés.

	4-jet 1-tag ( $e^\pm$ )	4-jet 1-tag ( $\mu^\pm$ )	4-jet 2-tag ( $e^\pm$ )	4-jet 2-tag ( $\mu^\pm$ )
$t\bar{t}$	$8703.5 \pm 66.9$	$8932.4 \pm 66.0$	$7248.9 \pm 63.0$	$8254.0 \pm 64.6$
Single-top	$1162.0 \pm 23.4$	$1192.4 \pm 22.9$	$779.9 \pm 19.5$	$807.7 \pm 18.9$
$W$ +jets	$2690.2 \pm 31.5$	$4095.6 \pm 52.8$	$403.3 \pm 14.5$	$529.3 \pm 14.5$
Multijets	$1394.5 \pm 152.1$	$1087.7 \pm 222.4$	$655.8 \pm 115.7$	$172.9 \pm 97.1$
$Z$ +jets, diboson	$69.4 \pm 7.9$	$86.1 \pm 9.0$	$20.8 \pm 3.7$	$30.8 \pm 4.8$
Total background	$14019.6 \pm 170.9$	$15394.2 \pm 239.2$	$9108.7 \pm 134.0$	$9794.7 \pm 119.1$
Data	12150	13166	7902	8787

 TABLE 7.10 – Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation  $\mathbf{VR}_{\text{HF}}$  2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés.

	2-jet 1-tag ( $e^\pm$ )	2-jet 1-tag ( $\mu^\pm$ )	3-jet 1-tag ( $e^\pm$ )	3-jet 1-tag ( $\mu^\pm$ )
$t\bar{t}$	$348.0 \pm 14.5$	$252.9 \pm 12.5$	$611.0 \pm 20.2$	$457.6 \pm 16.6$
Single-top	$213.3 \pm 9.7$	$196.7 \pm 9.8$	$179.8 \pm 9.4$	$171.2 \pm 8.4$
$W$ +jets	$1570.6 \pm 47.7$	$2524.3 \pm 54.4$	$895.4 \pm 28.4$	$1310.1 \pm 37.6$
Multijets	$751.3 \pm 136.7$	$355.8 \pm 103.5$	$381.7 \pm 72.5$	$218.8 \pm 70.8$
$Z$ +jets, diboson	$58.6 \pm 5.7$	$174.7 \pm 8.6$	$35.0 \pm 3.5$	$86.8 \pm 4.9$
Total background	$2941.9 \pm 145.9$	$3504.3 \pm 118.3$	$2102.9 \pm 81.0$	$2244.5 \pm 82.5$
Data	3102	3562	2125	2093

systématique et de leur estimation. Les variations systématiques peuvent affecter le nombre d'événements de signal et de bruits de fond dans les différentes régions de signal ainsi que la forme de la distribution  $m_{t\bar{b}}$ .

## 7.5.1 Incertitudes expérimentales

### Incertainces liées à la luminosité

L'incertitude systématique sur la luminosité intégrée pour les données 2015 et 2016, combinées, est de 2.1%. L'impact de cette incertitude est estimé en faisant varier les normalisations globales de tous les processus simulés.

### Incertainces liées à l'identification et à la reconstruction des leptons, jets et $E_T^{\text{miss}}$

- **Système de déclenchement et reconstruction des leptons** : La simulation du système de déclenchement des leptons (électrons ou muons) ainsi que leur efficacité de reconstruction et de sélection sont corrigées afin de reproduire les valeurs mesurées dans les données. Des échantillons de processus  $Z \rightarrow \mu\mu$  ( $Z \rightarrow ee$  et  $W \rightarrow e\nu$ ) ont été utilisés pour obtenir ces facteurs correctifs en fonction de la cinématique des leptons. Les incertitudes liées à ces facteurs correctifs sont évaluées en faisant varier la valeur du facteur correctif de plus ou moins une déviation standard. Ce qui résulte en une variation des nombres d'événements attendus de signal et de bruit de fond de l'ordre de 1%.

- **Résolutions et échelles en énergie des leptons** : Des événements issus du processus  $Z \rightarrow \ell\ell$  ont été utilisés pour extraire des facteurs correctifs sur la résolution et l'échelle en énergie. Les incertitudes associées à ces facteurs correctifs représentent une variation inférieure à 1-2%.
- **L'étalonnage en énergie des jets (JES)** : Une incertitude sur l'étalonnage d'énergie des jets (JES, tiré de l'anglais Jet Energy Scale), dépendant de l'impulsion transverse ( $p_T$ ) et de la pseudo-rapacité ( $\eta$ ) des jets reconstruits est prise en compte. Cette incertitude prend également en compte l'incertitude sur l'étalonnage d'énergie associée aux jets de saveurs lourdes ainsi que l'effet des migrations potentielles de jets d'un canal d'analyse à l'autre. L'impact de cette incertitude représente une variation de 1 à 5% sur le nombre d'événements attendus de signal et une variation de 1 à 4% sur le nombre d'événements attendus de bruit de fond en fonction du canal d'analyse considéré.
- **La résolution en énergie des jets (JER)** : Elle est déterminée en construisant un échantillon alternatif d'événements simulés où l'énergie des jets est variée de plus ou moins une déviation standard par rapport à la valeur nominale et auquel on applique les critères de sélection de l'analyse. L'incertitude associée à la résolution en énergie des jets représente quelques %.
- **L'identification des jets de  $b$**  : L'identification des jets de quark  $b$  comporte une incertitude liée à la détermination des facteurs correctifs nécessaires pour améliorer la description de l'efficacité de l'identification dans la simulation. Ces incertitudes sont évaluées indépendamment pour les jets issus de l'hadronisation des quarks  $b$ ,  $c$  et légers ou de gluons. L'incertitude quant à l'efficacité de la sélection pour l'identification jets de  $b$ -quark est généralement faible (1 à 5% par jet), sauf pour les jets de très haut  $p_T$  où elle peut augmenter jusqu'à 6% par jet et pour la mauvaise identification des quarks  $c$  et légers. et les gluons peuvent atteindre 10%. Ces sources d'incertitude peuvent en outre induire des variations non uniformes sur la forme des distributions allant jusqu'à 10%.
- **L'impulsion transverse manquante** : L'incertitude sur la mesure de  $E_T^{miss}$  conduit à une incertitude sur le nombre d'événements inférieur à 1%.

### 7.5.2 incertitudes théoriques

Les incertitudes théoriques portent sur les sections efficaces des bruits de fond dues aux échelles de renormalisation et de factorisation. Elles dépendent des processus. Dans cette analyse, les nombres d'événements des processus quark top célibataire,  $Z$  + jets et diboson sont estimés à partir des sections efficaces théoriquement prédites.

- Pour les processus top-quark célibataire en voies  $s$  [182],  $t$  [183] et  $Wt$  [184] une incertitude de 6% est appliquée sur le calcul de la section efficace
- Pour  $Z$  + jets, l'incertitude appliquée est de 20%
- Pour diboson [185], l'effet de cette incertitude représente une variation de 11%

### 7.5.3 Incertitudes liées à la simulation Monte Carlo des processus

- **Générateur Monte Carlo, Fragmentation et Hadronisation** : L'incertitude liée au choix du générateur Monte Carlo sur les nombres d'événements attendus  $t\bar{t}$  et top-quark célibataire est évaluée en comparant les échantillons d'événements nominaux (générés par POWHEG) à des échantillons d'événements alternatifs générés à partir d'autres générateurs (MADGRAPH5\_AMC@NLO). Tout en gardant le même simulateur d'hadronisation et de fragmentation (Herwig++).

Pour le même générateur POWHEG, l'incertitude associée aux processus d'hadronisation et de fragmentation est évaluée en comparant les échantillons d'événements générés par PYTHIA6 à des échantillons d'événements alternatifs générés par Herwig++.

- Radiations dans l'état initial et final (ISR/FSR) :** la présence d'ISR/FSR peut avoir une grande influence sur le nombre d'événements attendus et doit être prise en compte lors de la génération des événements. L'émission de gluons dans l'état initial et/ou final est intrinsèquement liée à la paramétrisation du générateur Monte Carlo utilisé. Ainsi en fonction de la paramétrisation considérée, certains événements peuvent migrer d'une catégorie à une autre.

Les variations du nombre de radiations supplémentaires sont étudiées à partir de deux échantillons : Perugia2012radLo et Perugia2012radHi [186]. Dans le cas d'échantillons d'événements  $t\bar{t}$ , le paramètre  $hdamp$  de Powheg-Box, qui régule l'impulsion transverse de la première émission de gluons supplémentaire au-delà de la configuration de Born, est également modifié simultanément, en employant les valeurs respectives de  $m_{top}$  et  $2 \times m_{top}$ .

Une incertitude associée au calcul NLO de la production d'échantillons d'événements quark top célibataire en voie  $Wt$  est aussi prise en compte en comparant l'échantillon nominal généré avec le schéma de suppression de diagramme à un échantillon d'événements  $Wt$  généré avec le schéma de soustraction de diagramme. L'estimation de l'incertitude globale de ces variations est de l'ordre de 1 à 3%. Dans les régions de masse élevée, cette variation peut aller au-delà de 10%.
- Fonction de densité partonique (PDF) :** L'incertitude systématique liée au choix de la PDF utilisée pour la génération d'événements est prise en compte selon les recommandations PDF4LHC [175].
- Modélisation d'événements W+jets :** Les incertitudes liées à la modélisation d'événements  $W + jets$  sont déterminées en comparant l'échantillon d'événements générés par Sherpa (nominal) avec un autre échantillon produit à partir de MadGraph5\_aMC@NLO utilisé conjointement avec Pythia8 pour simuler la fragmentation et l'hadronisation. L'incertitude associée à la fraction des saveurs dans l'échantillon d'événements  $W + jets$  est évaluée en séparant les saveurs de jets en quark léger/gluon et quark lourd. L'incertitude sur la forme de la distribution en régions 2 jets et 3 jets est dé-corrélée.

#### 7.5.4 Incertitudes liées à l'estimation du bruit de fond multijet

Le bruit de fond multijet représente une fraction non négligeable dans les régions de signal de l'analyse. L'échantillon de bruit de fond multijet contient peu de statistique disponible dans les régions de signal et certains des poids associés à chaque événements sont élevés. Par conséquent la forme de la distribution  $m_{t\bar{b}}$  est modifiée. Afin d'améliorer la forme de la distribution pour les événements multijet dans les régions de signal, une extrapolation du nombre événements est effectuée à partir des régions riche en statistique. Une incertitude sur le nombre d'événements de 50% est associée à l'estimation de bruit de fond multijet.

Table 7.11 résume les incertitudes systématiques considérées dans l'analyse décrite dans cette thèse.

## 7.6 Analyse statistique

L'analyse présentée consiste à rechercher un excès d'événements de signal dans les données observées sous l'hypothèse d'une certaine prédiction. Dans le cas où les données sont significativement compatibles avec l'hypothèse *signal+bruits de fond*, une découverte d'un nouveau processus peut être annoncée (existence d'une théorie au-delà du Modèle Standard). Dans le cas où les données sont compatibles avec l'hypothèse *bruits de fond*, une limite sur la section efficace de production du signal est calculée à 95% de niveau de confiance.

TABLE 7.11 – Résumé des incertitudes systématiques en pourcentage. Les incertitudes sur le signal sont déterminées pour une hypothèse d’un boson  $W'_R$  de masse égale à 2 TeV. Les valeurs données sont exprimées en pourcentage. Les sources d’incertitude peuvent affecter à la fois le nombre total d’événements simulés et la forme de la distribution de la  $m_{tb}$ . Le symbole “F” représente les incertitudes affectant la forme de la distribution  $m_{tb}$  en plus du nombre d’événements. et le symbole “\*” indique que seuls les incertitudes affectant la forme de la distribution  $m_{tb}$  sont prises en compte. “L” représente les paramètres libres lors de l’ajustement, notamment les sections efficaces des processus  $t\bar{t}$  et  $W$ +jets. Les régions dont les incertitudes sont considérées non corrélées sont marquées par le symbole “D”. Les incertitudes liées à la reconstruction des jets, colonne “Jets”, inclut les incertitudes liées à la reconstruction de l’impulsion transverse manquante ( $E_T^{miss}$ ). Les incertitudes liées à l’extrapolation des nombres d’événements entre les régions à 2 jets et 3 jets sont aussi considérées (dernière colonne).

Processus	Norm.	Lumi.	$b$ -Tagging [F]	Jets [F]	Leptons	Modélisation [F]	2j/3j Extrapolation
$W'_R$ (2.0 TeV)	-	2.1	8–12	1– 4	1–2	-	-
$t\bar{t}$	L	-	2– 6	4– 8	1–2	0 [*]	-
$W$ +jets	L	-	6–15	2–12	1–3	0 [*]	20
$Z$ +jets	20	2.1	6–12	2– 9	1–3	-	-
Diboson	11	2.1	3–10	2– 8	1–2	-	-
top célibataire	6	2.1	2– 7	1– 4	1–2	6–22	-
Multijet	50 [D]	-	-	-	-	-	-

Les données sont ajustées à l’aide d’un modèle statistique pour les contributions de signal et/ou de bruit de fond attendues avec une approche par maximum de vraisemblance. La fonction de vraisemblance (*likelihood* en anglais) condense tous les détails d’une mesure en une seule équation traduisant le degré de compatibilité entre les données et une hypothèse.

La fonction de vraisemblance est définie comme suit

$$\mathcal{L}(\mu, \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{n_{bins}} \prod_{j=1}^{n_{canaux}} \text{Pois} \left( N_{ij} | \mu \cdot s_{ij}(\vec{\theta}) + b_{ij}(\vec{\theta}) \right), \quad (7.19)$$

$$\text{Pois} \left( N_{ij} | \mu \cdot s_{ij}(\vec{\theta}) + b_{ij}(\vec{\theta}) \right) = \frac{(\mu \cdot s_{ij}(\vec{\theta}) + b_{ij}(\vec{\theta}))^{N_{ij}}}{N_{ij}!} \exp \left( - (\mu \cdot s_{ij}(\vec{\theta}) + b_{ij}(\vec{\theta})) \right) \quad (7.20)$$

où  $\vec{\theta} = (\vec{\theta}^{sys}, \theta^{stat})$  représente les paramètres de nuisances composés par les incertitudes systématiques et statistique.  $s_{ij}$  ( $b_{ij}$ ) est le nombre d’événements de signal (bruit de fond) attendus dans chaque bin  $i$  de l’histogramme de la distribution  $m_{tb}$  et chaque canal  $j$ ,  $N_{ij}$  le nombre d’événements de données observés et  $n_{bins}$  le nombre total de bins.  $\mu$  est un paramètre multiplicatif appliqué au signal afin de tester l’accord possible entre la somme des prédictions et les données ( $\mu \cdot s + b$ ). Si  $\mu = 1$  la section efficace multipliée par le taux d’embranchement observée est le même que celui attendu.

Dans la fonction de la vraisemblance, la densité de probabilité des paramètres de nuisance pour chaque incertitude systématique  $k$  est une gaussienne de moyenne  $\theta_k = 0$  et d’écart-type  $\sigma_k = 1$  :

$$G(\theta_k^{sys}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left( -\frac{\theta_k^2}{2} \right) \quad (7.21)$$

L'incertitude statistique due au nombre limité d'événements générés par la simulation Monte-Carlo est prise en compte dans l'ajustement sous forme de paramètres de nuisance. Elle est calculée à l'aide de la fonction gamma  $\Gamma(\theta^{stat})$  dans chaque bin  $i$  et chaque canal  $j$ .

La fonction de vraisemblance prend en compte toutes les incertitudes statistiques et systématiques et peut être écrite sous la forme :

$$\mathcal{L}(\mu, \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^{n_{bins}} \prod_{j=1}^{n_{canaux}} \left[ \frac{(\mu \cdot s_{ij} + b_{ij})^{N_{ij}}}{N_{ij}!} e^{-(\mu \cdot s_{ij} + b_{ij})} \right] \cdot \Gamma(\theta_{ij}) \cdot \prod_{k=1}^{n_{nuis}} G(\theta_{ijk}) \quad (7.22)$$

où

$$b_{ij} = \sum_{k=1}^M b_{ijk}(\vec{\theta}) \quad M \text{ est le nombre de bruit de fond.}$$

Pour évaluer la compatibilité des données et des prédictions MC, un test statistique [187]

$$t_{\mu} = -2 \ln(\lambda(\mu)) = -2 \ln \left( \frac{\mathcal{L}(\mu, \hat{\theta})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta})} \right) \quad (7.23)$$

basé sur la fonction de vraisemblance est utilisé. Où  $\hat{\theta}$  est la valeur de  $\theta$  qui maximise l'équation 7.22 pour une valeur donnée de  $\mu$  tandis que  $\hat{\mu}$  et  $\hat{\theta}$  sont des valeurs respectives de  $\mu$  et  $\theta$  qui maximisent l'équation 7.22.

## 7.7 Résultats et interprétations

### 7.7.1 Ajustement aux (pseudo-)données

Afin de tester la présence d'excès dans les données, les distributions obtenues à partir des échantillons d'événements simulés de signaux et de bruits de fond sont ajustées aux pseudo-données (pré-ajustement) puis aux données (post-ajustement). Le pré-ajustement est fait en supposant que les données observées correspondent exactement à la prédiction du signal et du bruit de fond. Les incertitudes sont introduites dans la génération des pseudo-données en faisant fluctuer les prédictions des nombres d'événements de signal  $s_{ij}$  et des bruits de fond  $b_{ijk}$ , dans chaque bin  $i$  pour chaque canal  $j$ . L'ajustement est effectué par maximisation de vraisemblance tel que décrit dans la section 7.6, grâce aux algorithmes itératifs de minimisation numérique implémentés dans le module Minuit accessible à travers l'environnement RooFit [188-190]. Chaque sélection de région de signal est considérée simultanément comme une analyse indépendante, pour un total de huit régions : 2-jet 1-tag  $e(\mu)$ , 2-jet 2-tag  $e(\mu)$ , 3-jet 1-tag  $e(\mu)$ , 3-jet 2-tag  $e(\mu)$ . Les figures 7.19 présentent les paramètres de nuisance rangés par ordre d'importance ainsi que leur impact attendu (pseudo-données) et observé sur la force du signal ( $\hat{\mu}$ ) pour une masse  $m_{W'} = 2$  TeV. Les paramètres de nuisance correspondant aux incertitudes statistiques MC ne sont pas pris en compte sur ces figures. Les valeurs de normalisation des bruits de fond  $t\bar{t}$  et  $W$ +jets sont des paramètres libres lors de l'ajustement. Les nombres d'événements de  $t\bar{t}$  et de  $W$ +jets ajustés dans les données observées par rapport aux nombres d'événements attendus conduisent respectivement aux valeurs de normalisation égales à  $0.98 \pm 0.04$  et  $0.78 \pm 0.19$ . Les valeurs obtenues sont en accord satisfaisant avec 1, les différences étant contenues dans les incertitudes. Le cas de la normalisation de  $W$ +jets est peut-être celui où l'accord est le moins bon. Ceci peut être expliqué par la présence de saveurs lourdes dans un espace de phase non standard. Les incertitudes les plus dominantes (figure 7.19(b)) proviennent de la modélisation de  $t\bar{t}$ , de l'étalonnage des jets de  $b$  et de la normalisation de  $W$ +jets.

