



HAL
open science

Etudes dans le canal avec deux leptons de même signe de la physique du top au-delà du modèle standard

Léa Gauthier

► **To cite this version:**

Léa Gauthier. Etudes dans le canal avec deux leptons de même signe de la physique du top au-delà du modèle standard. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112159 . tel-00754370

HAL Id: tel-00754370

<https://theses.hal.science/tel-00754370>

Submitted on 20 Nov 2012

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.

THÈSE

soutenue le 14 septembre 2012 par

Léa GAUTHIER

pour obtenir le grade de

Docteur ès sciences

de l'université Paris-Sud XI Orsay

Spécialité: Physique

ED 517 : Particules, Noyaux et Cosmos

Etudes dans le canal avec deux leptons de même signe de la physique du top au-delà du Modèle Standard

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

Mme	Anne-Isabelle ETIENVRE	(Directrice de thèse)
Mme	Géraldine SERVANT	(Co-Directrice de thèse)
M.	Achille STOCCHI	(Président du jury)
M.	Daniel BLOCH	(Rapporteur)
M.	Gustaaf BROOIJMANS	(Rapporteur)
M.	Fabio MALTONI	(Examineur)

Résumé

Le sujet de cette thèse est « L'étude dans le canal avec deux leptons de même signe de la physique du top au-delà du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS au LHC et l'étude du niveau de déclenchement L1 du calorimètre ».

Cette thèse porte sur la recherche de processus de nouvelle physique au LHC faisant jouer au quark top un rôle particulier. Le LHC est un collisionneur de protons, conçu pour un fonctionnement nominal avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Jusqu'à fin 2011 il a fonctionné avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. Les premières données recueillies (5 fb^{-1} à 7 TeV) nous ont permis de contraindre certains paramètres de la nouvelle physique recherchée. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse. Celle-ci est divisée en trois parties.

La première décrit rapidement l'accélérateur avant de s'intéresser à l'expérience ATLAS et au fonctionnement de son détecteur. Le bon fonctionnement des cartes de sommation du signal du calorimètre électromagnétique pour le premier niveau de déclenchement des événements a été tout particulièrement étudié.

La deuxième partie est une analyse phénoménologique de la physique au-delà du Modèle Standard avec quatre quarks top dans l'état final pour plusieurs modèles théoriques. Cette étude a été effectuée principalement au niveau générateur pour $\sqrt{s} = 14$ TeV mais nous commentons également les perspectives à 7 TeV. Elle peut être appliquée à l'expérience ATLAS comme à l'expérience CMS.

La troisième partie est une étude expérimentale, réalisée avec le détecteur ATLAS, recherchant des manifestations d'un modèle de Higgs composite prédisant l'existence de partenaires exotiques au quark top ($T_{5/3}$) et d'un modèle de théorie effective de production des 4 tops. Une limite sur la masse du partenaire exotique a été obtenue ainsi qu'une limite sur la section efficace des événements exotiques à quatre tops.

Mots clés : quark top, physique exotique, supersymétrie, dimensions supplémentaires, top partenaires, Tower Builder Board

Summary

The subject of this thesis is the « Study in the two same sign leptons channel of top Beyond Standard Model Physics with the ATLAS detector at the LHC and the study of the L1 Calo Trigger ».

The central subject of this thesis is the search for new physics in which the top quark plays a crucial role. The LHC is a proton collider, designed for a nominal operation with $\sqrt{s} = 14$ TeV. Until december 2011 it worked with an energy of 7 TeV in the center of mass. The first 5 fb^{-1} of collected data allowed us to constrain some parameters of the new physics processes presented in this thesis. The document is divided into three parts :

The first one describes briefly the LHC accelerator before presenting the ATLAS experiment and operation of the detector. The Tower Builder Boards for the electromagnetic level one trigger are especially studied.

The second part is a phenomenological analysis of physics beyond the Standard Model with four top quarks in the final state. This analysis is presented for several theoretical models. This study was performed mainly at the generator level for $\sqrt{s} = 14$ TeV but we also comments on prospects at 7 TeV. It can be applied to both ATLAS and CMS experiments.

The third part is an experimental study, performed with the ATLAS detector, searching for two exotic processes with two same signe leptons in the final state ($T_{5/3}$ and four tops production). A limit on the mass of the top partner $T_{5/3}$ has been obtained as well as a limit on the cross section of exotic events with four tops.

Keywords : top quark, exotic physic, supersymmetry, extra dimension, top partner, Tower Builder Board

Table des matières

Introduction	7
1 Le LHC et le détecteur ATLAS	9
1.1 Introduction	10
1.2 Le LHC	10
1.3 Le détecteur ATLAS	13
1.4 Reconstruction des objets physiques	30
Bibliographie	37
2 Premier niveau de déclenchement du calorimètre	39
2.1 Introduction	40
2.2 Fonctionnement des <i>Towers Builders Boards</i> du calorimètre électromagnétique . .	41
2.3 Fonctionnement des lignes à retard des <i>Tower Builder Boards</i>	44
2.4 Estimation de la luminosité utile pour la vérification des retards de physique . . .	48
2.5 Mesure des retards de physique des <i>Tower Builder Boards</i> avec une configuration spéciale de déclenchement	56
2.6 Conclusion	61
2.7 Annexe	62
Bibliographie	64
3 Le Modèle Standard	65
3.1 Introduction	66
3.2 Le Modèle Standard	66
3.3 Le mécanisme de brisure de symétrie	71
3.4 Les limites du Modèle Standard	72
3.5 Les alternatives au Modèle Standard	74
Bibliographie	78

Annexes	80
4 Analyse des Modèles Exotiques à 4 tops	83
4.1 Le Modèle Topophile	85
4.2 Le Modèle Supersymétrique	102
4.3 Reconstruction des événements pour les Modèles Topophile et Supersymétrique .	107
4.4 Synthèse	111
Annexe	113
Bibliographie	114
5 Étude expérimentale du modèle Topophile et des événements à 4 tops avec ATLAS	115
5.1 Introduction	117
5.2 Les partenaires du quark top	117
5.3 Cadre de l'analyse	121
5.4 Coupures utilisées	124
5.5 Estimation du nombre d'événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons	128
5.6 Estimation du nombre d'événements dus aux faux leptons	134
5.7 Incertitudes systématiques	139
5.8 Etude de la région de contrôle et résultat	142
5.9 Interprétation des résultats	144
5.10 Conclusion	146
Bibliographie	148
Conclusion	149
Publication	151

Introduction

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules décrit fort bien les constituants élémentaires de la matière, les forces qui les gouvernent et les interactions entre celles-ci. Ce Modèle est expérimentalement vérifié et n'a encore jamais été mis en défaut, ceci depuis plusieurs décennies. Le 4 juillet 2012, les expériences ATLAS et CMS ont annoncé la découverte de l'existence d'une nouvelle particule compatible avec le boson de Higgs, à une masse de 125 GeV. Les données à venir permettront de compléter l'étude et de savoir s'il s'agit du boson de Higgs du MS. Cependant, malgré les nombreuses prédictions du Modèle Standard en accord avec l'expérience, ce modèle ne parvient pas à expliquer de nombreux problèmes physiques : pourquoi les neutrinos oscillent-ils et leur masse est si faible ? Quelle est l'origine de la matière noire ? Pourquoi observe-t-on une asymétrie matière-antimatière ?