Le nombre d'événements dans chaque canal est présenté dans les tableaux 7.12 et 7.13. Ces nombres ne sont

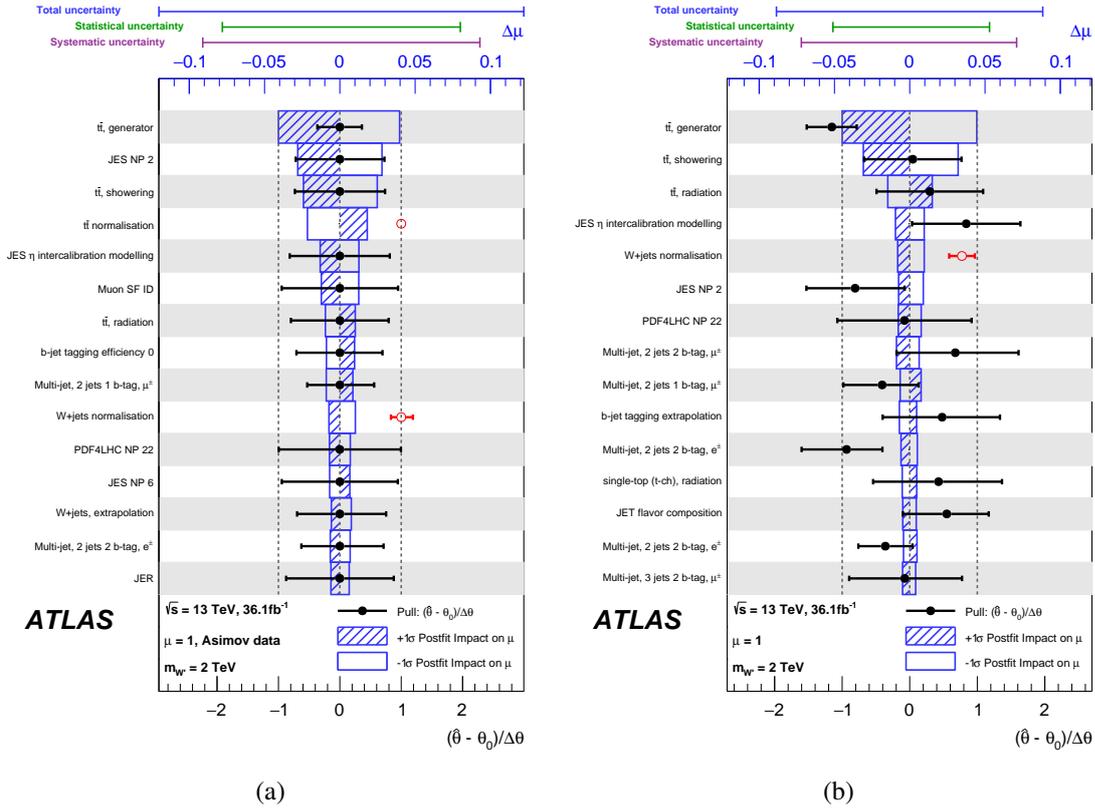


FIGURE 7.19 – Impact attendu (a) et observé (b) des incertitudes systématiques sur la force du signal ( $\hat{\mu}$ ). Les paramètres de nuisance sont classés dans l'ordre décroissant de leur impact sur  $\hat{\mu}$ . Les paramètres de nuisance correspondant aux incertitudes statistiques MC ne sont pas pris en compte ici. Les bandes bleues correspondent aux impacts de chaque source d'incertitude après ajustement. Les points noirs représentent  $(\hat{\theta} - \theta_0)/\Delta\theta$ , les valeurs des paramètres décalés et mis à l'échelle après ajustement, tandis que les barres d'erreur représentent les erreurs sur le paramètre d'ajustement après ajustement. Les points rouges donnent la valeur de normalisation ajustée sur les bruits de fond  $t\bar{t}$  et les jets  $W$ +jets laissée libre lors de l'ajustement. L'hypothèse de masse de signal considérée est  $m_{W_R} = 2.0 \text{ TeV}$ . Les incertitudes sur la modélisation de bruit de fond  $t\bar{t}$  et sur la normalisation de bruit de fond multijet sont indiquées par des cercles rouges. "JES" et "JER" correspondent respectivement à l'incertitude relative à l'échelle en énergie des jets et à leur résolution.

pas utilisés directement mais séparés dans des bins pour plusieurs régions. Le regroupement de bins pour la distribution  $m_{t\bar{b}}$  est choisi de façon optimale pour améliorer la sensibilité tout en minimisant les fluctuations statistiques et la largeur de chaque bin est adaptée à partir d'une fonction de résolution qui représente la largeur du pic de la masse reconstruite pour chaque échantillon de signal de boson  $W'_R$  considéré. De plus, les paramètres de nuisance sont aussi réduits en utilisant une méthode appelée *pruning* qui consiste à retirer ceux faisant varier de moins de 2% la valeur centrale. Les distributions  $m_{t\bar{b}}$  dans tous les régions de signal, sont montrées afin d'illustrer la sensibilité de chacune de ces régions. Les figures 7.20 et 7.21 montrent la comparaison entre les données observées et les prédictions de bruit de fond en fonction de la masse invariante  $m_{t\bar{b}}$  après les sélections des régions de signal à 1 et 2 tag respectivement comme définies dans le tableau 7.7. Un signal hypothétique de masse  $m_{W'_R} = 2.0$  TeV est aussi montré en pointillés. L'incertitude sur les figures représente les paramètres de nuisance dans l'ajustement des données. La comparaison entre les données observées et les prédictions de bruit de fond suggère donc l'absence d'événements provenant de processus non prévus par le MS.

L'absence d'excès dans les données est alors interprétée en matière de limites d'exclusion sur la section efficace de production ainsi que sur les couplages effectifs du boson  $W'_R$  aux fermions.

TABLE 7.12 – Nombres d'événements de données observés et nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans les régions de signal 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements de bruit de fond représentés sont obtenus après l'ajustement.

	2-jet 1-tag ( $e^\pm$ )		2-jet 1-tag ( $\mu^\pm$ )		3-jet 1-tag ( $e^\pm$ )		3-jet 1-tag ( $\mu^\pm$ )	
$W'_R$ (1.0 TeV)	1 517	$\pm 32$	2 030	$\pm 40$	1 159	$\pm 31$	1 665	$\pm 35$
$W'_R$ (2.0 TeV)	83.4	$\pm 1.7$	132.9	$\pm 2.1$	105.0	$\pm 1.9$	167.4	$\pm 2.2$
$W'_R$ (3.0 TeV)	4.7	$\pm 0.1$	10.4	$\pm 0.2$	7.0	$\pm 0.2$	15.7	$\pm 0.2$
$W'_R$ (4.0 TeV)	0.43	$\pm 0.01$	1.01	$\pm 0.02$	0.64	$\pm 0.02$	1.62	$\pm 0.03$
$W'_R$ (5.0 TeV)	0.076	$\pm 0.002$	0.153	$\pm 0.003$	0.096	$\pm 0.003$	0.232	$\pm 0.004$
$t\bar{t}$	1 112	$\pm 23$	1 505	$\pm 28$	3 220	$\pm 50$	4 090	$\pm 70$
Top quark célibataire	472	$\pm 20$	657	$\pm 25$	482	$\pm 21$	624	$\pm 24$
W+jets	520	$\pm 50$	1 280	$\pm 120$	550	$\pm 40$	1 130	$\pm 90$
Multijets	358	$\pm 35$	630	$\pm 100$	196	$\pm 20$	390	$\pm 60$
Z+jets, diboson	129	$\pm 14$	211	$\pm 19$	128	$\pm 12$	242	$\pm 20$
Total background	2 590	$\pm 60$	4 290	$\pm 160$	4 580	$\pm 70$	6 470	$\pm 130$
Data	2 622		4 260		4 555		6 433	

## 7.7.2 Limites d'exclusion sur la section efficace de production du boson $W'_R$

Etant donné qu'aucun excès significatif n'a été observé, les distributions  $m_{t\bar{b}}$  dans les 8 régions de signal sont combinées dans une analyse statistique afin d'extraire des limites d'exclusion sur les sections efficaces de la production  $pp \rightarrow W'_R \rightarrow t\bar{b}$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$ . Ces limites sont placées à partir d'un test statistique employant la méthode des CLs [191], se basant sur l'utilisation d'un rapport de fonctions de vraisemblance [192].

Les limites d'exclusion observées et attendues à 95% CL sur la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W')$  multipliée par le taux d'embranchement  $B(W' \rightarrow t\bar{b})$  sont représentées à la figure 7.22 en fonction de la masse du boson  $W'_R$ . Ces limites d'exclusion obtenues sont calculées en tenant compte de l'ensemble des incertitudes statistiques et systématiques. Les limites d'exclusion varient entre 4.9 pb et  $2.9 \times 10^{-2}$  pb pour les masses de bosons  $W'_R$  de 0.5 TeV à 5 TeV. L'existence de bosons  $W'_R$  de masse inférieure à 3.15 TeV est exclue pour le modèle de référence en supposant que la constante de couplage du boson  $W'_R, g'$ , est égal à celle du Modèle Standard  $g$ .

Il est intéressant de combiner les contraintes obtenues sur les sections efficaces de production du boson  $W'_R$  à celles

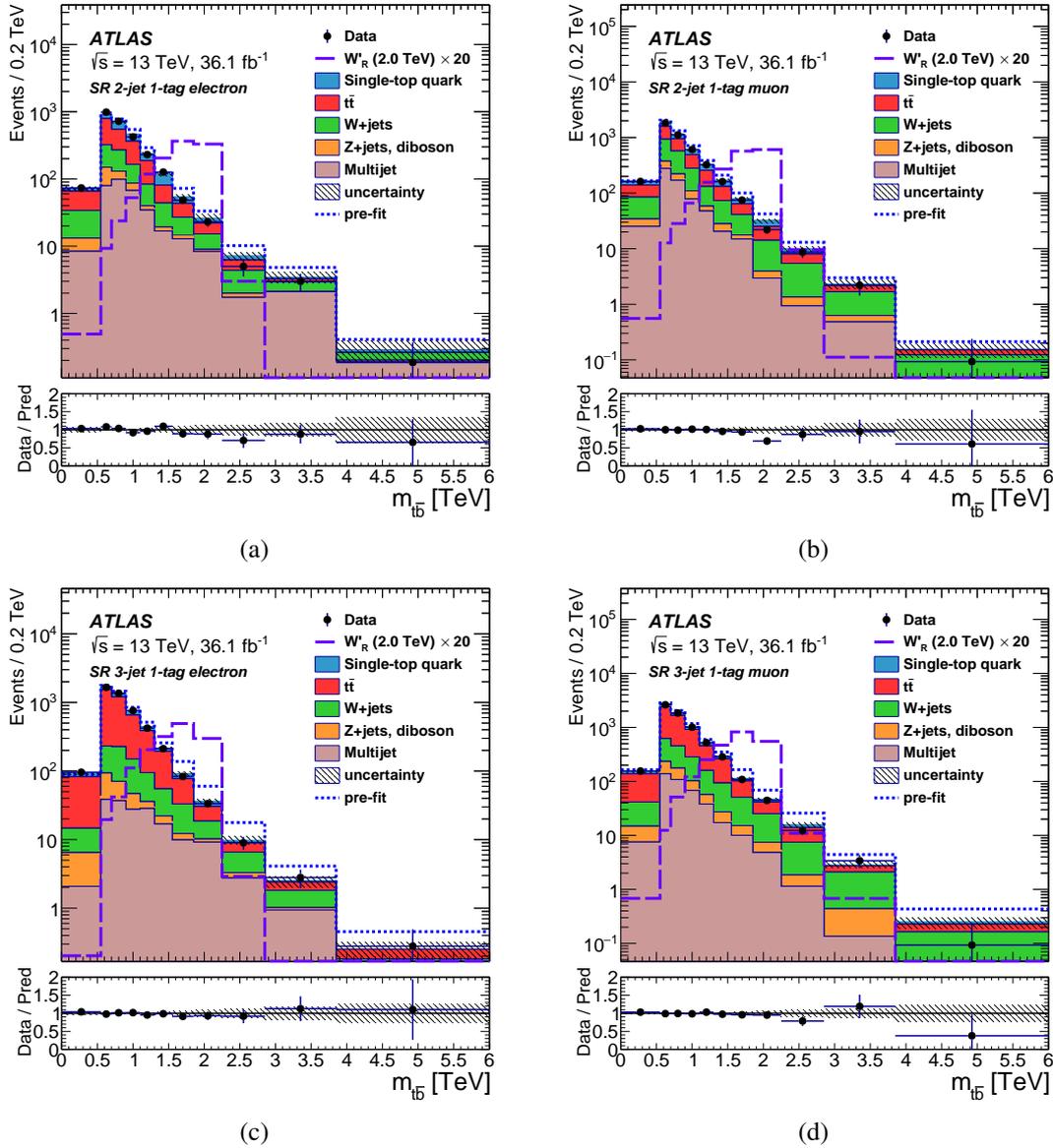


FIGURE 7.20 – Distributions  $m_{l\bar{b}}$  après ajustement de la masse reconstruite du candidat boson  $W'_R$  dans les régions de signal : (a) 2 jets 1 tag  $e$ , (b) 2 jets 1 tag  $\mu$ , (c) 3 jets 1 tag  $e$ , (d) 3 jets 1 tag  $\mu$ . Une contribution de signal attendue correspondant à une masse d'un boson  $W'_R$  de 2.0 TeV multipliée par un facteur 20 est montrée. La ligne *pre-fit* représente la prédiction de bruits de fond avant l'ajustement. Les bandes d'incertitude incluent toutes les incertitudes systématiques et statistiques. La différence entre les nombres d'événements issus des données et de simulation MC est représentée par un rapport dans la partie inférieure de chaque figure, les barres d'erreur sur les points de données correspondant à l'incertitude de Poisson appliquée aux données [1].

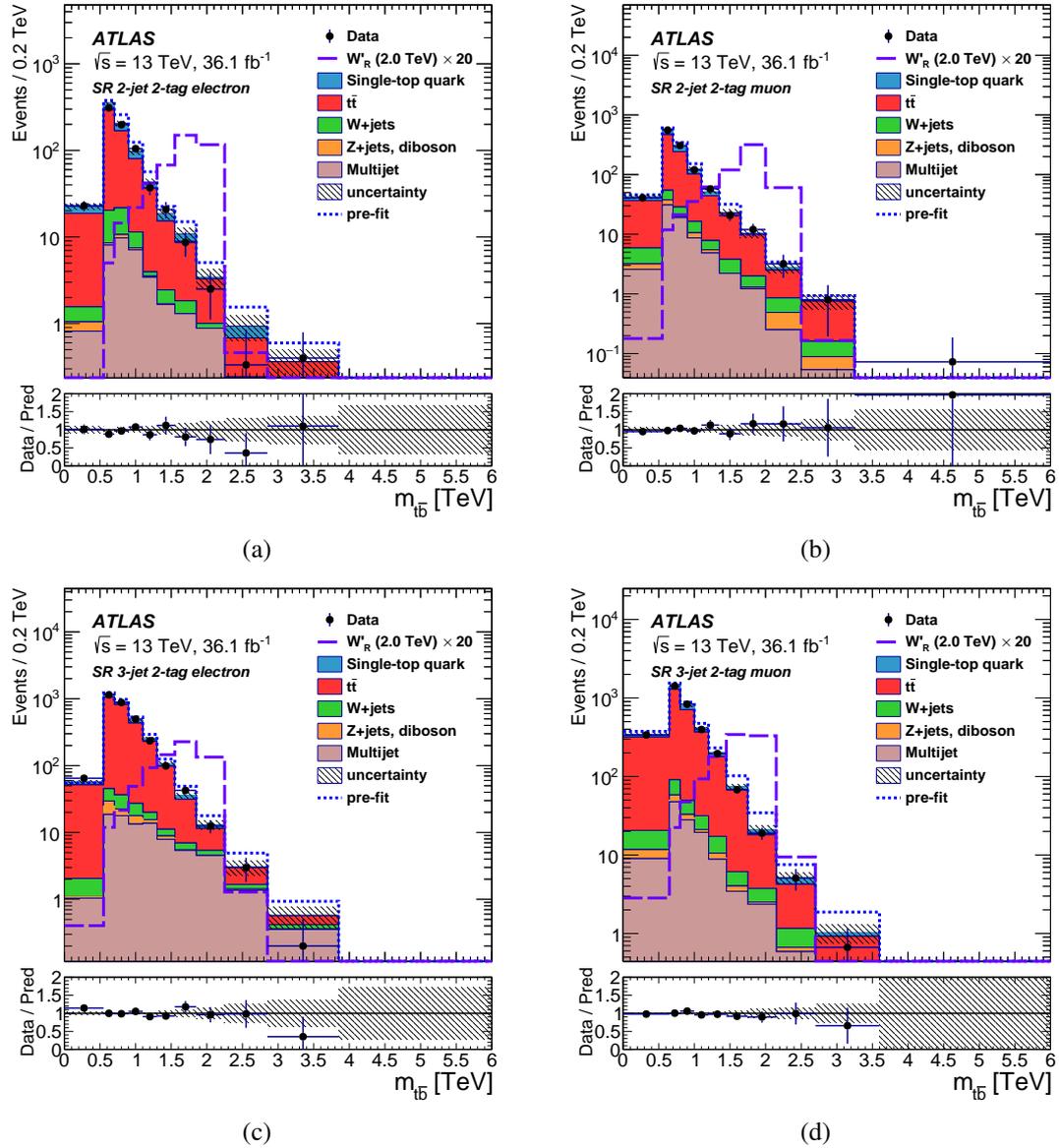


FIGURE 7.21 – Distributions  $m_{t\bar{b}}$  après ajustement de la masse reconstruite du candidat boson  $W'_R$  dans les régions de signal : (a) 2 jets 2 tag  $e$ , (b) 2 jets 2 tag  $\mu$ , (c) 3 jets 2 tag  $e$ , (d) 3 jets 2 tag  $\mu$ . Une contribution de signal attendue correspondant à une masse d'un boson  $W'_R$  de 2.0 TeV multipliée par un facteur 20 est montrée. La ligne *pre-fit* représente la prédiction de bruits de fond avant l'ajustement. Les bandes d'incertitude incluent toutes les incertitudes systématiques et statistiques. La différence entre les nombres d'événements issus des données et de simulation MC est représentée par un rapport dans la partie inférieure de chaque figure, les barres d'erreur sur les points de données correspondant à l'incertitude de Poisson appliquée aux données [1].

TABLE 7.13 – Nombres d'événements de données observés et nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans les régions de signal 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements de bruit de fond représentés sont obtenus après l'ajustement.

	2-jet 2-tag ( $e^\pm$ )		2-jet 2-tag ( $\mu^\pm$ )		3-jet 2-tag ( $e^\pm$ )		3-jet 2-tag ( $\mu^\pm$ )	
$W'_R$ (1.0 TeV)	1 584	$\pm 35$	2 060	$\pm 40$	1 241	$\pm 30$	1 749	$\pm 34$
$W'_R$ (2.0 TeV)	33.5	$\pm 1.0$	55.5	$\pm 1.2$	51.6	$\pm 1.2$	84.3	$\pm 1.5$
$W'_R$ (3.0 TeV)	1.4	$\pm 0.1$	2.6	$\pm 0.1$	2.5	$\pm 0.1$	5.1	$\pm 0.1$
$W'_R$ (4.0 TeV)	0.131	$\pm 0.007$	0.25	$\pm 0.01$	0.21	$\pm 0.01$	0.46	$\pm 0.01$
$W'_R$ (5.0 TeV)	0.035	$\pm 0.002$	0.053	$\pm 0.002$	0.044	$\pm 0.002$	0.080	$\pm 0.002$
$t\bar{t}$	536	$\pm 14$	789	$\pm 16$	2 459	$\pm 31$	3 200	$\pm 40$
Top quark célibataire	121	$\pm 6$	176	$\pm 10$	235	$\pm 12$	347	$\pm 17$
$W$ +jets	28	$\pm 6$	42	$\pm 4.0$	50	$\pm 5$	97	$\pm 9$
Multijets	36	$\pm 6$	71	$\pm 13$	95	$\pm 11$	135	$\pm 22$
$Z$ +jets, diboson	2.5	$\pm 0.4$	11.5	$\pm 1.3$	21.2	$\pm 2.1$	26.9	$\pm 2.3$
Total background	723	$\pm 16$	1 088	$\pm 21$	2 859	$\pm 33$	3 810	$\pm 50$
Data	683		1 091		2 869		3 797	

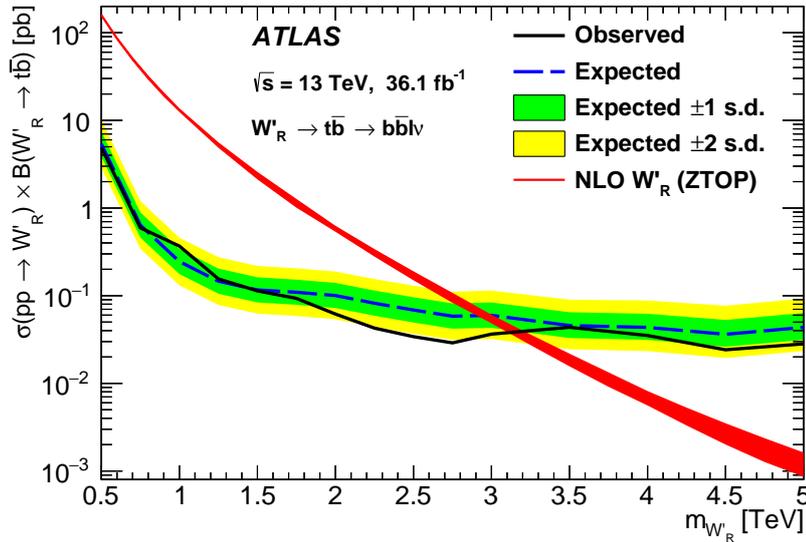


FIGURE 7.22 – Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement  $W' \rightarrow t\bar{b}$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$ , en supposant  $g'/g = 1$ . La ligne continue correspond à la limite observée, tandis que la courbe pointillée à la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP, et sa largeur qui correspondent aux variations dues à l'incertitude d'échelle et de PDF, sont également présentées (en rouge) [1].

obtenues par une autre analyse recherchant le boson  $W'_R$  dans l'état final hadronique ( $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'$ ) [193]. Cette analyse exploite les données correspondant à la même période de collecte de données que l'analyse présentée ici. Comme ces deux analyses sont complémentaires et utilisent des sélections d'événements orthogonales, la sensibilité du signal de bosons  $W'_R \rightarrow t\bar{b}$  peut être obtenue via leur combinaison statistique. La simulation du signal a été produite de la même manière pour les deux analyses, et la simulation des bruits de fond communs est obtenue avec des outils identiques ou similaires. L'analyse en états finals hadroniques

est dominé par le bruit de fond multi-jets. Ce dernier est estimé par une méthode basé sur des données. La contribution d'autres bruits de fond, notamment  $t\bar{t}$  et des quarks top célibataires est commune aux deux analyses, et par conséquent toutes les incertitudes systématiques liées aux méthodes de reconstruction ou de sélection sont traitées comme entièrement corrélées. La figure 7.23 montre les limites attendues et observées en fonction de la masse du boson  $W'_R$ , en combinant les deux analyses. Les limites attendues issues de la combinaison sont similaires au-dessus d'une masse de 2 TeV, en dessous l'analyse hadronique est limité par l'inefficacité des seuils de déclenchement pour de faibles masses. Au final, les limites attendues sur la section efficace multipliées par le taux d'embranchement s'améliorent d'environ 35% au-delà de 1 TeV. Le résultat de la combinaison exclut l'existence de bosons  $W'_R$  de masse inférieure à 3.25 TeV.

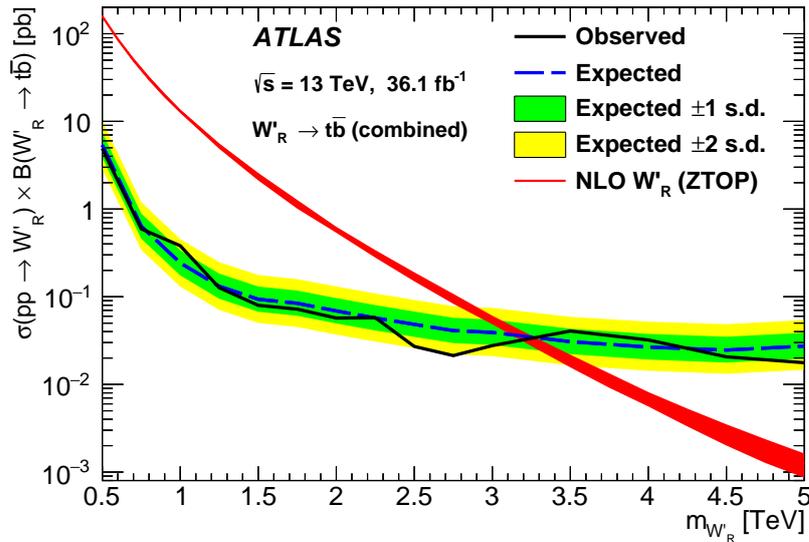


FIGURE 7.23 – Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement  $W' \rightarrow t\bar{b}$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$  tenant compte des désintégrations leptonique et hadronique combinées, en supposant  $g'/g = 1$ . La ligne continue correspond à la limite observée, tandis que la courbe pointillée à la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP, et sa largeur qui correspondent aux variations dues à l'incertitude d'échelle et de PDF, sont également présentées (en rouge) [1].

### 7.7.3 Limites d'exclusion sur le rapport de constantes de couplage $g'/g$

Les limites sur le rapport de constantes de couplage  $g'/g$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$  sont déduites à partir des limites sur la section efficace obtenues dans la section 7.7.2 (en états finals leptoniques). Des limites peuvent également être définies pour  $1 < g'/g < 5$ , région dans laquelle la théorie reste perturbative. La section efficace du boson  $W'_R$  dépend de la constante de couplage  $g'$ . Les échantillons de signal spécifiques, obtenus par la méthode de pondération décrite dans la section 7.1.3 sont utilisés. Ils permettent de prendre en compte les différences de cinématique et de largeur de la résonance. La figure 7.24 montre les valeurs exclues. espace de paramètre en fonction de la masse de résonance  $W'_R$ , l'effet de l'augmentation de la largeur de  $W'_R$  pour les valeurs de couplage de  $g'/g > 1$  étant inclus pour l'acceptation du signal et les distributions différentielles. La limite la plus basse (attendue) observée pour  $g'/g$ , obtenue pour une masse de boson  $W'_R$  de 0.75 TeV, est de 0.13 (0.13).

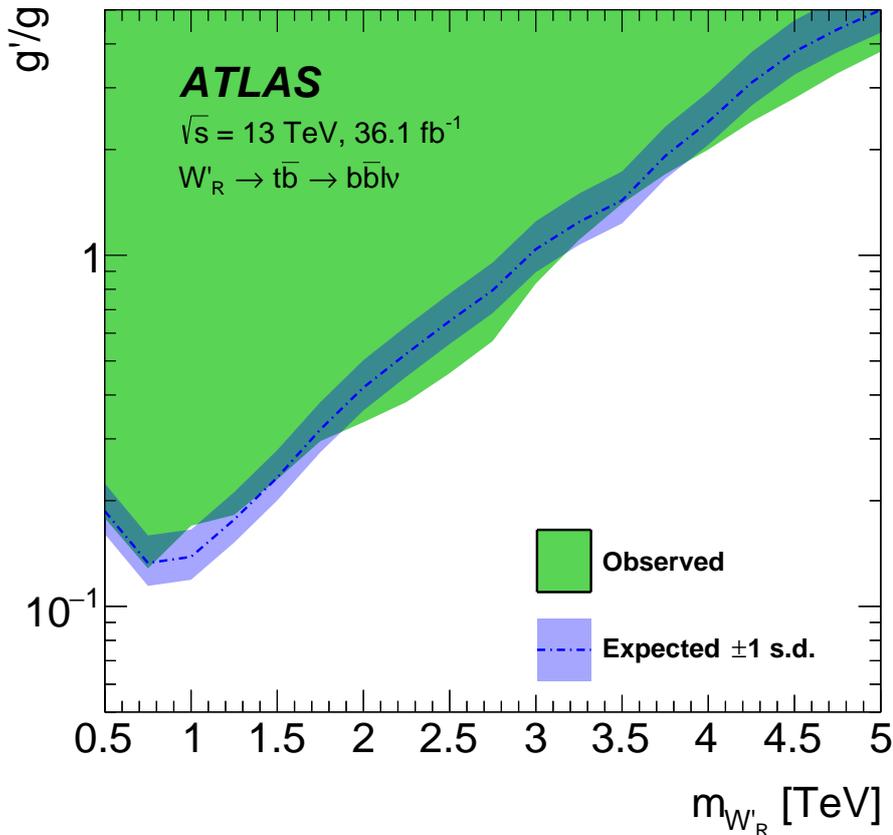


FIGURE 7.24 – Limites d’exclusion observée et attendue à 95% sur le rapport  $g'/g$ , en fonction de la masse du boson  $W'_R$ . La zone colorée correspond à la limite observée tandis que la ligne en pointillés correspond à la limite attendue. Les bandes d’erreur sur la limite attendue représentent un écart-type d’incertitude [1].

## 7.8 Conclusion

Le but de cette thèse était la recherche d’un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans un état final avec un lepton chargé, un neutrino et deux quarks  $b$  avec le détecteur ATLAS. L’analyse présentée dans ce chapitre est basée sur les données 2015 et 2016 ( $36.1 \text{ fb}^{-1}$ ) produites par le LHC à 13 TeV. Des échantillons de signal ont été générés pour des bosons  $W'_R$  avec un couplage effectif ( $g'_R = g$  et  $g'_L = 0$ ), pour les hypothèses de masse allant de 0.5 TeV à 5 TeV. Une méthode de pondération a été développée pour produire d’autres échantillons de signal avec  $g'_R \neq g$ . Des processus de bruits de fond de physique furent aussi simulés suivant leur modèle théorique respectif, excepté le processus multi-jets qui, lui, est estimé par la méthode dite de la matrice. Deux types de régions ont été définis : la région de signal, région dans laquelle on cherche notre boson  $W'$  et les régions de validation pour contrôler la modélisation des bruits de fond plus importants de cette analyse. La reconstruction du quark top et l’identification des jets de  $b$  nous ont permis de reconstruire la masse invariante  $m_{t\bar{b}}$ , utilisée par la suite comme discriminant entre le signal et les bruits de fond. L’ajustement des prédictions aux données utilise les distributions de  $m_{t\bar{b}}$  dans les huit régions de signal combinées et tient en compte différentes systématiques. Aucun excès significatif n’a été observé dans les données après cette ajustement.

L'analyse statistique utilisée nous a permis de mettre des limites, à 95% de niveau de confiance, sur la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W')$  multipliée par le taux d'embranchement  $B(W' \rightarrow t\bar{b})$ , en supposant un rapport de couplage  $g'_R/g = 1$ . Des masses inférieures à 3.15 TeV sont exclues pour des bosons  $W'_R$ . Les limites d'exclusion les plus basses observées sur le rapport des couplages  $g'_R/g = 0.13$  pour la recherche de bosons  $W'$ , furent obtenues pour une masse de boson  $W'$  de 0.75 TeV. L'analyse présentée dans cette thèse a apporté des améliorations par rapport à l'analyse réalisée à 8 TeV avec les données d'ATLAS, qui avait permis d'exclure des masses inférieures à 1.92 TeV [170]. La combinaison des canaux hadronique ( $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow qq'b\bar{b}$ ) et leptonique ( $W'_R \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ ) a montré qu'on peut pousser les limites, excluant des masses inférieures à 3.25 TeV pour des bosons  $W'_R$ .

# Conclusions générales et perspectives

---

Le contenu de cette thèse est centré sur deux travaux principaux : l'amélioration du calorimètre hadronique pour la prise de données au LHC à haute luminosité (HL-LHC) prévu après 2025 et la recherche d'un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans un état final avec un lepton chargé, un neutrino et deux quarks  $b$  avec le détecteur ATLAS.

## Amélioration du calorimètre hadronique pour le HL-LHC

Le calorimètre hadronique à tuiles (TileCal) est l'un des sous-détecteurs d'ATLAS conçu pour mesurer l'énergie déposée par des hadrons. Le passage d'un hadron au travers le milieu absorbeur en acier, initie une gerbe hadronique venant exciter le milieu actif constitué de tuiles scintillantes produisant de la lumière. Le signal lumineux est ensuite transmis par des fibres optiques à des photomultiplicateurs (PM), qui convertissent la lumière en signaux électriques dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie de la particule. Les signaux à la sortie des PM sont rapides par rapport à l'horloge du LHC et par conséquent nécessitent une amplification et une mise en forme avant d'être convertis en un signal numérique. Toutes ces fonctionnalités se trouvent dans l'électronique frontale du TileCal. Au cours de ces dernières années, la collaboration ATLAS a investi dans les changements nécessaires pour améliorer le détecteur face aux conditions extrêmes de prise de données prévues pour 2026 au HL-LHC. L'objectif est de pousser les performances du LHC à leur maximum pour augmenter le potentiel de découverte après 2025, en augmentant la luminosité d'un facteur 10 par rapport à sa valeur nominale. Augmenter la luminosité permet de produire une grande quantité de données pour étudier les processus physiques connus en détail et observer de nouveaux phénomènes très rares qui pourraient se manifester. Compte tenu du taux de collisions attendu au HL-LHC et du vieillissement de certains des composants du calorimètre hadronique d'ATLAS, l'électronique frontale doit être remplacée. J'ai contribué personnellement à la simulation dans l'environnement logiciel d'ATLAS d'un composant ASIC de l'électronique frontale appelé *FATALIC*, conçu au Laboratoire de Physique de Clermont (LPC) pour le HL-LHC. Cette contribution a abouti à une note interne [194] à la collaboration ATLAS que j'ai rédigée et une publication [195] dans laquelle figure une partie de mon travail. Les résultats de cette simulation montrent une détérioration de la résolution de l'énergie reconstruite (au niveau d'une cellule) de l'ordre environ 55% dans les conditions maximales du HL-LHC ( $\mu \geq 200$ ). Hormis ces conditions maximales, la résolution observée est raisonnable au niveau d'une cellule.

*FATALIC* a également été testé avec un faisceau d'électrons, de pions et de muons d'énergies comprises entre 20 et 100 GeV. *FATALIC* a su montrer d'excellentes performances sur la reconstruction des signaux de physique (signaux rapides) comme on peut le voir sur la figure 7.25. Cependant, le bruit de l'intégrateur des signaux d'étalonnage (signaux lents) est supérieur à la précision requise.

Ce fût la raison pour laquelle le projet *FATALIC* n'a pas été retenu. Le projet *FATALIC* a été arrêté et l'équipe ATLAS du LPC s'occupe maintenant de la production et de la validation de nouvelles cartes de lecture (option retenue) pour le HL-LHC.

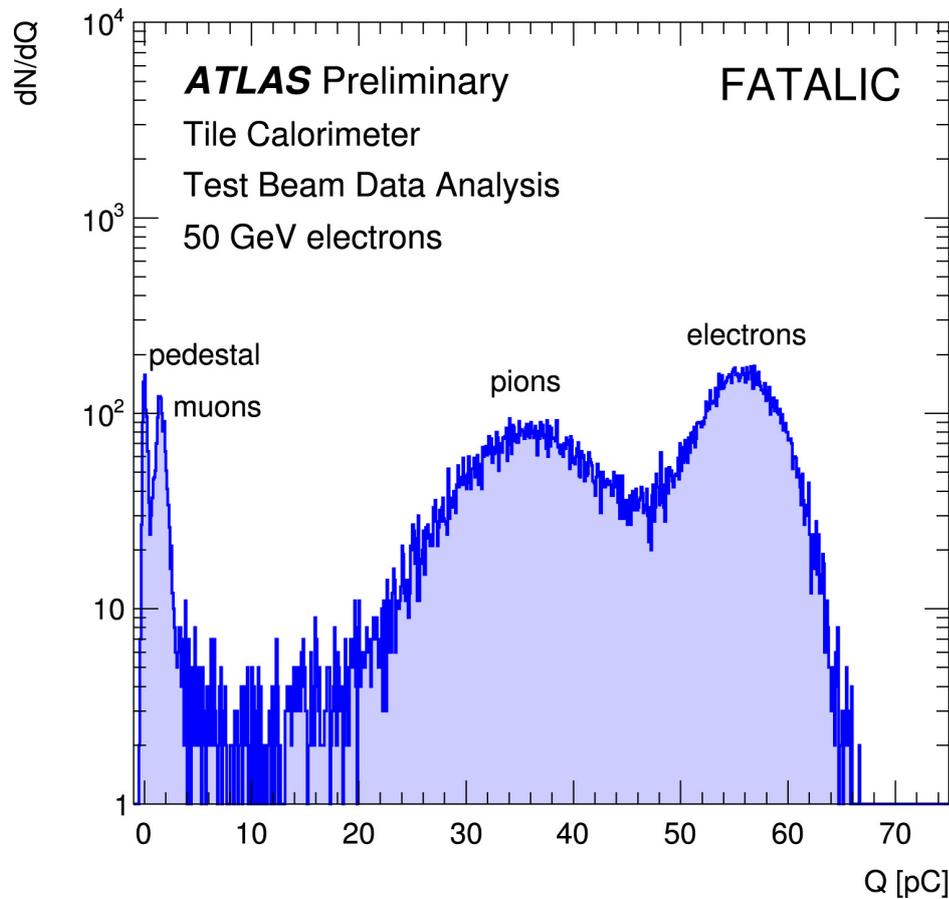


FIGURE 7.25 – Distribution de l'énergie mesurée par FATALIC à partir des données de tests en faisceau d'électrons de 50 GeV au CERN [195]. Le bruit électronique (piédestal) est bien séparé du plus petit signal venant des muons.