Toutes ces questions ouvertes laissent à penser que le Modèle Standard serait une théorie effective de basse énergie et que des modèles de nouvelle physique, également appelés modèles exotiques, existeraient au-delà du Modèle Standard.

Le LHC, en effectuant des collisions avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 7 TeV, de mars 2010 jusqu'à décembre 2011, nous a permis d'accumuler assez de données pour sonder la physique au-delà du Modèle Standard et de contraindre certains paramètres de la nouvelle physique.

C'est sur la contrainte de certains de ces paramètres que porte le travail de cette thèse.

Le canal avec deux leptons de même signe est une excellente sonde pour certains processus de nouvelle physique : le bruit de fond de cet état final dans le MS est très faible et état final est attendu dans une grande variété de modèles exotiques tels que les modèles composites, les modèles de Randall-Sundrum ou encore la supersymétrie.

On se concentre dans cette thèse sur des modèles où les leptons proviennent de bosons W issus de quarks top. Le quark top joue en effet un rôle crucial dans les modèles étudiés, du fait de sa masse élevée.

Avant d'étudier en détail les modèles de physique exotique, le premier chapitre se concentre sur la présentation générale du LHC puis du détecteur ATLAS, avec lequel a été réalisée notre étude expérimentale. La reconstruction des objets physiques dans le détecteur est également présentée. Le chapitre suivant étudie le premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique, en particulier la calibration des cartes de sommation du signal du calorimètre électromagnétique pour le premier niveau de déclenchement. C'est cette chaîne de déclenchement qui nous assure le bon enregistrement des données : elle doit donc être parfaitement calibrée.

Une analyse phénoménologique est ensuite présentée dans le chapitre 4. Il s'agit d'une étude de processus au-delà du Modèle Standard avec quatre quarks top dans l'état final. Cette étude est effectuée pour deux modèles théoriques. Le premier est appelé modèle topophile et est un modèle général non supersymétrique de la physique exotique à 4 tops pouvant facilement être extrapolé

à tout modèle théorique non supersymétrique. Une limite dans le cadre d'une théorie effective, lorsque la masse de la nouvelle résonance est trop lourde pour être produite, est également abordée. Le deuxième modèle est un modèle supersymétrique où les 4 tops sont présents via la désintégration de gluinos et nous amène à un état final avec 4 tops plus une grande énergie manquante.

Cette étude a été effectuée principalement pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, au niveau générateur. Elle possède l'avantage de pouvoir être appliquée à l'expérience ATLAS comme à l'expérience CMS.

A la suite de cette analyse, une étude expérimentale a été réalisée avec le détecteur ATLAS sur un modèle de Higgs composite comprenant des partenaires fermioniques du quark top et un modèle de théorie effective à quatre tops. Cette étude est présentée dans le chapitre 5.

Les partenaires exotiques du top tel que le $T_{5/3}$ et les événements à quatre tops sont les manifestations les plus spectaculaires de modèles avec des Higgs et tops composites (on parle alors de secteur fort). Les états finaux des partenaires exotiques du top et des événements à quatre tops sont très proches : ils diffèrent seulement de 2 quarks bottom. Nous avons étudié ces deux modèles dans le canal avec 2 leptons de même signe en coupant sur des variables génériques comme l'impulsion transverse totale ou le nombre de jets, l'avantage étant que le bruit de fond de ces états finaux est identique.

Nous avons effectué une étude du bruit de fond (Monte Carlo ou basé sur les données) , effectué une optimisation de nos coupures, puis extrait des limites sur nos deux modèles. Dans le cas des tops partenaires, cette étude a été effectuée pour plusieurs valeurs de couplage entre la particule exotique et les particules du Modèle Standard afin de mettre des contraintes sur le caractère composite du quark top dans le cas d'une découverte ou de mettre des limites sur la masse de la nouvelle particule en fonction du couplage en l'absence d'excès dans les données.

Une limite sur la masse du $T_{5/3}$ a été obtenue ainsi qu'une limite sur la section efficace des événements exotiques à quatre tops.

Chapitre 1

Le LHC et le détecteur ATLAS

Le diplomate ne dit pas qu'il pleut quand il pleut ; il explique le fonctionnement du parapluie !

Albert Brie

Sommaire

1.1	Introduction	10
1.2	Le LHC	10
1.2.1	L'accélérateur	10
1.2.2	Luminosité acquise par le LHC	12
1.3	Le détecteur ATLAS	13
1.3.1	Le détecteur interne	14
1.3.2	Les calorimètres	17
1.3.3	Le spectromètre à muons	22
1.3.4	Le système de déclenchement	27
1.4	Reconstruction des objets physiques	30
1.4.1	Reconstruction des électrons	30
1.4.2	Reconstruction des muons	32
1.4.3	Reconstruction des jets	33
1.4.4	Calcul de l'énergie transverse manquante	35
1.4.5	Prise en compte de l'empilement des données	36
	Bibliographie	37

1.1 Introduction

Le Grand Collisionneur de Hadrons (*Large Hadron Collider*, LHC) a été construit par l'Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN). Il a pris la place du LEP (*Large Electron Positron collider*), collisionneur électron-positron, qui a fonctionné de 1989 à 2000 avec une énergie dans le centre de masse de 90 GeV jusqu'à 209 GeV. Le LHC prend la suite du Tevatron, collisionneur proton-antiproton, construit à Fermilab (près de Chicago) ayant une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et ayant produit des données jusqu'en 2011 avec une luminosité totale enregistrée de 10.7 fb^{-1} . Si ce dernier a été construit pour fonctionner avec une luminosité de $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ des ajustements ont permis d'augmenter la luminosité jusqu'à $4 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dans sa dernière année de fonctionnement. CDF et D0, les deux expériences du Tevatron, ont exclu un boson de Higgs ayant une masse entre 158 et 175 GeV [1].

Le LHC a été construit dans le but de découvrir le boson de Higgs et mesurer ses propriétés, ainsi que de sonder les régions de haute énergie pour tenter d'isoler des signaux caractéristiques de nouvelle physique (supersymétrie, quatrième génération ou encore dimensions supplémentaires). Il a été construit en collaboration avec plus de 10 000 scientifiques et ingénieurs de plus de 100 pays, ainsi que des centaines d'universités et de laboratoires.

Le LHC est le plus puissant accélérateur de particules au monde construit à ce jour. Le projet a démarré en 1984 et a été officiellement approuvé en 1994. Sa construction a débuté en 2000 et s'est achevée à l'automne 2008, date des premières collisions à $\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$. Le LHC a été inauguré officiellement le 21 octobre 2008 au CERN.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), un des détecteurs placés sur les points de collision du LHC, a pour but d'explorer un large éventail de domaines de la physique tels que les mesures de précision dans le Modèle Standard et la recherche du boson de Higgs ou encore l'étude de modèles au-delà du Modèle Standard tels que la recherche de dimensions supplémentaires ou encore la quête des particules supersymétriques.

Le 4 juillet 2012, les expériences ATLAS et CMS ont annoncé la découverte de l'existence d'une nouvelle particule : un boson, compatible avec le boson de Higgs, à une masse de 125 GeV. Les données à venir permettront de compléter l'étude et de savoir s'il s'agit du boson de Higgs du Modèle Standard (MS).