## Recherche d'un boson $W'$ se désintégrant en quark top et quark $b$

Afin de donner le contexte théorique, le Modèle Standard a été présenté comme une théorie solide pour la description des interactions entre particules fondamentales. Plusieurs observations, telles que la matière noire, la gravitation, nous laissent penser que le Modèle Standard serait une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Le boson  $W'$  recherché dans cette thèse apparaît dans de nombreuses théories qui essaient de compléter le Modèle Standard, par exemple le modèle symétrique gauche-droite, Little Higgs, etc. La recherche expérimentale d'un boson  $W'$  se désintégrant en un quark top et un quark  $b$  dans un état final avec un lepton chargé, un neutrino et deux quarks  $b$  est l'un des travaux réalisés au cours de cette thèse. Les données utilisées ont été produites au LHC à 13 TeV et collectées par le détecteur ATLAS entre 2015 et 2016 correspondant à  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . Des bosons  $W'_R$ , se couplant aux fermions de chiralité droite, ont été recherchés pour une hypothèse de masse allant de 0.5 TeV à 5 TeV et en supposant que la constante de couplage du boson  $W'_R$ ,  $g'$ , est égale à celle du Modèle Standard  $g$ . Aucun excès significatif n'a été observé dans les données par rapport aux prédictions. Des limites, à 95% de niveau de confiance, ont été mises sur la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow W')$  multipliée par le taux d'embranchement  $B(W' \rightarrow t\bar{b})$ . Ces limites excluent des masses inférieures à 3.15 TeV pour des bosons  $W'_R$  dans le canal  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$ , et 3.25 TeV dans les canaux  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu b\bar{b}$  et  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow q\bar{q}' b\bar{b}$ .

combinés. Tous ces résultats font l'objet d'une publication [1]. Ma contribution principale à cette analyse a été de calculer les incertitudes systématiques dues aux différentes performances des générateurs d'évènements utilisés en simulation. Afin de pouvoir mettre des limites sur le couplage du boson  $W'$  aux fermions, j'ai développé une méthode permettant de produire des échantillons de signal pour différents couplages. Cette méthode a été présentée dans la section 7.1.3. J'ai également contribué à l'optimisation de cette analyse.

Afin de compléter et d'améliorer cette analyse, certains points sont discutés dans la suite.

- L'analyse sur la recherche des bosons  $W'_R$  a été réalisée avec les données enregistrées par le détecteur ATLAS entre 2015 et 2016, correspondant à  $36.1 \text{ fb}^{-1}$ . Cette analyse pourrait être reproduite avec la totalité des données enregistrées au Run 2 (2015-2018) par le détecteur ATLAS, soit  $139 \text{ fb}^{-1}$ . L'augmentation de luminosité et/ou d'énergie dans le centre de masse (Run 3, HL-LHC) pourrait apporter d'améliorations à cette analyse. À titre d'exemple, une étude projective de cette analyse au HL-LHC, montre qu'on pourrait mettre des limites (en cas de non découverte) et ainsi exclure des masses inférieures à 5 TeV. La figure 7.26 montre la limite attendue en fonction de la masse du boson  $W'_R$  au HL-LHC. Tous les bruits de fond, sauf multi-jets, et les incertitudes sont considérés.

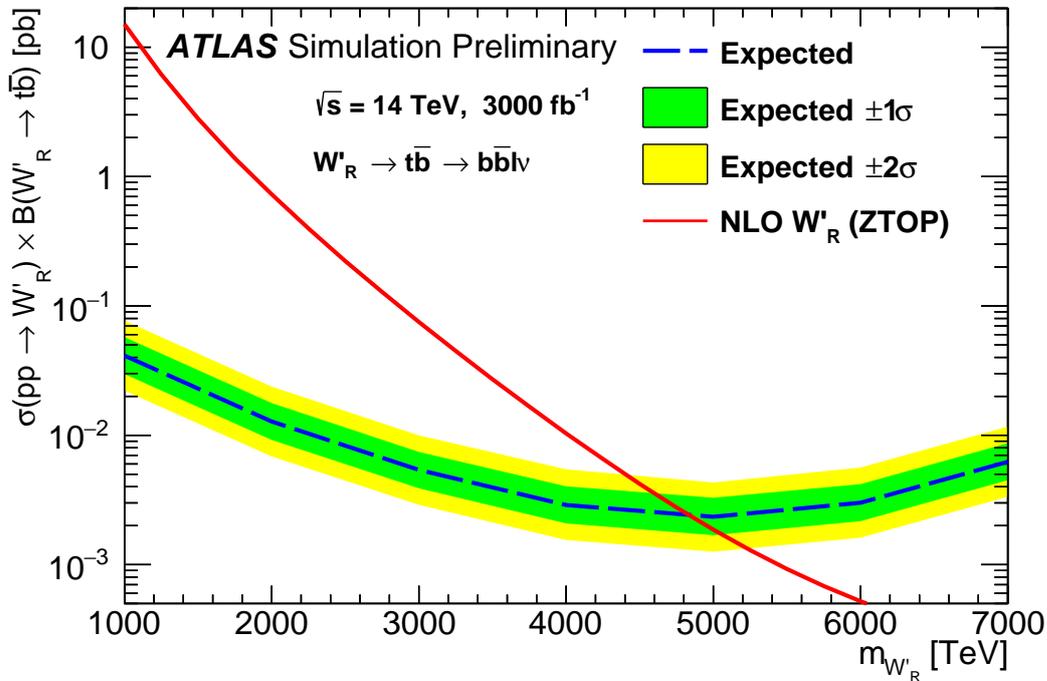


FIGURE 7.26 – Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement  $W' \rightarrow t\bar{b}$  en fonction de la masse du boson  $W'_R$ , en supposant  $g'/g = 1$  [196]. La courbe pointillée est la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP sont également présentées en rouge.

- La recherche des bosons  $W'_L$  n'a pas pu être publiée car elle nécessite des soins particuliers comparée à la recherche des bosons  $W'_R$ . Cette étude viendrait compléter l'analyse présentée dans cette thèse, où le boson  $W'$  se couple soit à des fermions de chiralité droite, soit à des fermions de chiralité gauche. Dans la recherche des bosons  $W'_L$ , le processus  $pp \rightarrow W'_L \rightarrow t\bar{b}$  entre en interférence avec le

processus de production du quark top célibataire en voie  $s$  :  $pp \rightarrow W \rightarrow t\bar{b}$ . Ce qui fait intervenir un terme d'interférence dans la section efficace totale. De plus, ce terme d'interférence peut être négatif (interférence destructive) ou positif (interférence constructive). Cet effet doit être pris en compte dans l'analyse statistique. J'ai contribué à cette partie en développant une méthode permettant de prendre en compte l'effet d'interférence destructive, décrite dans la section 7.1.3.

- La figure 7.17 vue dans le chapitre 7 illustre l'efficacité de la sélection du signal. La perte d'efficacité de sélection observée dans le canal électron nécessite également une attention si on veut améliorer cette analyse. Une des pistes à suivre est l'amélioration des critères d'isolation des électrons décrits dans la section 4.3.3. Une autre piste serait d'optimiser la sélection de notre signal. Un autre aspect, qui affecte le canal électron, est la présence de bruit de fond multi-jets. Ce bruit de fond nous amène à utiliser des sélections plus sévères dans le canal électron. De plus, la méthode employée pour estimer le bruit de fond multi-jets est très complexe dans l'analyse statistique. Explorer d'autres méthodes pourrait apporter d'améliorations à l'analyse. Il serait aussi envisageable d'étendre la recherche à de basses masses (boson  $W'$  de masse inférieure à 500 GeV).
- La figure 7.17 nous donne une information supplémentaire sur les limitations de l'analyse. L'efficacité de sélection du signal décroît lorsqu'on applique les critères d'identification des jets de  $b$ . Cette décroissance est beaucoup plus importante quand on monte en masse pour le boson  $W'_R$  (effet de boost). Dans le chapitre 5, on a vu que l'efficacité à identifier les jets de  $b$  dépend des variables utilisées pour maximiser la séparation des saveurs des jets, de la méthode multivariée qui exploite ces variables et des jets utilisés pendant l'entraînement, appelés jets d'entraînement. Cette perte d'efficacité peut provenir des jets d'entraînement, issus d'un échantillon d'événements  $t\bar{t}$ . Si les quarks top sont boostés, leurs produits de désintégration deviennent très proches les uns des autres, comme on peut le voir sur la figure 7.27, et leurs signatures dans le détecteur interne mais aussi dans les calorimètres pourraient avoir un chevauchement significatif. Ceci implique le rapprochement des traces les unes par rapport aux autres. Par conséquent, les variables basées sur les traces et les vertex secondaires perdent leur pouvoir de séparation exploité pour identifier les jets de  $b$ .

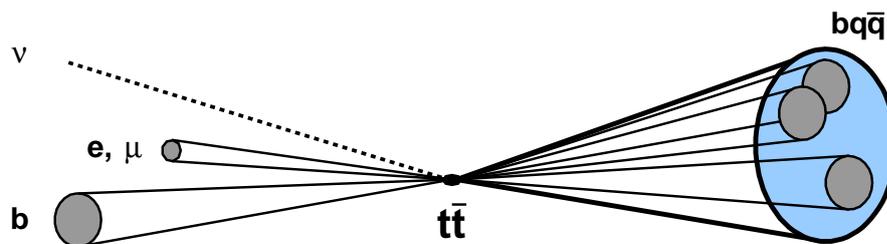


FIGURE 7.27 – Diagramme illustrant la désintégration du top et de l'anti-top dans le processus  $t\bar{t}$ , l'état final contient des leptons et des jets. Les produits de désintégration des événements leptoniques et hadroniques sont très proches les uns des autres [197].

Une solution développée au sein de la collaboration ATLAS est d'utiliser, lors de l'entraînement, un échantillon hybride où les jets de bas  $p_T$  ( $<250$  GeV) proviennent d'événements  $t\bar{t}$  et les jets de haut  $p_T$  d'événements  $Z' \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, l\bar{l}$ . Les détails sont dans la référence [198, 199].

Le problème d'identification de jets de  $b$  de haut  $p_T$  m'a poussé à tenter d'exploiter les jets issus d'événements  $W'_R \rightarrow t\bar{b}$  pour deux raisons. D'une part les jets initiés par les quarks top et  $b$  issus du boson  $W'$  sont de haut  $p_T$ . D'autre part l'échantillon d'événements  $W'_R \rightarrow t\bar{b}$  contient deux populations de jets de  $b$  : les jets initiés par le quark  $b$  issu du boson  $W'$  et ceux initiés par le quark  $b$  provenant de la désintégration du quark top. Afin d'avoir une population de jets de  $c$  et jets légers, le processus  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\bar{b}$  a été considéré. Les informations contenues dans l'échantillon utilisé ne permettaient pas de séparer directement les deux populations de jets de  $b$ . Afin de caractériser ces deux populations, la distance  $\Delta R_{min}(b, j)$ , définie comme la distance entre le jet de  $b$  et un jet le plus proche, a été exploitée. Cette distance serait petite pour un jet de  $b$  provenant de la désintégration du quark top et grande pour un jet de  $b$  issu du boson  $W'$ . Par la suite, j'ai considéré deux échantillons d'événements  $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$  pour les bosons  $W'$  de masses 2 TeV et 4 TeV. J'ai également considéré les processus  $t\bar{t}$  et  $Z' \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}, l\bar{l}$ . Le processus  $Z'$  devrait servir de référence car il représente une population de jets de  $b$  ne provenant pas du quark top. Ceci dit, toute différence observée entre les distributions provenant de  $W'$  et  $Z'$  sera interprétée comme effet de boost pour les jets de  $b$  issus du quark top. De plus pour éviter de prendre en compte les différences cinématiques entre les jets de  $W'$  et les jets de  $Z'$ , les spectres en impulsion transverse ( $p_T$ ) ont été pondérés de telle manière qu'ils soient identiques, comme illustré sur les figures 7.28(a) et 7.28(b). La pondération choisie applique un poids aux jets issus du boson  $W'$  pour que leur distribution  $p_T$  corresponde à celle des jets issus de  $Z'$ .

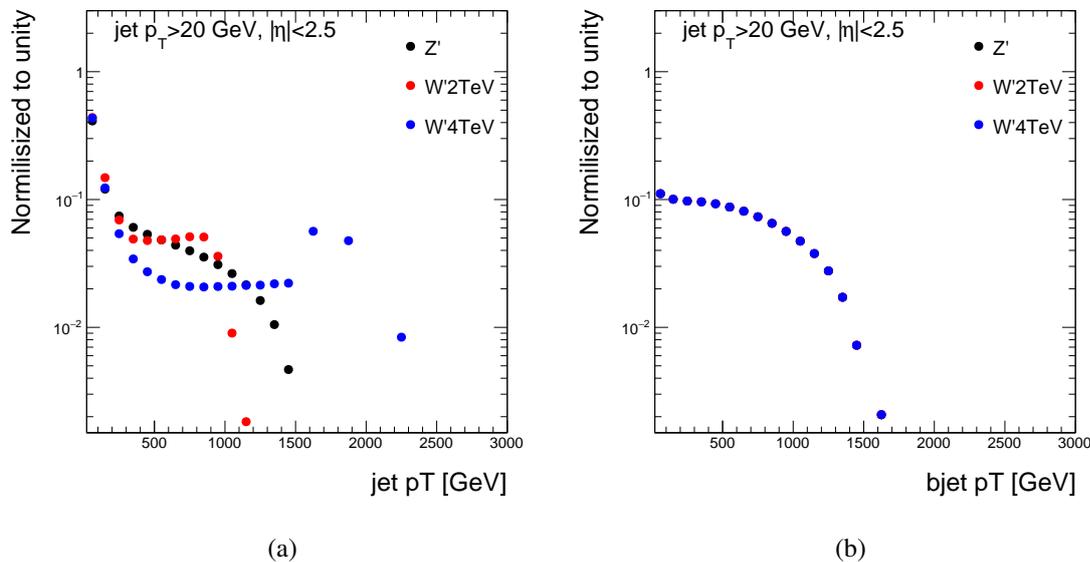


FIGURE 7.28 – Distributions d'impulsions transverses des jets de  $b$  dans les événements  $Z'$ ,  $W'$  2 TeV,  $W'$  4 TeV : (a) avant et (b) après la pondération.

Dans la suite nous considérons des distributions pondérées. Les jets sélectionnés sont ceux ayant une impulsion transverse  $p_T > 20$  GeV et dans l'acceptance du détecteur interne  $|\eta| < 2.5$  et satisfaisant le critère  $JVT > 0.59$  pour les jets  $p_T < 60$  GeV et  $|\eta| < 2.4$ . La figure 7.29(a) montre la distribution de la

distance  $\Delta R_{min}(b, j)$ . La distribution est normalisée à l'unité. La figure 7.29(b) montre l'efficacité d'identification des jets de  $b$  en fonction de la distance  $\Delta R_{min}(b, j)$ . L'efficacité est choisie égale à 77% pour cette distribution. On voit que l'efficace ne dépend presque pas de la distance  $\Delta R_{min}(b, j)$ . Et si on regarde la même distribution mais pour des jets ayant une impulsion transverse inférieure à 250 GeV, l'efficace est proche à 77%. Pour des jets ayant une impulsion transverse comprise entre 500 GeV et 1000 GeV, on remarque une baisse d'efficacité d'environ 15% pour les jets issus de  $W'$  2 TeV. Cette baisse est beaucoup plus importante pour les jets issus de  $W'$  4 TeV. La distance  $\Delta R_{min}(b, j)$  ne peut pas être considérée comme figure de mérite. Elle ne met pas en évidence l'effet de boost.

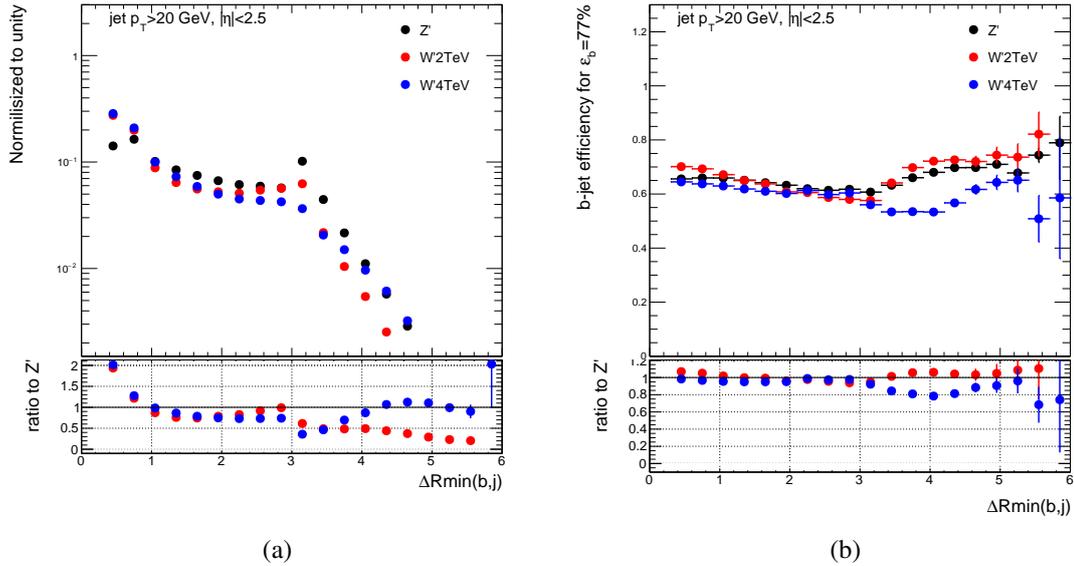


FIGURE 7.29 – (a) Distance angulaire entre un  $b$ -jet et un jet le plus proche. (b) Efficacité d'identification des  $b$ -jets en fonction de la distance angulaire.