1.2 Le LHC

Le LHC est un accélérateur de protons avec une énergie nominale pouvant aller jusqu'à 14 TeV dans le centre de masse. Le LHC peut également accélérer des ions lourds (plomb) avec une énergie de 2.8 TeV par nucléon afin d'étudier le plasma quark-gluons (but de l'expérience ALICE). Le LHC a commencé à fonctionner en 2009 avec une énergie de 450 GeV par faisceau pour atteindre depuis mars 2011 une énergie de 3.5 TeV par faisceau. A partir du 5 avril 2012 le LHC a commencé à fonctionner avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Il continuera à accumuler des données jusqu'à fin 2012 avant d'effectuer un arrêt technique de 18 mois qui permettra de préparer l'accélérateur pour une exploitation à 6.5 TeV par faisceau dès la fin 2014, l'objectif final étant d'atteindre progressivement l'énergie nominale de 7 TeV par faisceau.

1.2.1 L'accélérateur

Le LHC est situé dans un anneau de 26.7 kilomètres de long, enterré entre 45 m et 170 m sous terre. Il est composé de huit arcs de cercle (appelés octants) reliés par des sections

droites (appelées insertions), le tout contenant 1624 aimants supraconducteurs refroidis à une température de 1.9 K par de l'hélium liquide. Il est formé de 1232 aimants dipolaires principaux de 15 m de long chargés de faire circuler les protons sur leur trajectoire courbe et 392 aimants quadripolaires focalisant le faisceau afin de maximiser les chances d'interaction entre particules. Un champ magnétique uniforme de 8.3 Teslas, de sens opposé dans chaque tube à vide, est nécessaire pour dévier les faisceaux de 0.6 mm par mètre afin de les maintenir sur leur trajectoire.

Les protons sont produits à partir d'une source d'hydrogène puis sont tout d'abord accélérés linéairement à une énergie de 50 MeV (grâce au Linac2) avant d'être envoyés dans le Proton Synchrotron Booster (PSB). Ils sont alors injectés à 1.4 GeV dans le Proton Synchrotron (PS), qui les accélère à 26 GeV avant leur passage dans le Super Synchrotron à Protons (SPS). Le SPS est un accélérateur de 2 km de diamètre fournissant des paquets de protons de 450 GeV. Ces paquets sont espacés de 50 ns depuis fin 2011 et il devrait en être de même pour le fonctionnement nominal à 13 ou 14 TeV. Cette chaîne d'injection est représentée Figure 1.1.

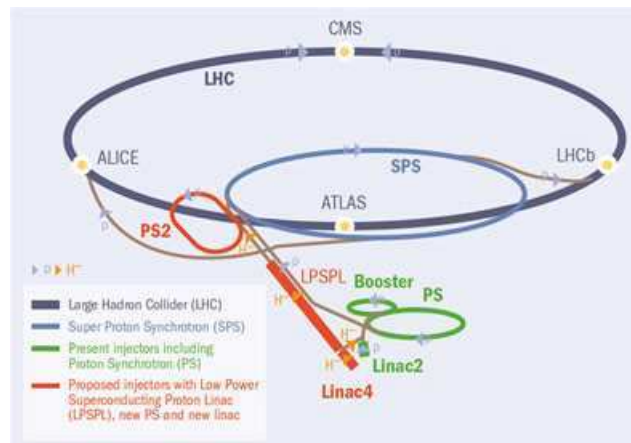


FIGURE 1.1 – Représentation du complexe d'accélération du LHC : Linac2, Proton Synchrotron Booster, Proton Synchrotron, Super Synchrotron à Protons

Le LHC regroupe quatre grandes expériences, situées aux points de collision des faisceaux : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.

- Les deux premières [2] [3] sont dédiées à la recherche du boson de Higgs et de la nouvelle physique, ainsi qu'à l'étude du Modèle Standard,
- ALICE [4] étudie les événements issus de collisions d'ions lourds : elle est dédiée à l'étude du plasma quark-gluons,
- LHCb [5] étudie la violation de la symétrie CP par l'intermédiaire de particules produites lors des collisions proton-proton et contenant un quark b.

Par ailleurs, deux détecteurs très spécialisés étudient les collisions fournies par le LHC :

- TOTEM [6] étudie des particules à très petit angle (physique inaccessible aux 4 autres grandes expériences) afin de mesurer la taille des protons ou la luminosité du LHC. Avec le détecteur ALFA [7] ils ont pour but une précision de mesure de 1% sur la luminosité.
- LHCf [5] utilise les particules à petits angles créées à l'intérieur du LHC pour simuler des rayons cosmiques en condition de laboratoire.

1.2.2 Luminosité acquise par le LHC

La luminosité instantanée est une quantité importante puisqu'elle est proportionnelle au nombre de particules par faisceau lors des collision. De plus, la connaissance précise de celle-ci est un point crucial pour un grand nombre de mesures physiques, comme les mesures de sections efficaces. Elle est liée à la section efficace d'un processus p créant N événements par la formule :

$$N = \mathcal{L}_0 \times \sigma_p(\sqrt{s})$$

où $\sigma_p(\sqrt{s})$ est la section efficace du processus considéré qui dépend de l'énergie de la collision. La luminosité instantanée \mathcal{L}_0 se définit comme :

$$\mathcal{L}_0 = \frac{fn_1n_2n_b}{2\pi\Sigma_{1x}\Sigma_{2x}\Sigma_{1y}\Sigma_{2y}} \quad (1.1)$$

où :

- f : fréquence de collisions
- n_1 et n_2 : nombre de protons par paquet des faisceaux 1 et 2 (intensité)
- n_b : nombre de paquets par faisceau
- Σ_{il} est la largeur des paquets du faisceau i ($i=1,2$) dans la direction l ($l=x,y$)

L'équation 1.1 est une expression simplifiée car il faut prendre en compte les angles avec lesquels les paquets entrent en collision et les interactions faisceau-faisceau. La taille des faisceaux varie également avec l'émittance β , décrivant l'agencement et les réglages des aimants.

La Figure 1.2 représente la luminosité totale intégrée délivrée par le LHC, intégrale temporelle réelle de \mathcal{L}_0 (\mathcal{L}_{LHC}) et enregistrée par ATLAS (\mathcal{L}_{ATLAS}) pour une énergie de 7 TeV (1.2(a)) et 8 TeV (1.2(b)) dans le centre de masse. $\mathcal{L}_{ATLAS} = 5.25 \text{ fb}^{-1}$ pour une énergie de 7 TeV et $\mathcal{L}_{ATLAS} = 4.99 \text{ fb}^{-1}$ pour une énergie de 8 TeV au 11 juin 2012.

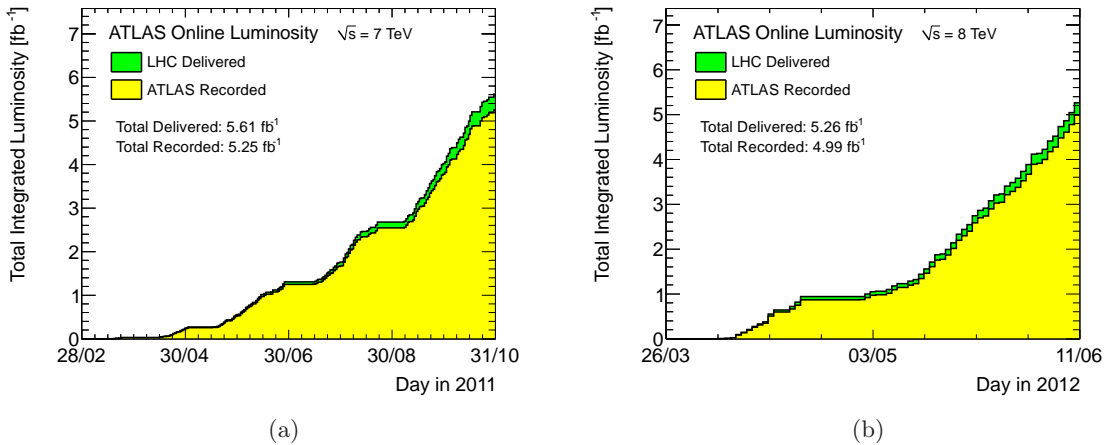


FIGURE 1.2 – Luminosité totale enregistrée par ATLAS pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV (a) et de 8 TeV (b)

La précision actuelle obtenue sur la luminosité intégrée est de 3.7%.

Plus la luminosité augmente, plus la probabilité d'obtenir un événement intéressant augmente. Cependant, les conditions de collisions changent aussi et la première conséquence est une augmentation du nombre moyen de collisions par croisement comme le montre la Figure 1.3. Il

faut donc être capable de différencier les particules provenant de collisions très proches en temps sans les mélanger. Ce phénomène est appelé empilement (*pile-up*).

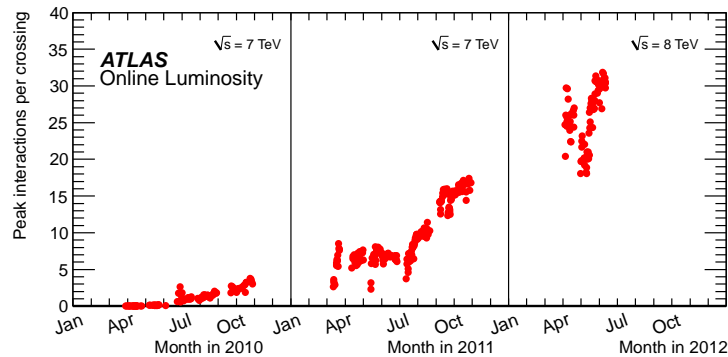


FIGURE 1.3 – Nombre moyen d'interaction par croisement au cours du temps

1.3 Le détecteur ATLAS

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [2] a pour but d'explorer un large éventail de domaines de la physique tel que la recherche du boson de Higgs, la recherche de dimensions supplémentaires ou encore la quête des particules supersymétriques, dont les candidats naturels pourraient constituer la matière noire. C'est un détecteur cylindrique qui mesure 25 mètres de diamètre sur 46 mètres de longueur et a un poids de 7 000 tonnes. Il possède une configuration en tonneaux et bouchons (cf Figure 1.4).

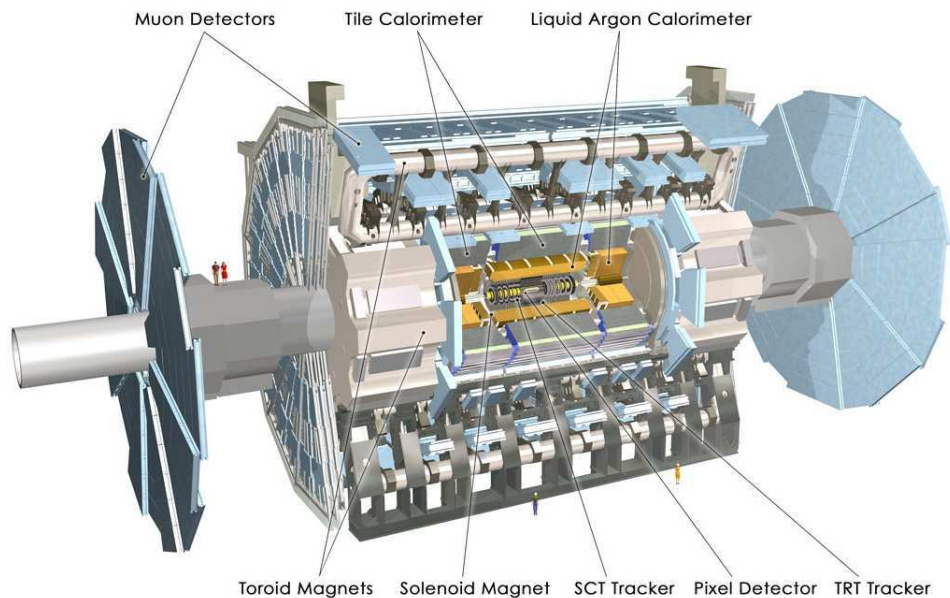


FIGURE 1.4 – Schéma du détecteur ATLAS et de ses sous détecteurs

La détermination des particules, de leurs trajectoires, impulsions et énergies est réalisée au moyen de six sous-systèmes de détection différents décrits brièvement ci-dessous. La présence d'un important système d'aimants permet d'incurver la trajectoire des particules chargées pour

mesurer leur impulsion.

Le détecteur est constitué d'un détecteur interne, de calorimètres électromagnétique et hadronique et d'un spectromètre à muons [8].

Système de coordonnées utilisé par l'expérience ATLAS

Du fait de la géométrie cylindrique du détecteur, on utilise les coordonnées cylindriques autour de l'axe des faisceaux pour les mesures :

- l'axe longitudinal z est confondu avec l'axe des faisceaux, l'origine se situant au point de collision.
- le plan transverse est défini par le plan (x,y) où x pointe vers le centre du cercle défini par l'accélérateur et y pointe vers la surface,
- l'angle azimutal ϕ est défini dans le plan transverse autour de l'axe z , de 0 à 2π .
- l'angle θ est défini par rapport à l'axe z dans l'intervalle $[-\pi, \pi]$.

Pour définir la direction des particules, on utilise plus souvent la pseudo-rapacité η à la place de θ . C'est une approximation ultra-relativiste de la rapidité y . Elle est définie par :

$$\eta = -\ln \left| \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right| \quad \text{et} \quad y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$$

La pseudo-rapacité est privilégiée à l'angle θ car la densité de particules par unité de η est quasiment constante. L'acceptance d'ATLAS en pseudo-rapacité est l'intervalle $|\eta| \leq 4.9$.

1.3.1 Le détecteur interne

A la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, environ mille particules vont être produites à chaque collision (toutes les 25 ns) créant une forte densité de traces. Or les processus de physique étudiés dans ATLAS demandent la meilleure résolution possible sur la position des vertex et l'impulsion des particules.

Ces mesures de haute précision sont rendues possible grâce au détecteur interne, élément le plus proche du point d'interaction [2]. Il a pour but la mesure de la position des vertex primaires et secondaires, la détermination de la charge des particules (permettant de différencier les électrons des gammas), la mesure de l'impulsion des particules chargées et l'étiquetage des jets issus de la désintégration d'un quark b ¹.