Un autre aspect qui a été pris en considération est l'entraînement de l'algorithme MV2c10 à partir de différents échantillons. Il est important de noter que pour cet entraînement, les paramètres du BDT (MV2c10) n'ont pas été optimisés. La figure 7.31 montre les courbes (ROC) de rejet de jet léger en fonction de l'efficacité de jet de  $b$  dans les événements  $t\bar{t}$  (figure 7.31(a)),  $Z'$  (figure 7.31(b)),  $W'$  2 TeV (figure 7.31(c)) et (d)  $W'$  4 TeV (figure 7.31(d)). Ces courbes montrent que la solution développée au sein de la collaboration ATLAS utilisant l'échantillon hybride apporte des améliorations dans l'identification des jets de  $b$ . Néanmoins, les échantillons d'événements  $W'$  méritent une attention. Par exemple reprendre l'entraînement avec beaucoup plus d'événements mais aussi optimiser les paramètres du MV2c10 pourrait apporter des améliorations dans l'identification des jets de  $b$ .

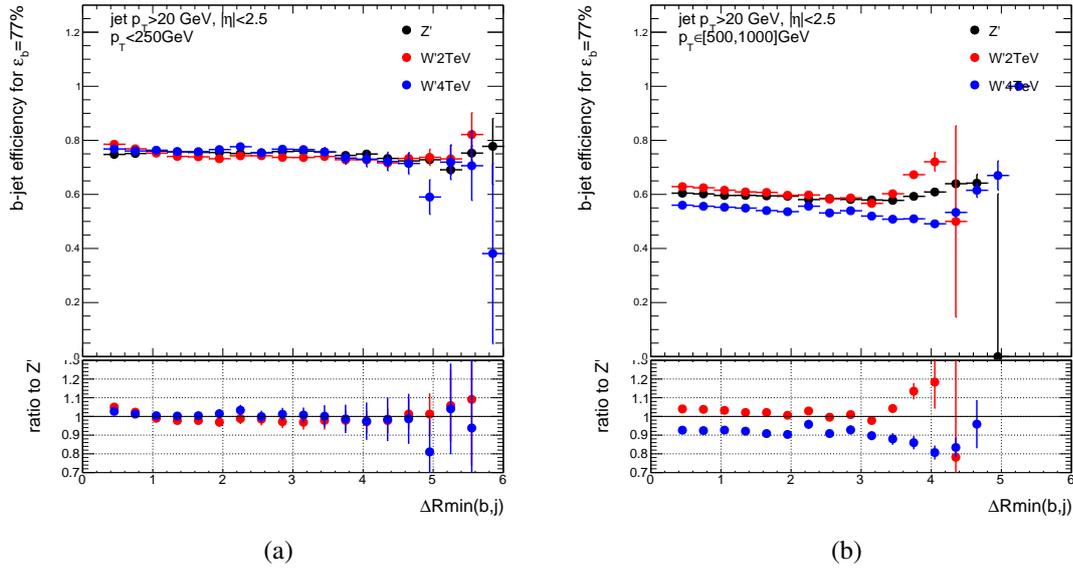


FIGURE 7.30 – Efficacité d'identification des  $b$ -jets en fonction de la distance angulaire, dans les régions  $p_T < 250$  GeV (a) et  $1000 < p_T < 1500$  GeV.

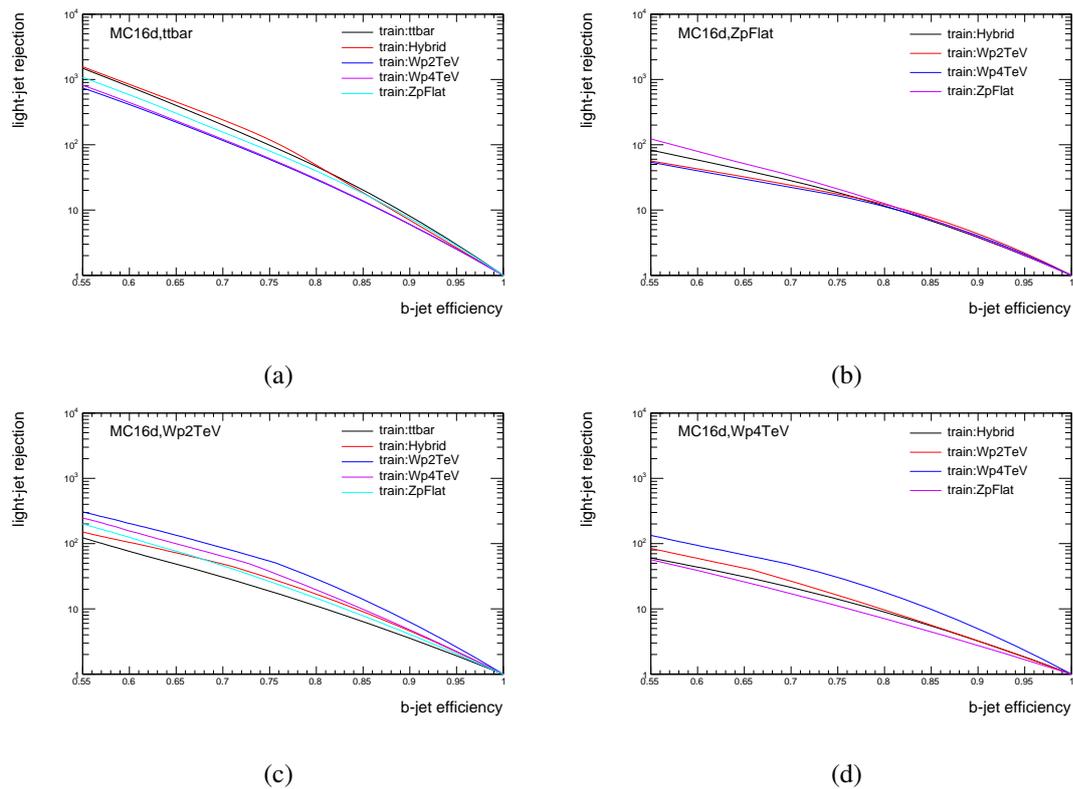


FIGURE 7.31 – Réjections de jet léger en fonction de l'efficacité de jet de  $b$  évaluée pour MV2c10 entraînés avec différents échantillons. Les réjections des BDT sont évaluées sur l'échantillon : (a)  $t\bar{t}$ , (b)  $Z'$ , (c)  $W'$  2 TeV et (d) 4 TeV.



# Bibliographie

---

- [1] ATLAS COLLABORATION, *Search for vector-boson resonances decaying to a top quark and bottom quark in the lepton plus jets final state in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS detector*, *Physics Letters B* **788** (2019) p. 347, ISSN : 0370-2693, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318308736> (cf. p. 2, 124, 127, 135-139, 143).
- [2] M. D. SCHWARTZ, *Quantum Field Theory and the Standard Model*, Cambridge University Press, 2014, ISBN : 1107034736, 9781107034730, URL : <http://www.cambridge.org/us/academic/subjects/physics/theoretical-physics-and-mathematical-physics/quantum-field-theory-and-standard-model> (cf. p. 5).
- [3] E. NOETHER, *Invariante Variationsprobleme*, ger, Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse **1918** (1918) p. 235, URL : <http://eudml.org/doc/59024> (cf. p. 7).
- [4] R. P. FEYNMAN, *Space - time approach to quantum electrodynamics*, *Phys. Rev.* **76** (1949) p. 769, [,99(1949)] (cf. p. 8).
- [5] B. DELAMOTTE, *A hint of renormalization*, *Am. J. Phys.* **72** (2002) p. 170, Comments : 17 pages, pedagogical article, URL : <http://cds.cern.ch/record/595041> (cf. p. 9).
- [6] M. GELL-MANN, *The Eightfold Way : A Theory of strong interaction symmetry*, (1961) (cf. p. 9).
- [7] G. ZWEIG, *An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking ; Version 1*, rapp. tech. CERN-TH-401, CERN, 1964, URL : <http://cds.cern.ch/record/352337> (cf. p. 9).
- [8] Y. NE'EMAN, *Derivation of strong interactions from a gauge invariance*, *Nucl. Phys.* **26** (1961) p. 222, [,34(1961)] (cf. p. 9).
- [9] M. TANABASHI et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev.* **D98** (2018) p. 030001 (cf. p. 10, 26, 69).
- [10] M. TANABASHI et al., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev.* **D98** (2018) p. 030001 (cf. p. 11).
- [11] M. AABOUD et al., *Measurement of inclusive jet and dijet cross-sections in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, *JHEP* **05** (2018) p. 195, arXiv : 1711.02692 [hep-ex] (cf. p. 12).
- [12] F. L. WILSON, *Fermi's Theory of Beta Decay*, *Am. J. Phys.* **36** (1968) p. 1150 (cf. p. 11).

- [13] C. S. WU et al., *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, *Phys. Rev.* **105** (1957) p. 1413 (cf. p. 11).
- [14] M. GOLDBERGER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR, *Helicity of Neutrinos*, *Phys. Rev.* **109** (3 1958) p. 1015,  
URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015> (cf. p. 11).
- [15] S. L. GLASHOW, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) p. 579 (cf. p. 12).
- [16] J. GOLDSTONE, A. SALAM et S. WEINBERG, *Broken Symmetries*, *Phys. Rev.* **127** (1962) p. 965 (cf. p. 12).
- [17] G. ARNISON et al., *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c\*\*2 at the CERN SPS Collider*, *Phys. Lett.* **126B** (1983) p. 398, [7.55(1983)] (cf. p. 14).
- [18] G. ARNISON et al., *Experimental Observation of Events with Large Missing Transverse Energy Accompanied by a Jet Or a Photon(s) in p anti-p Collisions at s\*\*(1/2)=540-GeV*, *Phys. Lett.* **139B** (1984) p. 115 (cf. p. 14).
- [19] M. BANNER et al., *Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider*, *Phys. Lett.* **122B** (1983) p. 476, [7.45(1983)] (cf. p. 14).
- [20] P. BAGNAIA et al., *Evidence for Z0 -> e+ e- at the CERN anti-p p Collider*, *Phys. Lett.* **129B** (1983) p. 130, [7.69(1983)] (cf. p. 14).
- [21] F. ENGLERT et R. BROUT, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) p. 321, [157(1964)] (cf. p. 14).
- [22] P. W. HIGGS, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) p. 508, [160(1964)] (cf. p. 14).
- [23] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA,  
*CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*,  
*Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) p. 652 (cf. p. 17).
- [24] A. PURCELL, *Go on a particle quest at the first CERN webfest. Le premier webfest du CERN se lance à la conquête des particules*, (2012) p. 10,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/1473657> (cf. p. 18, 68).
- [25] S. SCHAEEL et al.,  
*Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP*,  
*Phys. Rept.* **532** (2013) p. 119, arXiv : 1302.3415 [hep-ex] (cf. p. 17).
- [26] S. SCHAEEL et al., *Precision electroweak measurements on the Z resonance*,  
*Phys. Rept.* **427** (2006) p. 257, arXiv : hep-ex/0509008 [hep-ex] (cf. p. 17).
- [27] G. ARNISON et al., *Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c\*\*2 at the CERN SPS Collider*, *Phys. Lett.* **126B** (1983) p. 398, [7.55(1983)] (cf. p. 17).
- [28] F. ABE et al., *Observation of top quark production in p-bar p collisions*,  
*Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) p. 2626, arXiv : hep-ex/9503002 [hep-ex] (cf. p. 17).

- 
- [29] A. M. SIRUNYAN et al., *Measurement of the top quark mass with lepton+jets final states using p p collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Eur. Phys. J.* **C78** (2018) p. 891, arXiv : [1805.01428](https://arxiv.org/abs/1805.01428) [[hep-ex](#)] (cf. p. 17).
- [30] *First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass*, (2014), arXiv : [1403.4427](https://arxiv.org/abs/1403.4427) [[hep-ex](#)] (cf. p. 17).
- [31] G. AAD et al., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) p. 1, arXiv : [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [[hep-ex](#)] (cf. p. 17).
- [32] S. CHATRCHYAN et al., *Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) p. 30, arXiv : [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [[hep-ex](#)] (cf. p. 17).
- [33] Y. FUKUDA et al., *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) p. 1562, arXiv : [hep-ex/9807003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9807003) [[hep-ex](#)] (cf. p. 18).
- [34] Q. R. AHMAD et al., *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) p. 011301, arXiv : [nucl-ex/0204008](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0204008) [[nucl-ex](#)] (cf. p. 18).
- [35] K. EGUCHI et al., *First results from KamLAND : Evidence for reactor anti-neutrino disappearance*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) p. 021802, arXiv : [hep-ex/0212021](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0212021) [[hep-ex](#)] (cf. p. 18).
- [36] E. CORBELLI et P. SALUCCI, *The Extended Rotation Curve and the Dark Matter Halo of M33*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **311** (2000) p. 441, arXiv : [astro-ph/9909252](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909252) [[astro-ph](#)] (cf. p. 19).
- [37] A. G. RIESS et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, *The Astronomical Journal* **116** (1998) p. 1009, URL : <https://doi.org/10.1086%2F300499> (cf. p. 19).
- [38] M. SCHMALTZ, *Introducing the Little Higgs*, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **117** (2002) p. 40, URL : <https://cds.cern.ch/record/589434> (cf. p. 19).
- [39] J. C. PATI et A. SALAM, *Lepton Number as the Fourth Color*, *Phys. Rev. D* **10** (1974) p. 275 (cf. p. 21).
- [40] R. N. MOHAPATRA et J. C. PATI, *Left-right gauge symmetry and an "isoconjugate" model of CP violation*, *Phys. Rev. D* **11** (3 1975) p. 566, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.11.566> (cf. p. 21).
- [41] G. SENJANOVIC et R. N. MOHAPATRA, *Exact left-right symmetry and spontaneous violation of parity*, *Phys. Rev. D* **12** (5 1975) p. 1502, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.12.1502> (cf. p. 21).

- [42] R. MARSHAK et R. MOHAPATRA, *Quark-lepton symmetry and B–L as the U(1) generator of the electroweak symmetry group*, *Physics Letters B* **91** (1980) p. 222, ISSN : 0370-2693, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269380904360> (cf. p. 21).
- [43] F. CUYPERS, « Beyond the standard model », *Spring School on High-Energy Physics Ecole des Mines de Nantes, France, April 14-25, 1997*, 1997, arXiv : [hep-ph/9706255](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9706255) [[hep-ph](#)] (cf. p. 22).
- [44] M. PERELSTEIN, *Little Higgs models and their phenomenology*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58** (2007) p. 247, arXiv : [hep-ph/0512128](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0512128) [[hep-ph](#)] (cf. p. 23).
- [45] T. KALUZA, *Zum Unitätsproblem der Physik*, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **1921** (1921) p. 966, [Int. J. Mod. Phys.D27,no.14,1870001(2018)], arXiv : [1803.08616](https://arxiv.org/abs/1803.08616) [[physics.hist-ph](#)] (cf. p. 24).
- [46] O. Z. KLEIN, *Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie*, *Physik* (1926) 37 : 895. (), URL : <https://doi.org/10.1007/BF01397481> (cf. p. 24).
- [47] T. APPELQUIST, A. CHODOS et P. G. O. FREUND, éd., *MODERN KALUZA-KLEIN THEORIES*, 1987 (cf. p. 24).
- [48] H.-C. CHENG, « Introduction to Extra Dimensions », *Physics of the large and the small, TASI 09, proceedings of the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, USA, 1-26 June 2009*, 2011 p. 125, arXiv : [1003.1162](https://arxiv.org/abs/1003.1162) [[hep-ph](#)] (cf. p. 24).
- [49] M. J. DUGAN, H. GEORGI et D. B. KAPLAN, *Anatomy of a Composite Higgs Model*, *Nucl. Phys.* **B254** (1985) p. 299 (cf. p. 25).
- [50] K. AGASHE, R. CONTINO et A. POMAROL, *The Minimal composite Higgs model*, *Nucl. Phys.* **B719** (2005) p. 165, arXiv : [hep-ph/0412089](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0412089) [[hep-ph](#)] (cf. p. 25).
- [51] E. MALKAWI, T. M. P. TAIT et C. P. YUAN, *A Model of strong flavor dynamics for the top quark*, *Phys. Lett.* **B385** (1996) p. 304, arXiv : [hep-ph/9603349](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9603349) [[hep-ph](#)] (cf. p. 25, 26).
- [52] D. J. MULLER et S. NANDI, *Top flavor : A Separate SU(2) for the third family*, *Phys. Lett.* **B383** (1996) p. 345, arXiv : [hep-ph/9602390](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9602390) [[hep-ph](#)] (cf. p. 25, 26).
- [53] G. BEALL, M. BANDER et A. SONI, *Constraint on the Mass Scale of a Left-Right Symmetric Electroweak Theory from the K(L) K(S) Mass Difference*, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) p. 848 (cf. p. 26).
- [54] Y. ZHANG et al., *Right-handed quark mixings in minimal left-right symmetric model with general CP violation*, *Phys. Rev. D* **76** (9 2007) p. 091301, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.76.091301> (cf. p. 26).
- [55] J. F. BUENO et al., *Precise measurement of parity violation in polarized muon decay*, *Phys. Rev. D* **84** (3 2011) p. 032005, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.032005> (cf. p. 26).

- 
- [56] G. GILLES, *Recherche de résonances  $W' \rightarrow t\bar{b}$  dans le canal lepton plus jets avec le détecteur ATLAS au LHC*, Presented 28 May 2015, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2052005> (cf. p. 26).
- [57] G. PRÉZEAU, M. RAMSEY-MUSOLF et P. VOGEL, *Neutrinoless double  $\beta$  decay and effective field theory*, *Phys. Rev. D* **68** (3 2003) p. 034016, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.034016> (cf. p. 26).
- [58] G. AAD et al., *Search for a heavy charged boson in events with a charged lepton and missing transverse momentum from  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev. D* **100** (2019) p. 052013, arXiv : 1906.05609 [hep-ex] (cf. p. 26).
- [59] E. BOOS et al., *Interference between  $W'$  and  $W$  in single-top quark production processes*, *Phys. Lett. B* **655** (2007) p. 245, arXiv : hep-ph/0610080 [hep-ph] (cf. p. 26, 110).
- [60] K. AAMODT et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08002 (cf. p. 31).
- [61] G. AAD et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003 (cf. p. 31, 43-45).
- [62] S. CHATRCHYAN et al., *The CMS Experiment at the CERN LHC*, *JINST* **3** (2008) S08004 (cf. p. 31).
- [63] A. A. ALVES Jr. et al., *The LHCb Detector at the LHC*, *JINST* **3** (2008) S08005 (cf. p. 31).
- [64] A. TEAM, « The four main LHC experiments », 1999, URL : <https://cds.cern.ch/record/40525> (cf. p. 32).
- [65] O. ADRIANI et al., *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08006 (cf. p. 31).
- [66] G. ANELLI et al., *The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08007 (cf. p. 31).
- [67] J. PINFOLD et al., *Technical Design Report of the MoEDAL Experiment*, (2009) (cf. p. 31).
- [68] *Radiofrequency cavities*, (2012), URL : <https://cds.cern.ch/record/1997424> (cf. p. 34).
- [69] L. EVANS et P. BRYANT, *LHC Machine*, *JINST* **3** (2008) S08001 (cf. p. 36).
- [70] C. LI, *B-tagging Calibration and Observation of Higgs Boson Decays to a pair of bottom quarks with the ATLAS Detector. Mesure de l'efficacité d'identification des jets de quarks  $b$  et observation des désintégrations du boson de Higgs en deux quarks  $b$  avec le détecteur ATLAS*, Presented 06 Nov 2018, 2018, URL : <https://cds.cern.ch/record/2652872> (cf. p. 36).
- [71] ATLAS COLLABORATION, *Measurement of the  $W$ -boson mass in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) p. 110, arXiv : 1701.07240 [hep-ex] (cf. p. 38).
- [72] J. PEQUENAO, « Computer generated image of the whole ATLAS detector », 2008, URL : <https://cds.cern.ch/record/1095924> (cf. p. 39, 41, 80, 81).
- [73] T. G. CORNELISSEN et al., *Updates of the ATLAS Tracking Event Data Model (Release 13)*, rapp. tech. ATL-SOFT-PUB-2007-003. ATL-COM-SOFT-2007-008, CERN, 2007, URL : <https://cds.cern.ch/record/1038095> (cf. p. 40).

- [74] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*, Technical Design Report ATLAS, CERN, 1997, URL : <http://cds.cern.ch/record/331063> (cf. p. 40).
- [75] S. HAYWOOD et al., *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*, Technical Design Report ATLAS, CERN, 1997, URL : <http://cds.cern.ch/record/331064> (cf. p. 40).
- [76] *Track Reconstruction Performance of the ATLAS Inner Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2015-018, CERN, 2015, URL : <http://cds.cern.ch/record/2037683> (cf. p. 41).
- [77] M. CAPEANS et al., *ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report*, rapp. tech. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19, 2010, URL : <https://cds.cern.ch/record/1291633> (cf. p. 41).
- [78] B. ABBOTT et al., *Production and Integration of the ATLAS Insertable B-Layer*, [JINST 13 \(2018\) T05008](#). 90 p, 90 pages in total. Author list : ATLAS IBL Collaboration, starting page 2. 69 figures, 20 tables. Published in Journal of Instrumentation. All figures available at : <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PLOTS/PIX-2018-001>, URL : <https://cds.cern.ch/record/2307576> (cf. p. 41).
- [79] *Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker*, rapp. tech. ATLAS-CONF-2011-128, CERN, 2011, URL : <https://cds.cern.ch/record/1383793> (cf. p. 42).
- [80] A. YAMAMOTO et al., *The ATLAS central solenoid*, [Nucl. Instrum. Meth. A584 \(2008\) p. 53](#) (cf. p. 42).
- [81] N. NIKIFOROU, *Performance of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter after three years of LHC operation and plans for a future upgrade*, rapp. tech. arXiv :1306.6756, Comments : 12 pages, 25 figures, Proceedings of talk presented in Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications, Marseille, 2013, 2013, URL : <https://cds.cern.ch/record/1558820> (cf. p. 44).
- [82] G. AAD et al., *Performance of the ATLAS muon trigger in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, [Eur. Phys. J. C75 \(2015\) p. 120](#), arXiv : 1408.3179 [[hep-ex](#)] (cf. p. 45).
- [83] *ATLAS barrel toroid : Technical design report*, (1997) (cf. p. 45).
- [84] *ATLAS endcap toroids : Technical design report*, (1997) (cf. p. 45).
- [85] G. CABRAS, *LUCID : The ATLAS Luminosity Detector*, [PoS EPS-HEP2017 \(2018\) 778](#). 5 p, URL : <https://cds.cern.ch/record/2669837> (cf. p. 46).
- [86] P. JENNI, M. NESSI et M. NORDBERG, *Zero Degree Calorimeters for ATLAS*, rapp. tech. CERN-LHCC-2007-001. LHCC-I-016, CERN, 2007, URL : <https://cds.cern.ch/record/1009649> (cf. p. 46).
- [87] A. MAPELLI, *ALFA : Absolute Luminosity For ATLAS - Development of a scintillating fibre tracker to determine the absolute LHC luminosity at ATLAS*, [Nuclear Physics B - Proceedings Supplements 197 \(2009\) p. 387](#), 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD08), ISSN : 0920-5632, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563209008317> (cf. p. 46).

- 
- [88] L. ADAMCZYK et al., *Technical Design Report for the ATLAS Forward Proton Detector*, rapp. tech. CERN-LHCC-2015-009. ATLAS-TDR-024, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2017378> (cf. p. 46).
- [89] A. COLLABORATION, « ATLAS Forward Detectors », General Photo, 2018, URL : <https://cds.cern.ch/record/2627582> (cf. p. 47).
- [90] G. DUCKECK et al., *ATLAS computing : Technical design report*, (2005) (cf. p. 47, 51, 53).
- [91] G. AAD et al., *The ATLAS Simulation Infrastructure*, *Eur. Phys. J.* **C70** (2010) p. 823, arXiv : [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1005.4568)] (cf. p. 51).
- [92] B. LENZI, *The Physics Analysis Tools project for the ATLAS experiment*, rapp. tech. ATL-SOFT-PROC-2009-006, CERN, 2009, URL : <https://cds.cern.ch/record/1214931> (cf. p. 51).
- [93] P. MATO, *GAUDI-Architecture design document*, rapp. tech. LHCb-98-064, CERN, 1998, URL : <https://cds.cern.ch/record/691746> (cf. p. 51).
- [94] P. CALAFIURA et al., *The StoreGate : a Data Model for the Atlas Software Architecture*, rapp. tech. cs.SE/0306089. ATL-SOFT-2003-009, Lawrence Berkeley Nat. Lab., 2003, URL : <https://cds.cern.ch/record/685531> (cf. p. 52).
- [95] P. van GEMMEREN et D. MALON, « Persistent Data Layout and Infrastructure for Efficient Selective Retrieval of Event Data in ATLAS », *Particles and fields. Proceedings, Meeting of the Division of the American Physical Society, DPF 2011, Providence, USA, August 9-13, 2011*, 2011, arXiv : [1109.3119](https://arxiv.org/abs/1109.3119) [[physics.data-an](https://arxiv.org/abs/1109.3119)] (cf. p. 52).
- [96] M. DOBBS et J. B. HANSEN, *The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics*, *Comput. Phys. Commun.* **134** (2001) p. 41 (cf. p. 52).
- [97] F. CARAVAGLIOS et al., *A New approach to multijet calculations in hadron collisions*, *Nucl. Phys.* **B539** (1999) p. 215, arXiv : [hep-ph/9807570](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9807570) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9807570)] (cf. p. 54).
- [98] M. L. MANGANO et al., *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, *JHEP* **07** (2003) p. 001, arXiv : [hep-ph/0206293](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293)] (cf. p. 54).
- [99] B. P. KERSEVAN et E. RICHTER-WAS, *The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1*, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) p. 919, arXiv : [hep-ph/0405247](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0405247) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0405247)] (cf. p. 54).
- [100] J. ALWALL et al., *MadGraph 5 : Going Beyond*, *JHEP* **06** (2011) p. 128, arXiv : [1106.0522](https://arxiv.org/abs/1106.0522) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/1106.0522)] (cf. p. 54).
- [101] S. FRIXIONE et B. R. WEBBER, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, *JHEP* **06** (2002) p. 029, arXiv : [hep-ph/0204244](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204244) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204244)] (cf. p. 54).
- [102] S. FRIXIONE, P. NASON et B. R. WEBBER, *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavor production*, *JHEP* **08** (2003) p. 007, arXiv : [hep-ph/0305252](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305252) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0305252)] (cf. p. 54).

- [103] P. NASON, *A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms*, *JHEP* **11** (2004) p. 040, arXiv : [hep-ph/0409146](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. 54).
- [104] S. FRIXIONE, P. NASON et C. OLEARI, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations : the POWHEG method*, *JHEP* **11** (2007) p. 070, arXiv : [0709.2092](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. 54).
- [105] S. FRIXIONE, P. NASON et G. RIDOLFI, *A Positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction*, *JHEP* **09** (2007) p. 126, arXiv : [0707.3088](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. 54).
- [106] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA et P. Z. SKANDS, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* **178** (2008) p. 852, arXiv : [0710.3820](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. 54).
- [107] G. CORCELLA et al., *HERWIG 6.5 release note*, (2002), arXiv : [hep-ph/0210213](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. 54).
- [108] S. AGOSTINELLI et AL., *GEANT4 : A Simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A506** (2003) p. 250 (cf. p. 54).
- [109] J. ALLISON et AL., *Geant4 Developments and Applications*, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **53** (2006) p. 270, ISSN : 0168-9002 (cf. p. 54).
- [110] J. ALLISON et AL., *Recent developments in Geant4*, *Nucl. Instrum. Meth.* **835** (2016) p. 186, ISSN : 0168-9002 (cf. p. 54).
- [111] K. EDMONDS et al., *The Fast ATLAS Track Simulation (FATRAS)*, rapp. tech. ATL-SOFT-PUB-2008-001. ATL-COM-SOFT-2008-002, CERN, 2008, URL : <http://cds.cern.ch/record/1091969> (cf. p. 54).
- [112] C. ATLAS et al., *The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2010-013, CERN, 2010, URL : <http://cds.cern.ch/record/1300517> (cf. p. 54).
- [113] W. LUKAS, « Fast Simulation for ATLAS : Atfast-II and ISF », 2012, URL : <http://cdsweb.cern.ch/record/1458503/files/ATL-SOFT-PROC-2012-065.pdf> (cf. p. 54).
- [114] R. BRUN et F. RADEMAKERS, *ROOT : An object oriented data analysis framework*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A389** (1997) p. 81 (cf. p. 55).
- [115] *ROOT Data Analysis Framework*, <https://root.cern.ch>, Accessed : 2019-08-01 (cf. p. 55).
- [116] T. CORNELISSEN et al., *The new ATLAS track reconstruction (NEWT)*, *J. Phys. Conf. Ser.* **119** (2008) p. 032014 (cf. p. 56).
- [117] G. AAD et al., *A neural network clustering algorithm for the ATLAS silicon pixel detector*, *JINST* **9** (2014) P09009, arXiv : [1406.7690](#) [[hep-ex](#)] (cf. p. 56).
- [118] M. AABOUD et al., *Performance of the ATLAS Track Reconstruction Algorithms in Dense Environments in LHC Run 2*, *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) p. 673, arXiv : [1704.07983](#) [[hep-ex](#)] (cf. p. 56).

- 
- [119] M. AABOUD et al., *Reconstruction of primary vertices at the ATLAS experiment in Run 1 proton–proton collisions at the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) p. 332, arXiv : 1611.10235 [physics.ins-det] (cf. p. 56).
- [120] M. AABOUD et al., *Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Eur. Phys. J. C* **79** (2019) p. 639, arXiv : 1902.04655 [physics.ins-det] (cf. p. 56-58, 60).
- [121] W. LAMPL et al., *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, rapp. tech. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, 2008, URL : <https://cds.cern.ch/record/1099735> (cf. p. 56).
- [122] G. AAD et al., *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2016) 490. 87 p, Comments : 64 pages plus author list + cover page (87 pages in total), 41 figures, 3 tables, submitted to EPJC. All figures including auxiliary figures are available at <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2014-07/>, URL : <https://cds.cern.ch/record/2138166> (cf. p. 59).
- [123] G. AAD et al., *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) p. 292, arXiv : 1603.05598 [hep-ex] (cf. p. 62).
- [124] G. AAD et al., *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) p. 490, arXiv : 1603.02934 [hep-ex] (cf. p. 62).
- [125] T. A. COLLABORATION, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1*, *Eur. Phys. J. C* **77** (2016) 490. 87 p, Comments : 64 pages plus author list + cover page (87 pages in total), 41 figures, 3 tables, submitted to EPJC. All figures including auxiliary figures are available at <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/PAPERS/PERF-2014-07/>, URL : <https://cds.cern.ch/record/2138166> (cf. p. 62).
- [126] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, *FastJet User Manual*, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) p. 1896, arXiv : 1111.6097 [hep-ph] (cf. p. 63).
- [127] M. CACCIARI et G. P. SALAM, *Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet-finder*, *Phys. Lett. B* **641** (2006) p. 57, arXiv : hep-ph/0512210 [hep-ph] (cf. p. 63).
- [128] Y. L. DOKSHITZER et al., *Better jet clustering algorithms*, *JHEP* **08** (1997) p. 001, arXiv : hep-ph/9707323 [hep-ph] (cf. p. 63).
- [129] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) p. 063, arXiv : 0802.1189 [hep-ph] (cf. p. 63).
- [130] *Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2015-015, CERN, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2037613> (cf. p. 64).

- [131] M. AABOUD et al., *Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Rev.* **D96** (2017) p. 072002, arXiv : 1703.09665 [hep-ex] (cf. p. 64).
- [132] T. A. COLLABORATION, *Pile-up subtraction and suppression for jets in ATLAS*, (2013), URL : <https://cds.cern.ch/record/1570994> (cf. p. 64).
- [133] M. CACCIARI, G. P. SALAM et G. SOYEZ, *The Catchment Area of Jets*, *JHEP* **04** (2008) p. 005, arXiv : 0802.1188 [hep-ph] (cf. p. 64).
- [134] *Tagging and suppression of pileup jets with the ATLAS detector*, rapp. tech. ATLAS-CONF-2014-018, CERN, 2014, URL : <https://cds.cern.ch/record/1700870> (cf. p. 65).
- [135] D. DUDA, *Identification of bottom-quarks in searches for new heavy resonances decaying into boosted top-quarks with the ATLAS detector and a development of an improved b-tagging algorithm*, Presented 08 Sep 2015, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2069170> (cf. p. 69).
- [136] H.-L. LAI et al., *New parton distributions for collider physics*, *Phys. Rev. D* **82** (7 2010) p. 074024, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.074024> (cf. p. 69).
- [137] D. J. LANGE, *The EvtGen particle decay simulation package*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A462** (2001) p. 152 (cf. p. 69).
- [138] *Topological b-hadron decay reconstruction and identification of b-jets with the JetFitter package in the ATLAS experiment at the LHC*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2018-025, CERN, 2018, URL : <https://cds.cern.ch/record/2645405> (cf. p. 69, 74).
- [139] *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2016-012, CERN, 2016, URL : <http://cds.cern.ch/record/2160731> (cf. p. 71-73, 76, 77).
- [140] *Secondary vertex finding for jet flavour identification with the ATLAS detector*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2017-011, CERN, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2270366> (cf. p. 72).
- [141] R. FRUHWIRTH, *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A262** (1987) p. 444 (cf. p. 74).
- [142] A. HOCKER et al., *TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis*, (2007), arXiv : physics/0703039 [physics.data-an] (cf. p. 74, 76).
- [143] G. AAD et al., *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, *JINST* **11** (2016) P04008, arXiv : 1512.01094 [hep-ex] (cf. p. 76).
- [144] *Expected performance of the ATLAS b-tagging algorithms in Run-2*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2015-022, CERN, 2015, URL : <https://cds.cern.ch/record/2037697> (cf. p. 77).
- [145] , Conference record, IEEE, IEEE, 2014, URL : <https://cds.cern.ch/record/1644419> (cf. p. 79, 93).

- 
- [146] A. COLLABORATION,  
*Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Tile Calorimeter*,  
rapp. tech. CERN-LHCC-2017-019. ATLAS-TDR-028, CERN, 2017,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/2285583> (cf. p. 79, 92, 93).
- [147] T. ROY et al., *QIE : Performance Studies of the Next Generation Charge Integrator*,  
*JINST* **10** (2015) p. C02009 (cf. p. 79, 93).
- [148] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS,  
CERN, 1996, URL : <https://cds.cern.ch/record/331062> (cf. p. 80, 82).
- [149] p. CLERMONT, « Atlas Tile Calorimeter drawers installation module0 », ATLAS Collection,  
1996, URL : <http://cds.cern.ch/record/40162> (cf. p. 82).
- [150] G. AAD et al., *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*,  
*Eur. Phys. J.* **C70** (2010) p. 1193, arXiv : 1007.5423 [[physics.ins-det](#)] (cf. p. 82).
- [151] N. BOUHEMAID et al., *Characterization of the Hamamatsu 10-stages R5900 photomultipliers  
at Clermont for the TILE calorimeter*, (1997) (cf. p. 82).
- [152] D. CALVET et al., *The High Voltage distribution system of the ATLAS Tile Calorimeter and its  
performance during data taking*, *JINST* **13** (2018) P08006,  
arXiv : 1804.05036 [[physics.ins-det](#)] (cf. p. 82).
- [153] B. SALVACHUA, *Real Time Energy Reconstruction in the ATLAS Hadronic Calorimeter and  
ATLAS sensitivity to Extra Dimension Models*, Presented 01 Feb 2008, 2007,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/1519117> (cf. p. 84, 87).
- [154] M. MLYNARIKOVA,  
« Upgrade of the ATLAS hadronic Tile calorimeter for the High luminosity LHC », *5th Large  
Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2017) Shanghai, China, May 15-20, 2017*, 2017,  
arXiv : 1709.00099 [[physics.ins-det](#)],  
URL : <https://cds.cern.ch/record/2280941> (cf. p. 85).
- [155] J. POVEDA et al., *Offline Validation and Performance of the TileCal Optimal Filtering  
Reconstruction Algorithm*,  
rapp. tech. ATL-TILECAL-INT-2009-001. ATL-COM-TILECAL-2008-012, CERN, 2008,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/1121361> (cf. p. 86, 89).
- [156] E. FULLANA et al., *Optimal Filtering in the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter*,  
rapp. tech. ATL-TILECAL-2005-001. ATL-COM-TILECAL-2005-001.  
CERN-ATL-TILECAL-2005-001, CERN, 2005,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/816152> (cf. p. 86, 88).
- [157] A. ARTAMONOV et al., *Description of the Tile Calorimeter Electronic Noise*,  
rapp. tech. ATL-TILECAL-INT-2011-002, CERN, 2011,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/1335146> (cf. p. 86).
- [158] M. VOLPI, L. FIORINI et I. KOROLKOV,  
*Time inter-calibration of hadronic calorimeter of ATLAS with first beam data.*,  
rapp. tech. ATL-TILECAL-INT-2009-003, CERN, 2009,  
URL : <https://cds.cern.ch/record/1223049> (cf. p. 89).