Le détecteur interne [9], de 2.1 m de diamètre sur 6.2 mètre de long, est composé de trois sous-détecteurs, encastrés dans un solénoïde, comme représenté sur la Figure 1.5 :

- le détecteur à pixels constitué de trois couches,
- le détecteur à micro-pistes de silicium (*silicon microstrip tracker*, SCT) comprenant 2 double couches (une axiale et une avec un angle de 40 mrad),
- le trajectographe à rayonnement de transition (*transition radiation tracker*, TRT) constitué de 36 pailles axiales de 4mm de diamètre dans les trois couche du tonneau et deux fois deux disques pour les bouchons.

1. Les mésons B ont la spécificité de voler avant de se désintégrer : le vertex de leur désintégration est déplacé par rapport au vertex primaire. Les algorithmes d'étiquetage des jets issus de mésons B exploitent cette particularité

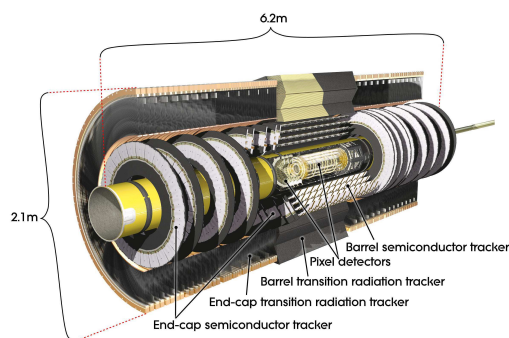


FIGURE 1.5 – Schéma des trois sous-détecteurs du détecteur interne : le détecteur à pixels, le détecteur de traces à semi-conducteurs et le trajectographe à radiation de transition

Les Figures 1.6 représentent une coupe de la partie tonneau et d'une partie bouchon du détecteur interne dans le cas du passage d'une particule chargée de 10 GeV d'impulsion transverse. Ces vues d'artiste donnent une idée de l'organisation générale de l'ensemble des détecteurs ainsi qu'une idée des échelles de taille de chacun d'eux dans les différentes parties.

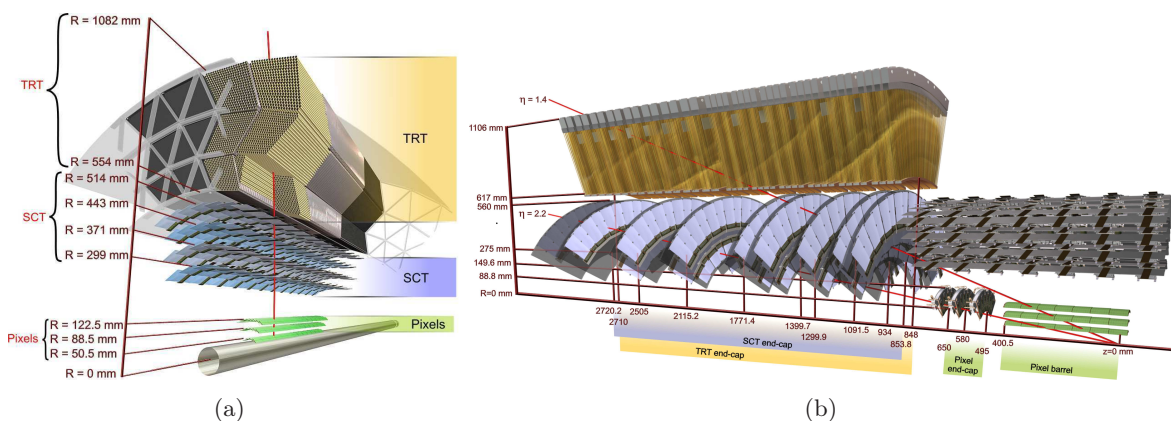


FIGURE 1.6 – Coupe du détecteur interne d'ATLAS montrant la trajectoire d'une particule chargée de 10 GeV d'impulsion transverse, dans le tonneau à $\eta=0,3$ (a) et dans un bouchon à $\eta=1,4$ et $2,2$ (b).

Un solénoïde [10] est situé dans le tonneau entre le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique. Il sert à générer un champ magnétique pour courber les particules chargées dans le détecteur interne pour mesurer leurs charge et impulsion. Il couvre la région $|\eta| \leq 1.5$. C'est un aimant supraconducteur, refroidi à 4.5 K par de l'hélium liquide et traversé par un courant de 7.730 kA qui produit un champ magnétique axial de 2 T. Il a un rayon externe de 2.6 m et une longueur de 5.8 m.

1.3.1.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels (cf Figure 1.7) étant le trajectographe le plus proche du point de collision, il doit posséder une très fine résolution spatiale pour reconstruire précisément les vertex d'interaction primaire et ceux des mésons B dans les trois dimensions (primordial pour l'identification des jets b). La résolution est de 10 μm dans le plan (R- ϕ) pour le tonneau et les

bouchons, $115 \mu\text{m}$ selon z pour le tonneau et $115 \mu\text{m}$ selon R dans les bouchons.

Il couvre la région de pseudo-rapacité $|\eta| \leq 2.5$ et est le plus exposé aux radiations (il est conçu pour 5 ans d'opération du LHC pour la couche interne et 10 ans pour les autres couches à $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ et $\sqrt{s} = 14 \text{TeV}$).

Le détecteur à pixels est composé, pour le tonneau, de trois cylindres concentriques autour de l'axe du faisceau. Le plus proche de la zone d'interaction est appelé *b-layer* car il est d'une importance capitale pour l'identification des jets b . Pour les bouchons se trouvent trois disques de chaque côté centrés sur l'axe du faisceau.

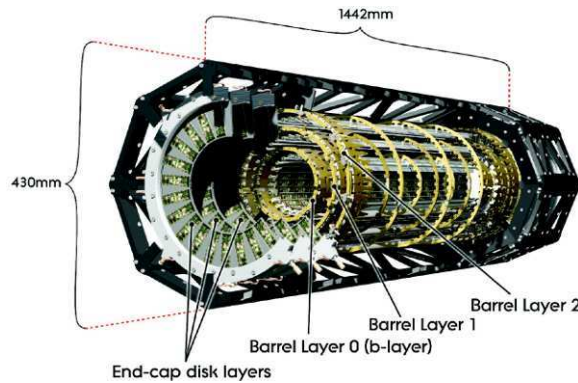


FIGURE 1.7 – Schéma des zones actives du détecteur à pixels, partie tonneau et bouchons

Chaque cylindre (disque) est un assemblage de modules semi-conducteurs en silicium segmentés en pixels. Ceux-ci se composent d'un milieu actif de silicium type-n enrichi en oxygène (ce qui augmente sa résistance aux radiations) entouré d'un dopage de type-p d'un côté et d'un dopage de type- n^+ de l'autre qui collecte la charge. Elle est alors transmise, au travers d'une connection faite par une bille de plomb, à l'électronique de lecture.

Les pixels sont regroupés en modules (47232 pixels par module) pour un total de 80 millions de pixels détaillés dans la Table 1.1

tonneau	rayon (mm)	nombre de modules	nombre de pixels
Couche 0 (b-layer)	50.5	286	$13.2 \cdot 10^6$
Couche 1	88.5	494	$22.8 \cdot 10^6$
Couche 2	122.5	676	$31.8 \cdot 10^6$
bouchon (pour un coté)	z (mm)	nombre de modules	nombre de pixels
Disque 0	495	48	$2.2 \cdot 10^6$
Disque 1	580	48	$2.2 \cdot 10^6$
Disque 2	650	48	$2.2 \cdot 10^6$

TABLE 1.1 – Paramètres principaux du détecteur à pixels : nombre de pixels et modules de chaque couche et disque

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

Le SCT (cf Figure 1.8) utilise la même technologie que le détecteur à pixels. Il couvre la région de pseudo-rapacité $|\eta| \leq 2.5$.

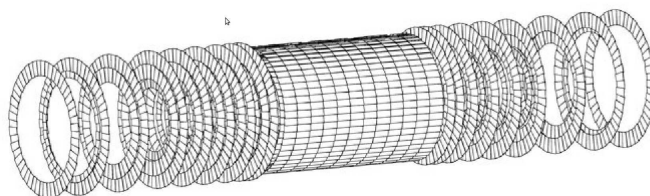


FIGURE 1.8 – Schéma du détecteur à micro-pistes de silicium

Le tonneau est constitué de quatre couches co-axiales disposées de 284 à 498 mm. Les deux bouchons contiennent neuf disques disposés de 853.8 à 2720.2 mm du centre d'ATLAS. Chaque disque est un assemblage de une à trois couronnes en fonction de leur éloignement du point de collision. Les modules des couronnes sont trapézoïdaux.

La résolution spatiale nominale du tonneau et des bouchons est de $17 \mu\text{m}$ dans le plan ($R-\phi$), de $580 \mu\text{m}$ selon z dans le tonneau et $580 \mu\text{m}$ selon R dans les bouchons.

1.3.1.3 Le trajectographe à rayonnement de transition (TRT)

Le détecteur à rayonnement de transition (ou détecteur à pailles) fournit les derniers points de mesure pour une particule chargée avant son entrée dans le calorimètre (35 points de mesure en moyenne pour une trace).

Dans le tonneau, le TRT mesure 142 cm. Il est divisé en trois cylindres concentriques de 32 modules et est composé de 52544 tubes axiaux. Les bouchons sont constitués de deux disques, chacun de types différents en fonction de leur distance au point de collision. Le TRT couvre la région $\eta \leq 2$.

Le TRT est un ensemble de tubes à dérive de polyamide de rayon de 4 mm (paille). L'anode, au centre des tubes, est constituée d'un fil en tungstène plaqué or de $31 \mu\text{m}$ de diamètre. On impose un potentiel de 1530 V aux parois du tube afin que celles-ci jouent le rôle de cathode. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux de 70% de xénon, 27% de dioxyde de carbone et 3% d'oxygène, le tout en surpression. La présence du xénon permet la détection de rayonnements de transition, autorisant ainsi une première discrimination entre les électrons et les hadrons. Des fibres en polypropylène de $19 \mu\text{m}$ de diamètre comblent les interstices d'environ 7 mm entre les pailles afin d'augmenter les radiations de transition.

Il est important de noter que le tonneau et les bouchons du TRT sont complémentaires : si les tubes axiaux du tonneau mesurent uniquement la position dans le plan $R-\Phi$, les tubes radiaux des bouchons mesurent uniquement la position selon l'axe z . La résolution spatiale du TRT dans le plan $R - \phi$ est de $130 \mu\text{m}$.

1.3.2 Les calorimètres

Les calorimètres mesurent l'énergie et la position des électrons, photons, hadrons et jets, aident à identifier les particules et participent au calcul de l'énergie transverse manquante définie plus bas. Ils couvrent la région $|\eta| < 4.9$ en utilisant des techniques différentes. Ils sont composés de matériaux denses pour avoir un grand nombre de longueurs de radiation et contenir ainsi des gerbes électromagnétiques et hadroniques étroites.

Le système calorimétrique est composé, comme le montre la Figure 1.9, de :

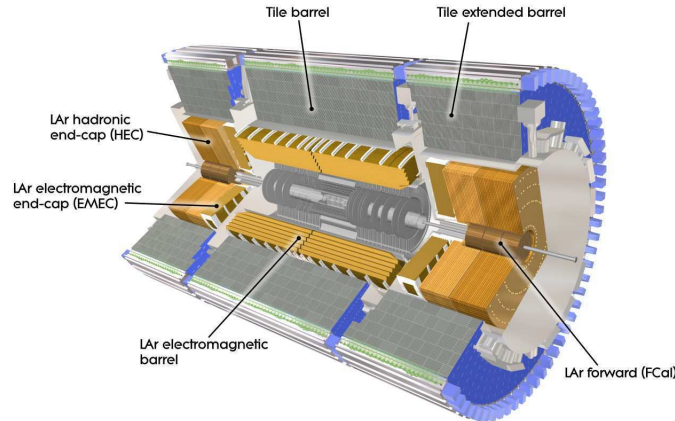


FIGURE 1.9 – Tonneaux et bouchons des calorimètres électromagnétique et hadronique

- un calorimètre électromagnétique couvrant $0 \leq |\eta| < 3.2$
- un calorimètre hadronique couvrant $0 \leq |\eta| < 3.2$
- les calorimètres avants couvrant la région $3.2 \leq |\eta| \leq 4.9$.

Le calorimètre électromagnétique est de granularité fine pour les mesures de précision des électrons et photons tandis que le calorimètre hadronique est de granularité plus large.

1.3.2.1 Le calorimètre électromagnétique

C'est un calorimètre à échantillonnage qui possède une structure en accordéon de plomb (1024 couches, milieu passif) et d'argon liquide (milieu actif) (cf figure 1.10) qui lui permet une complète symétrie en ϕ sans trou azimutal. Le plomb, dont l'épaisseur dépend de la région de pseudo-rapacité considérée, est entouré de part et d'autre de fines feuilles d'acier inoxydable (≤ 0.2 mm d'épaisseur). La gerbe se développe dans le plomb puis ionise l'argon liquide ce qui libère des électrons d'ionisation qui vont migrer vers les électrodes. Les électrodes sont en cuivre et sont intercalées entre les plaques de plomb. Soumises à haute tension, elles permettent aux charges d'ionisation de dériver sur les électrodes. Le courant ainsi créé est proportionnel à l'énergie déposée par la particule.

Les électrodes sont groupées afin de pouvoir créer des cellules suivant ϕ . Elles sont segmentées suivant η mais aussi longitudinalement, de manière à former trois compartiments distincts dans le tonneau et 2 pour la roue interne ayant un rôle spécifique :

- une couche à segmentation fine selon η appelée « *strips* » ou encore « *front* », servant à la discrimination des π^0/γ mais fournissant aussi une mesure précise du point d'impact et de l'angle d'incidence pour les photons,
- une couche plus profonde appelée « *middle* », où la majeure partie de l'énergie est déposée. La segmentation de cette couche est plus grossière selon η mais plus fine selon ϕ que la couche précédente,
- une dernière couche appelée « *back* », servant à estimer la quantité d'énergie qui peut sortir du calorimètre électromagnétique.