- [159] E. STARCHENKO et al., *Cesium monitoring system for ATLAS Tile Hadron Calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A494** (2002) p. 381 (cf. p. 90).
- [160] D. E. BOUMEDIENE, *Calibration and monitoring of the ATLAS Tile calorimeter*, rapp. tech. ATL-TILECAL-PROC-2017-022, CERN, 2017, URL : <https://cds.cern.ch/record/2292965> (cf. p. 90).
- [161] J. ABDALLAH et al., *The Laser calibration of the Atlas Tile Calorimeter during the LHC run 1*, *JINST* **11** (2016) T10005, arXiv : 1608.02791 [physics.ins-det] (cf. p. 90).
- [162] A. SUBSYSTEM, *Approved Plots*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsTile>, Accessed : 2019-08-25 (cf. p. 91).
- [163] K. ANDERSON et al., *Design of the front-end analog electronics for the ATLAS tile calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A551** (2005) p. 469 (cf. p. 91).
- [164] P. ADRAGNA et al., *Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A606** (2009) p. 362, URL : <http://cds.cern.ch/record/1161354> (cf. p. 91).
- [165] J. ANDERSON et al., *FELIX : a High-Throughput Network Approach for Interfacing to Front End Electronics for ATLAS Upgrades*, *J. Phys. Conf. Ser.* **664** (2015) p. 082050 (cf. p. 93).
- [166] T. AALTONEN et al., *Search for the production of narrow  $t\bar{b}$  resonances in  $1.9 \text{ fb}^{-1}$  of  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) p. 041801, arXiv : 0902.3276 [hep-ex] (cf. p. 106).
- [167] V. M. ABAZOV et al., *Search for  $W' \rightarrow t\bar{b}$  resonances with left- and right-handed couplings to fermions*, *Phys. Lett. B* **699** (2011) p. 145, arXiv : 1101.0806 [hep-ex] (cf. p. 106).
- [168] ATLAS COLLABORATION, *Search for  $t\bar{b}$  Resonances in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  with the ATLAS Detector*, *Phys. Rev. Lett.* **109** (8 2012) p. 081801, URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.081801> (cf. p. 106).
- [169] CMS COLLABORATION, *Search for a  $W'$  boson decaying to a bottom quark and a top quark in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$* , *Phys. Lett. B* **718** (2013) p. 1229, arXiv : 1208.0956 [hep-ex] (cf. p. 106).
- [170] ATLAS COLLABORATION, *Search for  $W' \rightarrow t\bar{b}$  in the lepton plus jets final state in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy of  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **743** (2015) p. 235, arXiv : 1410.4103 [hep-ex] (cf. p. 106, 140).
- [171] CMS COLLABORATION, *Search for  $W' \rightarrow t\bar{b}$  decays in the lepton + jets final state in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$* , *JHEP* **05** (2014) p. 108, arXiv : 1402.2176 [hep-ex] (cf. p. 106).
- [172] CMS COLLABORATION, *Search for heavy resonances decaying to a top quark and a bottom quark in the lepton+jets final state in proton-proton collisions at  $13 \text{ TeV}$* , *Phys. Lett. B* **777** (2018) p. 39, arXiv : 1708.08539 [hep-ex] (cf. p. 106).
- [173] D. DUFFTY et Z. SULLIVAN, *Model independent reach for  $W'$  bosons at the LHC*, *Phys. Rev. D* **86** (2012) p. 075018, arXiv : 1208.4858 [hep-ph] (cf. p. 106, 112).

- 
- [174] Z. SULLIVAN, *Fully differential  $W'$  production and decay at next-to-leading order in QCD*, *Phys. Rev. D* **66** (2002) p. 075011, arXiv : [hep-ph/0207290](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [106](#), [107](#)).
- [175] J. BUTTERWORTH et al., *PDF4LHC recommendations for LHC Run II*, *J. Phys. G* **43** (2016) p. 023001, arXiv : [1510.03865](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [107](#), [130](#)).
- [176] R. D. BALL et al.,  
*A first unbiased global NLO determination of parton distributions and their uncertainties*, *Nuclear Physics B* **838** (2010) p. 136, ISSN : 0550-3213, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321310002853> (cf. p. [108](#)).
- [177] *ATLAS Run 1 Pythia8 tunes*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2014-021, CERN, 2014, URL : <https://cds.cern.ch/record/1966419> (cf. p. [108](#)).
- [178] A. BUCKLEY et al., *Rivet user manual*, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) p. 2803, arXiv : [1003.0694](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [108](#)).
- [179] A. D. MARTIN et al., *Parton distributions for the LHC*, *Eur. Phys. J. C* **63** (2009) p. 189, arXiv : [0901.0002](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [109](#)).
- [180] *Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group*, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/> (cf. p. [115](#)).
- [181] A. COLLABORATION, *Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel. Measurement of the top quark pair production cross-section with ATLAS in the single lepton channel*, *Phys. Lett. B* **711** (2012) p. 244, URL : <https://cds.cern.ch/record/1414653> (cf. p. [126](#)).
- [182] N. KIDONAKIS, *NNLL resummation for s-channel single top quark production*, *Phys. Rev. D* **81** (2010) p. 054028, arXiv : [1001.5034](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [129](#)).
- [183] N. KIDONAKIS, *Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production*, *Phys. Rev. D* **83** (2011) p. 091503, arXiv : [1103.2792](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [129](#)).
- [184] N. KIDONAKIS, *Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a  $W^-$  or  $H^-$* , *Phys. Rev. D* **82** (2010) p. 054018, arXiv : [1005.4451](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [129](#)).
- [185] J. M. CAMPBELL et R. ELLIS, *MCFM for the Tevatron and the LHC*, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **205-206** (2010) p. 10, arXiv : [1007.3492](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [129](#)).
- [186] P. Z. SKANDS, *Tuning Monte Carlo generators : The Perugia Tunes*, *Phys. Rev. D* **82** (2010) p. 074018, arXiv : [1005.3457](#) [[hep-ph](#)] (cf. p. [130](#)).
- [187] G. COWAN et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) p. 1554, [Erratum : *Eur. Phys. J. C* **73**, 2501 (2013)], arXiv : [1007.1727](#) [[physics.data-an](#)] (cf. p. [132](#)).
- [188] W. VERKERKE et D. P. KIRKBY, *The RooFit toolkit for data modeling*, eConf **C0303241** (2003) MOLT007, [186(2003)], arXiv : [physics/0306116](#) [[physics](#)] (cf. p. [132](#)).

- [189] L. MONETA et al., « The RooStats project », 2010 p. 57, arXiv : [1009.1003 \[physics.data-an\]](#) (cf. p. [132](#)).
- [190] M. BAAK et al., *HistFitter software framework for statistical data analysis*, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) p. 153, arXiv : [1410.1280 \[hep-ex\]](#) (cf. p. [132](#)).
- [191] A. L. READ, *Presentation of search results : The CLs technique*, *J. Phys. G* **28** (2002) p. 2693, [11(2002)] (cf. p. [134](#)).
- [192] G. COWAN et al., *Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics*, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) p. 1554, [Erratum : *Eur. Phys. J.*C73,2501(2013)], arXiv : [1007.1727 \[physics.data-an\]](#) (cf. p. [134](#)).
- [193] ATLAS COLLABORATION, *Search for  $W' \rightarrow tb$  decays in the hadronic final state using  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, *Phys. Lett. B* **781** (2018) p. 327, arXiv : [1801.07893 \[hep-ex\]](#) (cf. p. [137](#)).
- [194] E. NIBIGIRA et R. MADAR, *Simulation of FATALIC Front-end Electronics in the ATLAS Tile Calorimeter Software*, rapp. tech. ATL-TILECAL-INT-2018-004, CERN, 2018, URL : <https://cds.cern.ch/record/2624425> (cf. p. [141](#)).
- [195] S. ANGELIDAKIS et al., *FATALIC : A fully integrated electronics readout for the ATLAS tile calorimeter at the HL-LHC*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **936** (2019) p. 316, *Frontier Detectors for Frontier Physics : 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors*, ISSN : 0168-9002, URL : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218317054> (cf. p. [141](#), [142](#)).
- [196] *Prospects for searches for heavy  $Z'$  and  $W'$  bosons in fermionic final states with the ATLAS experiment at the HL-LHC*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2018-044, CERN, 2018, URL : <http://cds.cern.ch/record/2650549> (cf. p. [143](#)).
- [197] *b-tagging in dense environments*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2014-014, CERN, 2014, URL : <http://cds.cern.ch/record/1750682> (cf. p. [144](#)).
- [198] *Optimisation and performance studies of the ATLAS b-tagging algorithms for the 2017-18 LHC run*, rapp. tech. ATL-PHYS-PUB-2017-013, CERN, 2017, URL : <http://cds.cern.ch/record/2273281> (cf. p. [145](#)).
- [199] G. AAD et al., *ATLAS b-jet identification performance and efficiency measurement with  $t\bar{t}$  events in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV*, (2019), arXiv : [1907.05120 \[hep-ex\]](#) (cf. p. [145](#)).

# Table des figures

---

1.1	Exemples de diagrammes de Feynman (a) à l'arbre et (b) à une boucle participant au calcul de l'amplitude de production du processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .	9
1.2	Variation de la constante de couplage de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie. Ce graphique montre la comparaison entre la prédiction théorique de la QCD avec plusieurs résultats expérimentaux [10].	11
1.3	Comparaison entre données et prédictions théoriques des sections efficaces de production de jets en fonction de leur impulsion transverse $p_T$ et de leur rapidité $y$ , à partir de collisions de protons à 13 TeV au centre de masse [11]. Les prédictions sont calculées à l'ordre NLO en prenant $p_T^{\max}$ comme échelle d'énergie, à laquelle des corrections non perturbatives et électrofaibles sont appliquées.	12
1.4	Représentation graphique du potentiel $V(\phi)$ pour $\lambda > 0$ et $\mu^2 < 0$ .	15
1.5	Les particules élémentaires du Modèle Standard. Image issue de la référence [24].	18
2.1	Illustration d'une extra-dimension compactifiée sur un cercle. $x$ symbolise une dimension d'espace classique et $y$ désigne la dimension supplémentaire.	25
2.2	Diagramme de Feynman correspondant à la désintégration du quark top.	27
2.3	Diagrammes de Feynman pour les processus $q\bar{q}' \rightarrow W' \rightarrow t\bar{b}$ (a) hadronique et (b) leptonique.	27
2.4	Diagrammes de Feynman pour la production du quark top.	28
3.1	Schéma de la structure du LHC avec en particulier les quatre points de collisions où sont placés les quatre détecteurs [64].	32
3.2	Ensemble des accélérateurs constituant la chaîne d'accélération du LHC.	34
3.3	Evolution de la luminosité intégrée produite au LHC et enregistrée par l'expérience ATLAS entre 2015 et 2018 (Run2).	37
3.4	Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de paquets entre 2015 et 2018 (Run2). Les données correspondantes à $\mu \approx 2$ représentent des phases d'acquisition dédiées à la mesure de précision de la masse du boson $W$ [71].	38
3.5	Programme du LHC depuis Run1.	38
3.6	Schéma du détecteur ATLAS [72].	39
3.7	Illustration des paramètres d'impact transverse et longitudinal [73].	40
3.8	(a) Vue d'ensemble du détecteur interne d'ATLAS et de ses principaux constituants [72]. (b) Schéma du détecteur interne ATLAS montrant tous ses composants, y compris la couche B insérable (IBL) installée entre les Run1 et Run2. Les distances au point d'interaction sont également indiquées [76].	41
3.9	Vue globale du système de calorimétrie d'ATLAS.	43
3.10	(a) Structure en couches du calorimètre électromagnétique à argon liquide et la granularité en $\eta$ et $\phi$ des cellules de chacune des trois couches. (b) Structure en accordéon dans la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS [81].	44
3.11	Schéma montrant un quart de section du spectromètre à muons dans un plan contenant l'axe du faisceau (axe $z$ ), avec les détecteurs MDT et CSC, et les chambres de déclenchement RPC et TGC [82].	45

3.12	Aimants toroïdaux . . . . .	46
3.13	Les détecteurs vers l'avant d'ATLAS [89]. Ils permettent d'étudier les propriétés des particules qui se sont éloignées de plusieurs mètres du point d'interaction dans le détecteur d'ATLAS. $D_i$ et $Q_i$ représentent respectivement les électroaimants dipôles et quadrupôles du LHC. . . . .	47
3.14	Vue globale du système de déclenchement et d'acquisition de données. . . . .	48
3.15	Schéma montrant la structure de Tier0, Tier1 et Tier2 . . . . .	49
4.1	Schéma simplifié du fonctionnement d'Athena [95]. . . . .	52
4.2	Chaîne de simulation depuis la génération d'événements (en haut à gauche) jusqu'à la reconstruction (en haut à droite) [90]. Les algorithmes sont placés dans des cases rectangles et les objets de données persistants dans des cases arrondies. La simulation d'effet d'empilement et l'émulation des composants électroniques de lecture (ROD) sont des étapes facultatives, en pointillées. Les générateurs sont utilisés pour produire des données au format HepMC. L'information vraie de Monte Carlo est sauvegardée en plus des dépôts d'énergie dans le détecteur (hits). Cette information est fusionnée dans des objets de données simulées (SDO) au cours de la numérisation. De plus, lors de la numérisation (digitization), les composants électroniques de lecture (ROD) sont simulés. . . . .	53
4.3	Illustration schématique du chemin d'un électron à travers les sous-détecteurs d'ATLAS. La trajectoire rouge montre la trajectoire hypothétique d'un électron, qui traverse d'abord le détecteur interne (détecteurs de pixels, puis SCT et enfin le TRT), puis entre dans le calorimètre électromagnétique. La trajectoire rouge en pointillés indique le trajet d'un photon produit par l'interaction de l'électron avec la matière dans le détecteur interne [120]. . . . .	57
4.4	Efficacités d'identification des électrons mesurées dans les événements $Z \rightarrow ee$ pour les critères de sélection Loose (cercle bleu), Medium (carré rouge) et Tight (triangle noir) en fonction de $E_T$ . Les barres d'incertitude verticales représentent les incertitudes statistiques et totales [120]. . . . .	58
4.5	Représentation schématique de la procédure d'étalonnage de l'énergie des électrons. . . . .	59
4.6	Efficacités d'isolation dans les données ainsi que le rapport de ces efficacités entre les données et la simulation. Les efficacités sont montrées pour les différents critères de sélection en fonction de $E_T$ dans les événements $Z \rightarrow ee$ [120]. . . . .	60
4.7	Illustration des algorithmes (a) $k_t$ , (b) de Cambridge/Aachen et (c) anti- $k_t$ [129]. . . . .	63
4.8	Procédure d'étalonnage de l'énergie des jets [131]. . . . .	64
4.9	Distribution de la variable JVT pour les jets provenant d'empilement (PU jets) et pour les jets provenant de la collision dure (HS jets) [134]. JVT=-0.1 correspond aux jets auxquels aucune trace n'est associée. . . . .	65
5.1	La répartition de quarks en six saveurs, et le gluon, médiateur de l'interaction forte. Image inspirée de la référence [24]. . . . .	68
5.2	Illustration de la paramétrisation de $\Delta R(\text{trace, jet})$ [135]. . . . .	69
5.3	Schéma de la production d'un jet de quark $b$ . On observe la présence d'un vertex secondaire (en rouge) manifestation de la désintégration d'un hadron beau ayant voyagé quelques millimètres dans le détecteur, résultant en un paramètre d'impact large. . . . .	70
5.4	Les significances statistiques des paramètres d'impact transverse (a) et longitudinal (b) des traces dans les événements $t\bar{t}$ pour les jets de saveurs $b$ (ligne bleue), $c$ (pointillés en vert) et légère (pointillés en rouge) [139]. La forme asymétrique de la distribution est dû au fait que les paramètres d'impact des traces de désintégrations de hadrons lourds ont tendance à avoir un signe positif. . . . .	71
5.5	Le rapport de fonctions de vraisemblance (LLR) pour IP2D (a) et pour IP3D (b) dans les événements $t\bar{t}$ pour les jets de saveurs $b$ (ligne bleue), $c$ (pointillés en vert) et légère (pointillés en rouge) [139]. Le rapport est calculé pour l'hypothèse $b$ -jet contre jet léger ( $p_b/p_u$ ). . . . .	72
5.6	Variabiles construites par l'algorithme SV1 : (a) la masse du vertex, (b) la fraction d'énergie, et (c) nombre de vertex à deux traces [139]. . . . .	73

5.7	Schéma illustrant la désintégration du hadron beau le long du même axe : le vertex primaire, le hadron beau (hadron $B$ ) et le hadron charmé (hadron $D$ ). . . . .	74
5.8	(a) Illustration d'un arbre de décision : à chaque nœud de l'arbre, l'algorithme recherche la variable, et la valeur de coupure associée, qui assure la meilleure séparation entre signal et bruit de fond. L'algorithme se poursuit alors sur les 2 nouvelles populations jusqu'à atteindre un critère d'arrêt à spécifier, en rapport avec la pureté des populations à l'arrêt de l'algorithme, appelées les feuilles de l'arbre. (b) Un exemple d'un discriminant déterminé à partir d'un arbre de décision [142]. . . . .	76
5.9	(a) Le discriminant BDT du MV2c10. (b) Pouvoir de rejet des $c$ -jets en fonction de l'efficacité d'identification des $b$ -jets, pour différentes configurations [139]. . . . .	77
6.1	Le calorimètre à tuiles d'ATLAS [72]. . . . .	80
6.2	(a) Représentation schématique d'un module où l'on peut voir la disposition des tuiles et des plaques d'acier et les trous pour les PMs avec un exemple d'un PM connecté aux tuiles par fibre optique. (b) Module pris en photo : le regroupement de fibres optiques, provenant des tuiles, autour des PMs est bien visible. (c) Schéma représentant les cellules du TileCal, définies en groupant les tuiles, dans les partitions LBA et EBA et les cellules E [72]. Chaque cellule est lue par deux PMs à l'exception des cellules E et D0. . . . .	81
6.3	Super-tiroir partiellement inséré dans un module [149]. Les autres cartes électroniques sont réparties sur chaque face du super-tiroir. . . . .	82
6.4	De gauche à droite, les composants d'un bloc PM (enveloppe cylindrique en fer, pont diviseur, boîtier, PM) et la carte 3-en-1. . . . .	83
6.5	(a) Signal à la sortie d'un PM, (b) signal à la sortie de la carte 3-en-1 après la mise en forme et l'amplification en deux gains : bas (en ligne continue) et haut (en ligne discontinue) [153]. . . . .	84
6.6	Chaîne de lecture du signal [154]. Le signal électrique à la sortie du PM est mis en forme et amplifié en deux gain au niveau de la carte 3-en-1, les deux signaux sont par la suite numérisés par des convertisseurs Analogique-Numérique (ADC). Les données numérisées sont stockées dans des mémoires pipelines attendant la réponse du déclencheur L1. Une fois les données acceptées, les données du gain sélectionné sont envoyées par fibre optique (G-Link) à l'électronique déportée [154]. . . . .	85
6.7	(a) Un exemple d'échantillonnage du signal analogique (3-en-1) avec $n = 7$ , ceci correspond au cas idéal où le maximum du signal échantillonné ( $S_4$ ) coïncide avec le maximum du signal analogue [153]. (b) L'exemple d'un échantillonnage du signal analogique où les maxima des signaux analogique et échantillonné ne coïncident pas. . . . .	87
6.8	Systèmes d'étalonnage. . . . .	90
6.9	Variation de gain (en %) des canaux calculée cellule par cellule en fonction de $\eta$ en utilisant le système Laser, entre le 24 mai 2016 et le 27 octobre 2016 (couvrant la majeure partie de la période de collisions de protons de 2016) [162]. . . . .	91
6.10	TDAQ pour le HL-LHC . . . . .	92
6.11	Un exemple d'un mini-tiroir du TileCal avec ses composants pour le HL-LHC. . . . .	93
6.12	(a) Puce électronique FATALIC. (b) Schéma du circuit FATALIC. . . . .	94
6.13	Architecture de FATALIC . . . . .	95
6.14	Schéma de FATALIC montra les trois voies d'entrée, la sélection des gains, et la sortie en deux gains : alternatif (mélange de gains bas et haut) et moyen. . . . .	96
6.15	Le signal effectif construit à partir des gains délivrés par FATALIC où la valeur de chaque échantillon est normalisée compte tenu de son gain. L'impulsion résultante est encodée sur 18 bits, dont 6 bits utilisés pour les changements dynamiques de gains. . . . .	96
6.16	(a) Le signal de FATALIC de référence $f(t)$ , (b) le signal amplifié d'une valeur arbitraire, et (c) le signal échantillonné tous les 25 ns. . . . .	97
6.17	Le signal d'intérêt (en bleu continu) en superposition avec un signal d'empilement décalé de deux croisements de paquets (50 ns). Le signal à la sortie est la somme des deux. . . . .	98