Pour la région $|\eta| < 1.8$ (là où la quantité de matière morte traversée par les particules est la plus importante) un pré-échantillonneur est utilisé pour corriger l'énergie perdue par les électrons et photons dans le solénoïde. Il consiste en une couche très fine d'argon liquide de 1

cm dans le tonneau et 5 mm dans les bouchons. Les granularité et couverture de chaque partie sont reportées dans la Table 1.2.

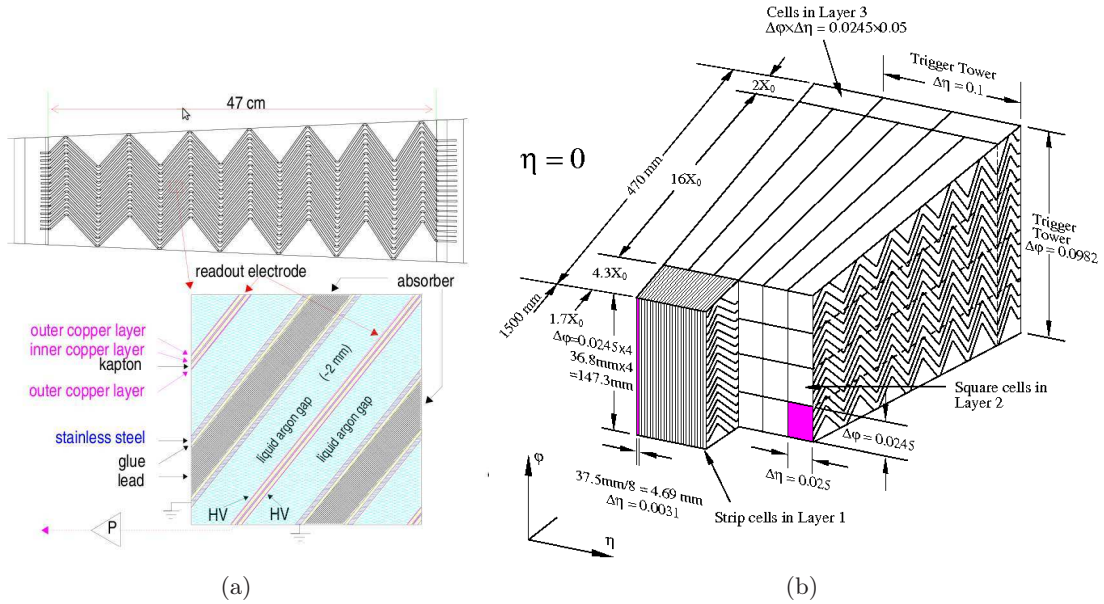


FIGURE 1.10 – (a) Structure en accordéon du calorimètre électromagnétique et détail de la structure interne et (b) Schéma des trois compartiments composant un module de la partie tonneau

section du calorimètre EM	pseudo-rapidité	compartiment		
		front	middle	back
pré-échantillonneur	$ \eta \leq 1.8$	0.025×0.1		
tonneau	$ \eta \leq 1.35$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.35 \leq \eta \leq 1.4$	0.025×0.1	0.025×0.025	-
	$1.4 \leq \eta \leq 1.475$	0.025×0.1	0.075×0.025	-
bouchons	$1.375 \leq \eta \leq 1.425$	0.05×0.1	0.05×0.025	-
	$1.425 \leq \eta \leq 1.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	-
	$1.5 \leq \eta \leq 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$1.8 \leq \eta \leq 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.0 \leq \eta \leq 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.4 \leq \eta \leq 2.5$	0.025×0.1	0.025×0.025	0.05×0.025
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	-	0.1×0.1	0.1×0.1

TABLE 1.2 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\Phi$) des cellules dans le calorimètre électromagnétique (EM)

Géométrie du tonneau et des bouchons : Le calorimètre électromagnétique est divisé en un tonneau cylindrique de 6.8 m de longueur avec un rayon interne de 1.4 m et un rayon externe de 2 m ($|\eta| < 1.475$) et 2 bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$) : une roue de rayon interne de 330 mm et de rayon externe de 2098 mm.

- Le tonneau est divisé en 2 demi tonneaux couvrant les régions $z < 0$ et $z > 0$ et séparés par un espace de 4 mm en $z = 0$ et réparti en 16 modules couvrant chacun un angle azimutal de $\Delta\phi = 22.5^\circ$.

- Chaque bouchon est divisé en 2 parties concentriques dont la jonction est faite de matériaux de faible densité sur 3 mm, à $|\eta| = 2.5$. Les roues sont divisées en modules (8 pour chaque bouchon). [11].
- Dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($|\eta| \approx 1.4$), la situation est particulièrement critique et une couche de scintillateur, entre les deux cryostats, est utilisée pour récupérer la mesure de l'énergie des jets. Cela est également utile pour les électrons et les photons.

1.3.2.2 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique est constitué de deux types de détecteurs : un tonneau à tuiles scintillantes, peu exposé aux radiations, d'une couverture $|\eta| < 1.7$ et 2 bouchons d'une couverture $1.5 < |\eta| < 3.2$ qui sont plus exposés aux radiations (situés plus près du faisceau) et sont fait de cuivre/argon liquide [12]. Les granularité et couverture de chaque partie sont résumées dans la Table 1.3. Le calorimètre hadronique a un rayon interne de 2.28 mètres et un rayon externe de 4.25 mètres.

calorimètre hadronique	pseudo-rapidité	Compartiment		
		1 (avant)	2 (central)	3 (arrière)
tonneau (tuiles)	$ \eta \leq 1.$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
extensions (tuiles)	$0.8 \leq \eta \leq 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
bouchons (HEC)	$1.5 \leq \eta \leq 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	
	$2.5 \leq \eta \leq 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	

TABLE 1.3 – Granularité ($\Delta\eta \times \Delta\Phi$) des cellules dans le calorimètre hadronique.

1.3.2.3 Le tonneau à tuiles scintillantes

C'est un calorimètre à échantillonnage utilisant l'acier comme absorbeur et un scintillateur comme milieu actif. Un tonneau couvre la région $|\eta| < 1.0$ et deux extensions sont placées pour couvrir la zone $0.8 < |\eta| < 1.7$. Le tonneau est segmenté en trois compartiments longitudinaux de 1.5, 4.1 et 1.8 longueurs d'interaction λ_f à $\eta = 0$ tandis que les extensions correspondent à 1.5, 2.6 et 3.3 longueurs d'interaction λ_f . La partie centrale est formée de 64 modules, de couverture angulaire $\Delta\phi \sim 0.1$.

Les modules sont des successions de plaques d'acier inoxydable, de 6 mm d'épaisseur et 3 mètres de longueur, et de tuiles de scintillateurs en polystyrène, de 3 mm d'épaisseur. Le polystyrène émet des rayonnements ultra-violetes au passage de particules chargées. Comme il est dopé avec du fluor, cette lumière ultra-violette est décalée dans le visible. Les tuiles scintillantes sont entourées d'un film plastique dont la réflectivité est proche de 95% pour la propagation de la lumière.

Des fibres optiques transmettent alors le signal lumineux à des photo-multiplicateurs en décalant à nouveau la longueur d'onde vers une longueur d'onde plus grande. Les photomultiplicateurs multianode génèrent ensuite un signal électrique proportionnel à l'énergie de la particule incidente. Une vue schématique d'un module du tonneau est représentée sur la figure 1.11 : contrairement au calorimètre électromagnétique, les tuiles placées perpendiculairement à l'axe du faisceau, dans le plan $R - \phi$, sont parallèles à la trajectoire des hadrons incidents.