6.18	Distribution d'énergie pour les signaux de physique ( $E_{true}$ ).	98
6.19	Distributions en énergie provenant d'événements à bias minimum : (a) dans la cellule D1 pour $\langle\mu\rangle = 30$ , (b) dans la cellule A13 pour $\langle\mu\rangle = 30$ , (c) dans la cellule D1 pour $\langle\mu\rangle = 140$ , (d) dans la cellule A13 pour $\langle\mu\rangle = 140$ , (e) dans la cellule D1 pour $\langle\mu\rangle = 200$ , (f) dans la cellule A13 pour $\langle\mu\rangle = 200$ .	99
6.20	(a) Différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal, $\Delta E = E_{OF} - E_{vraie}$ , en présence de bruit électronique. (b) Variation de $\Delta E = E_{OF} - E_{vraie}$ en fonction de $E_{vraie}$ .	100
6.21	Différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal, $\Delta E = E_{OF} - E_{true}$ , en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).	101
6.22	Variation de la différence absolue entre l'énergie reconstruite et l'énergie du signal, $\Delta E = E_{OF} - E_{true}$ , en fonction de $E_{true}$ en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).	101
6.23	Distributions du facteur de qualité de la reconstruction, $QF$ , en présence de bruit électronique et de pile-up ( $\langle\mu\rangle = 30, 140, 200$ ) dans les cellules D1 (a) et A13 (b).	101
7.1	Section efficace $\sigma(pp \rightarrow W'_R)$ multipliée par le tau d'embranchement $B(W'_R \rightarrow t\bar{b})$ en fonction de la masse du boson $W'_R$ .	107
7.2	Distribution de la masse invariante, au niveau partonique, des échantillons $W'_R$ générés avec des masses comprises entre 1 TeV et 5 TeV. (a) L'échelle de l'axe des ordonnées est linéaire et (b) l'échelle est logarithmique.	108
7.3	Distribution de la masse invariante, après hadronisation, des échantillons $W'_R$ générés avec des masses comprises entre 1 TeV et 5 TeV. (a) L'échelle de l'axe des ordonnées est linéaire et (b) l'échelle est logarithmique.	109
7.4	Fonctions de densité partonique en fonction de $x$ , où $x$ est la fraction d'impulsion emportée au proton pour une échelle d'énergie $\mu = Q^2$ [179].	109
7.5	Distribution de la masse invariante reconstruite $m(t\bar{b})$ dans les régions de signal pour les échantillons $W'_R$ simulés, en supposant $g'/g = k$ (noir), en comparaison avec les échantillons ( $g'/g = 1$ ) pondérés à partir de la fonction $F(k)$ (équation 7.5).	111
7.6	Distributions de la masse invariante pour un boson $W'_L$ de masse 1 TeV avec et sans interférence. L'interférence peut être constructive (+ int.) ou destructive (- int.) [173].	112
7.7	Distributions de la masse invariante, au niveau partonique, issues des échantillons (a) $W'_L + W$ avec interférence, (b) $W'_L$ et (c) top quark célibataire, pour un boson $W'$ de masse 2 TeV.	113
7.8	La fonction des poids, défini dans l'équation 7.8.	113
7.9	Distributions de la masse invariante, au niveau particule, issues des échantillons $W'_L + W$ avec (en rouge) et sans (en noir) interférence. (a) L'axe des $y$ est en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.	114
7.10	Mesures de plusieurs sections efficaces totales et fiducielles de processus du MS réalisées par ATLAS. Ces sections efficaces sont corrigées des facteurs d'embranchements leptoniques et comparées à leur valeur attendue théorique. Toutes les sections efficaces sont calculées au NLO ou aux ordres supérieurs [180].	115
7.11	Diagramme de Feynman de production $t\bar{t}$ dans les états finals avec un seul lepton (a) et deux leptons (b).	115
7.12	Diagramme de Feynman de production de bosons $W$ associées à des jets ( $W$ +jets).	116
7.13	Diagramme de Feynman de production de quarks top célibataires dans les voies $t$ (a), $Wt$ (b) et $s$ (c).	116
7.14	Diagramme de Feynman de production de (a) dibosons $WW$ , (b) bosons $Z$ associées à des jets ( $Z$ +jets), (c) multijets.	117
7.15	Distribution de la distance entre un électron et un jet " $b_2$ " pour différentes masses du signal et pour la somme de tous les bruits de fond : (a) $m(W') = 1$ TeV, (b) $m(W') = 2$ TeV, (c) $m(W') = 3$ TeV, (d) $m(W') = 4$ TeV.	122

7.16	Distribution de la distance entre un muon et un jet “ $b_2$ ” pour différentes masses du signal et pour la somme de tous les bruits de fond : (a) $m(W') = 1$ TeV, (b) $m(W') = 2$ TeV, (c) $m(W') = 3$ TeV, (d) $m(W') = 4$ TeV. . . . .	123
7.17	Efficacité de la sélection du signal (définie comme le nombre d'événements passant toutes les sélections divisé par le nombre total d'événements $W' \rightarrow t\bar{b} \rightarrow \ell\nu$ ) dans la région <b>SR</b> . Les efficacités sont indiquées pour : tous les canaux combinés (ligne noire), les canaux électrons seulement (ligne rouge) et les canaux muons seulement (ligne bleue). Les courbes d'efficacité du signal sont également montrées sans aucun critère d'identification des jets de $b$ (lignes pointillées) [1]. . . . .	124
7.18	Distributions $m_{t\bar{b}}$ de la masse reconstruite du candidat boson $W'_R$ dans les régions de validation : (a) 2-jet 1-tag $e$ , (b) 2-jet 1-tag $\mu$ , (c) 2-jet 2-tag $e$ , (d) 2-jet 2-tag $\mu$ [1]. . . . .	127
7.19	Impact attendu (a) et observé (b) des incertitudes systématiques sur la force du signal ( $\hat{\mu}$ ). Les paramètres de nuisance sont classés dans l'ordre décroissant de leur impact sur $\hat{\mu}$ . Les paramètres de nuisance correspondant aux incertitudes statistiques MC ne sont pas pris en compte ici. Les bandes bleues correspondent aux impacts de chaque source d'incertitude après ajustement. Les points noirs représentent $(\hat{\theta} - \theta_0)/\Delta\theta$ , les valeurs des paramètres décalés et mis à l'échelle après ajustement, tandis que les barres d'erreur représentent les erreurs sur le paramètre d'ajustement après ajustement. Les points rouges donnent la valeur de normalisation ajustée sur les bruits de fond $t\bar{t}$ et les jets $W$ +jets laissée libre lors de l'ajustement. L'hypothèse de masse de signal considérée est $m_{W'_R} = 2.0$ TeV. Les incertitudes sur la modélisation de bruit de fond $t\bar{t}$ et sur la normalisation de bruit de fond multijet sont indiquées par des cercles rouges. "JES" et "JER" correspondent respectivement à l'incertitude relative à l'échelle en énergie des jets et à leur résolution. . . . .	133
7.20	Distributions $m_{t\bar{b}}$ après ajustement de la masse reconstruite du candidat boson $W'_R$ dans les régions de signal : (a) 2 jets 1 tag $e$ , (b) 2 jets 1 tag $\mu$ , (c) 3 jets 1 tag $e$ , (d) 3 jets 1 tag $\mu$ . Une contribution de signal attendue correspondant à une masse d'un boson $W'_R$ de 2.0 TeV multipliée par un facteur 20 est montrée. La ligne <i>pre-fit</i> représente la prédiction de bruits de fond avant l'ajustement. Les bandes d'incertitude incluent toutes les incertitudes systématiques et statistiques. La différence entre les nombres d'événements issus des données et de simulation MC est représentée par un rapport dans la partie inférieure de chaque figure, les barres d'erreur sur les points de données correspondant à l'incertitude de Poisson appliquée aux données [1]. . . . .	135
7.21	Distributions $m_{t\bar{b}}$ après ajustement de la masse reconstruite du candidat boson $W'_R$ dans les régions de signal : (a) 2 jets 2 tag $e$ , (b) 2 jets 2 tag $\mu$ , (c) 3 jets 2 tag $e$ , (d) 3 jets 2 tag $\mu$ . Une contribution de signal attendue correspondant à une masse d'un boson $W'_R$ de 2.0 TeV multipliée par un facteur 20 est montrée. La ligne <i>pre-fit</i> représente la prédiction de bruits de fond avant l'ajustement. Les bandes d'incertitude incluent toutes les incertitudes systématiques et statistiques. La différence entre les nombres d'événements issus des données et de simulation MC est représentée par un rapport dans la partie inférieure de chaque figure, les barres d'erreur sur les points de données correspondant à l'incertitude de Poisson appliquée aux données [1]. . . . .	136
7.22	Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement $W' \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson $W'_R$ , en supposant $g'/g = 1$ . La ligne continue correspond à la limite observée, tandis que la courbe pointillée à la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP, et sa largeur qui correspondent aux variations dues à l'incertitude d'échelle et de PDF, sont également présentées (en rouge) [1]. . . . .	137

7.23	Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement $W' \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson $W'_R$ tenant compte des désintégrations leptonique et hadronique combinées, en supposant $g'/g = 1$ . La ligne continue correspond à la limite observée, tandis que la courbe pointillée à la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP, et sa largeur qui correspondent aux variations dues à l'incertitude d'échelle et de PDF, sont également présentées (en rouge) [1]. . . . .	138
7.24	Limites d'exclusion observée et attendue à 95% sur le rapport $g'/g$ , en fonction de la masse du boson $W'_R$ . La zone colorée correspond à la limite observée tandis que la ligne en pointillés correspond à la limite attendue. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un écart-type d'incertitude [1]. . . . .	139
7.25	Distribution de l'énergie mesurée par FATALIC à partir des données de tests en faisceau d'électrons de 50 GeV au CERN [195]. Le bruit électronique (piédestal) est bien séparé du plus petit signal venant des muons. . . . .	142
7.26	Limites à 95% CL sur la production de la section efficace multipliée par le taux d'embranchement $W' \rightarrow t\bar{b}$ en fonction de la masse du boson $W'_R$ , en supposant $g'/g = 1$ [196]. La courbe pointillée est la limite attendue en l'absence de signal. Les bandes d'erreur sur la limite attendue représentent un (en vert) et deux (en jaune) écart-type(s) d'incertitude. La prédiction faite par le générateur de modèle de référence ZTOP sont également présentées en rouge. . . . .	143
7.27	Diagramme illustrant la désintégration du top et de l'anti-top dans le processus $t\bar{t}$ , l'état final contient des leptons et des jets. Les produits de désintégration des événements leptoniques et hadroniques son très proches les uns des autres [197]. . . . .	144
7.28	Distributions d'impulsions transverses des jets de $b$ dans les événements $Z'$ , $W'$ 2 TeV, $W'$ 4 TeV : (a) avant et (b) après la pondération. . . . .	145
7.29	(a) Distance angulaire entre un $b$ -jet et un jet le plus proche. (b) Efficacité d'identification des $b$ -jets en fonction de la distance angulaire. . . . .	146
7.30	Efficacité d'identification des $b$ -jets en fonction de la distance angulaire, dans les régions $p_T < 250$ GeV (a) et $1000 < p_T < 1500$ GeV. . . . .	147
7.31	Réjections de jet léger en fonction de l'efficacité de jet de $b$ évaluée pour MV2c10 entraînés avec différents échantillons. Les réjections des BDT sont évaluées sur l'échantillon : (a) $t\bar{t}$ , (b) $Z'$ , (c) $W'$ 2 TeV et (d) 4 TeV. . . . .	147

# Liste des tableaux

---

1.1	La classification des particules de matière. . . . .	16
3.1	Paramètres des faisceaux [70]. $N_b$ est le nombre de protons par paquet, $n_b$ le nombre de paquets par faisceau, $\epsilon_n$ l'émittance transverse du faisceau, et $\beta^*$ la fonction beta au point de collision. . . . .	36
4.1	Critères d'isolation des électrons pour l'analyse 2015-2016. . . . .	59
4.2	Efficacité pour les muons prompts issus de la désintégration de $W$ et des hadrons identifiés à tort comme des muons prompts dans les événements $t\bar{t}$ simulés. Les résultats sont présentés pour les quatre critères de sélection d'identification séparant les muons par impulsion transverse basse ( $4 < p_T < 20$ GeV) et élevé ( $20 < p_T < 100$ GeV) dans la région $\eta < 2.5$ . Les incertitudes statistiques sont négligeables [123]. . . . .	62
4.3	Critères d'isolation des muons. . . . .	62
5.1	Les variables discriminantes d'entrée des algorithmes de haut niveau. Elles sont fournies par les algorithmes de bas niveau sauf deux d'entre elles : $p_T$ et $\eta$ . . . . .	75
5.2	Définitions des critères de sélection pour la configuration 2016 de l'algorithme MV2c10, telle que mesurée dans un échantillon $t\bar{t}$ simulé à $\sqrt{s} = 13$ TeV [139]. . . . .	77
6.1	Caractéristiques de FATALIC. . . . .	95
7.1	Résumé des résultats précédents sur la recherche d'un boson $W'$ se désintégrant en $t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}\ell\nu$ . . . . .	106
7.2	Largeur totale (en GeV) du boson $W'_R$ , calculée à l'ordre NLO [174]. . . . .	107
7.3	Tableau décrivant les générateurs d'événements utilisés pour la simulation Monte Carlo des processus de bruits de fond. . . . .	114
7.4	Paramètres utilisés pour le système de déclenchement utilisé dans cette analyse. . . . .	118
7.5	Critères de sélection des leptons. . . . .	119
7.6	Critère de séparation des leptons et des jets qui se superposent. . . . .	119
7.7	Résumé des critères de sélection utilisées pour définir les régions de signal et de validation. . . . .	125
7.8	Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation $\mathbf{VR}_{\text{pretag}}$ 2-jet et 3-jet. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés. . . . .	126
7.9	Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation $\mathbf{VR}_{t\bar{t}}$ 4-jet 1-tag et 4-jet 2-tag. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés. . . . .	128
7.10	Nombre d'événements de bruits de fond dans les régions de validation $\mathbf{VR}_{\text{HF}}$ 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements présentés sont affectés d'une incertitude statistique portant sur la taille des échantillons Monte Carlo utilisés. . . . .	128

7.11	Résumé des incertitudes systématiques en pourcentage. Les incertitudes sur le signal sont déterminées pour une hypothèse d'un boson $W'_R$ de masse égale à 2 TeV. Les valeurs données sont exprimées en pourcentage. Les sources d'incertitude peuvent affecter à la fois le nombre total d'événements simulés et la forme de la distribution de la $m_{tb}$ . Le symbole "F" représente les incertitudes affectant la forme de la distribution $m_{tb}$ en plus du nombre d'événements, et le symbole "*" indique que seuls les incertitudes affectant la forme de la distribution $m_{tb}$ sont prises en compte. "L" représente les paramètres libres lors de l'ajustement, notamment les sections efficaces des processus $t\bar{t}$ et $W$ +jets. Les régions dont les incertitudes sont considérées non corrélées sont marquées par le symbole "D". Les incertitudes liées à la reconstruction des jets, colonne "Jets", inclut les incertitudes liées à la reconstruction de l'impulsion transverse manquante ( $E_T^{miss}$ ). Les incertitudes liées à l'extrapolation des nombres d'événements entre les régions à 2 jets et 3 jets sont aussi considérées (dernière colonne). . . . .	131
7.12	Nombres d'événements de données observés et nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans les régions de signal 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements de bruit de fond représentés sont obtenus après l'ajustement. . . . .	134
7.13	Nombres d'événements de données observés et nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus dans les régions de signal 2-jet 1-tag et 3-jet 1-tag. Les nombres d'événements de bruit de fond représentés sont obtenus après l'ajustement. . . . .	137

# Acronyms

---

<b>MS</b>	Modèle Standard . . . . .	5
<b>QED</b>	Quantum Electro-Dynamics . . . . .	7
<b>LO</b>	Leading Order . . . . .	8
<b>NLO</b>	Next-to-Leading Order . . . . .	8
<b>NNLO</b>	Next-to-Next-to-Leading Order . . . . .	8
<b>QCD</b>	Quantum Chromo-Dynamics . . . . .	9
<b>vev</b>	Vacuum Expectation Value . . . . .	14
<b>CKM</b>	Cobibbo-Kabayashi-Maskawa . . . . .	17
<b>PDF</b>	Parton Density Fonction . . . . .	35
<b>MC</b>	Monte-Carlo . . . . .	52
<b>ROD</b>	Read Out Drivers . . . . .	53
<b>SDO</b>	Simulated Data Object . . . . .	53
<b>RDO</b>	Raw Data Object . . . . .	53
<b>BS</b>	ByteStream . . . . .	55
<b>ESD</b>	Event Summary Data . . . . .	55
<b>AOD</b>	Analysis Object Data . . . . .	55
<b>pdf</b>	Probability Density Function . . . . .	57
<b>JES</b>	Jet Energy Scale . . . . .	64
<b>JVT</b>	Jet Vertex Tagger . . . . .	65
<b>ROC</b>	Receiver Operating Characteristic . . . . .	69
<b>IP</b>	Impact Parameter . . . . .	71
<b>LLR</b>	Log-Likelihood Ratio . . . . .	71
<b>PM</b>	Photo-Multiplicateur . . . . .	80
<b>OF</b>	Optimal Filtering . . . . .	86
<b>ASIC</b>	Application-Specific Integrated Circuit . . . . .	94