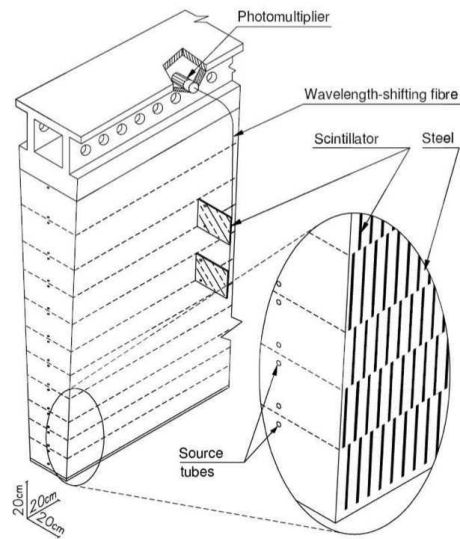


FIGURE 1.11 – Vue schématique d'un module du tonneau à tuiles scintillantes

1.3.2.4 Les bouchons à échantillonnage (HEC)

Ce sont des calorimètres à échantillonnage, situés derrière les bouchons du calorimètre électromagnétique et au dessus des calorimètres vers l'avant. Ils sont placés dans les mêmes cryostats que les bouchons du calorimètre électromagnétique. Ils utilisent aussi de l'argon liquide comme milieu actif mais du cuivre comme absorbeur. Chaque bouchon est composé de 2 roues (région $1.5 \leq |\eta| \leq 3.2$) de diamètre externe de 2.03 m. Les roues comprennent 32 modules en ϕ et sont segmentées en deux sections longitudinales. Il y a donc un total de 4 compartiments pour ce calorimètre.

La roue avant est composée de 24 couches de cuivre de 25 mm d'épaisseur, tandis que la seconde est composée de 16 plaques de 50 mm d'épaisseur. Entre chaque plaque de cuivre se trouve un espace de 8.5 mm d'argon liquide.

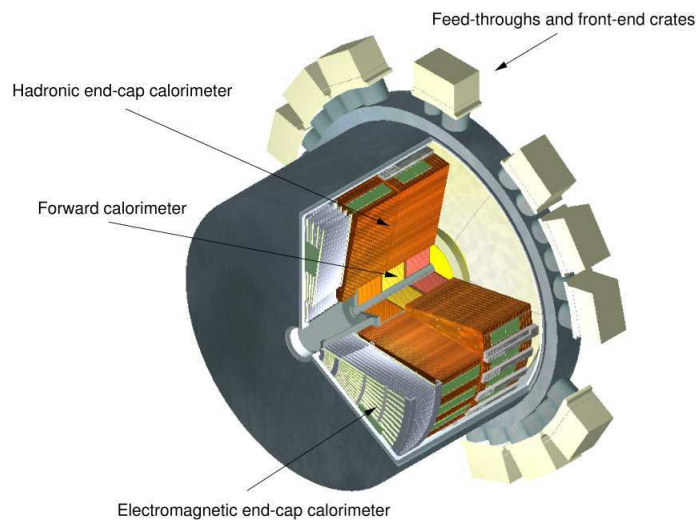


FIGURE 1.12 – Vue schématique en 3D d'un cryostat d'un bouchon

1.3.2.5 Le calorimètre avant (FCAL)

Le calorimètre avant se trouve dans les cryostats des bouchons, entre les bouchons des deux précédents calorimètres et le tube à vide du faisceau comme le montre la Figure 1.12. Il est situé à 4.7 m du point d'interaction, dans la région $3.1 \leq |\eta| \leq 4.9$ et est fortement exposé aux flux de particules à grand η .

Les calorimètres avant sont aussi à argon liquide et sont formés de trois roues de 45 cm de profondeur dans chaque bouchon de propriétés différentes comme le montre la Table 1.4.

	FCal1	FCal2	FCal3
type	électromagnétique	hadronique	hadronique
absorbeur	cuivre	tungstène	tungstène
épaisseur d'argon liquide (mm)	0.269	0.376	0.508
longueur de radiation (X_0)	27.6	91.3	89.2
longueur d'interaction (λ)	2.66	3.68	3.60

TABLE 1.4 – Paramètres des calorimètres avant

L'absorbeur de la roue électromagnétique est en cuivre pour optimiser la résolution et minimiser les échauffements thermiques locaux, tandis que les deux roues hadroniques ont des absorbeurs en tungstène pour contenir les gerbes hadroniques, tout en limitant leur extension spatiale. Un quatrième module se trouve derrière la deuxième roue et permet de limiter les fuites d'énergie dans le spectromètre à muons.

1.3.3 Le spectromètre à muons

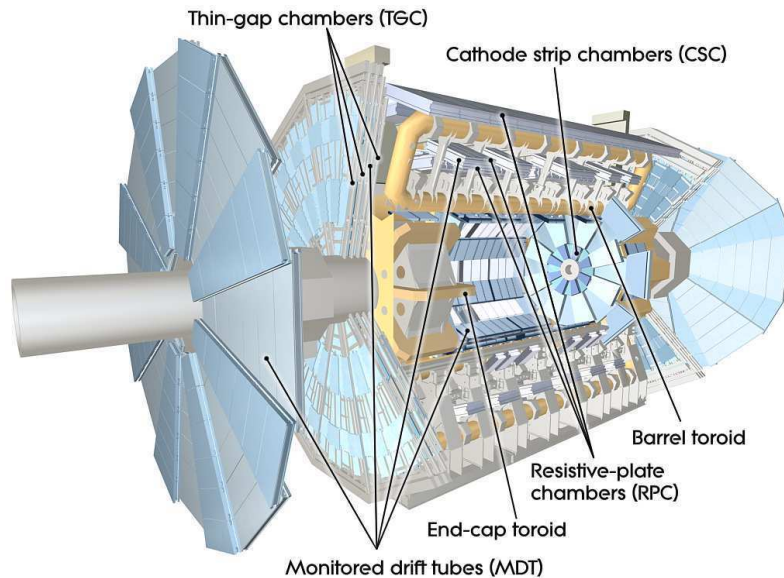


FIGURE 1.13 – Vue schématique du spectromètre à muons : les aimants toroïdaux et les chambres de déclenchement et de précision.

Le spectromètre à muons a pour rôle de détecter les particules chargées, essentiellement les muons, qui traversent le système calorimétrique et de mesurer leur impulsion pour $|\eta| \leq 2.7$. Il a aussi pour but de déclencher l'acquisition de l'événement quand une particule chargée le traverse dans la région $|\eta| < 2.4$.

C'est une combinaison entre un aimant toroïdal supraconducteur et des chambres de déclenchement et de précision comme le montre la Figure 1.13. Elles sont construites autour de l'électro-aimant qui sert à dévier les traces de muons, ce qui confère au spectromètre une excellente résolution en impulsion jusqu'à l'échelle du TeV.

Les chambres utilisent la même technique que le TRT (tubes à dérive) et elles sont divisées en huit roues, chacune faisant 25 m de diamètre. Chaque roue supporte 80 chambres de précision ou 200 chambres de déclenchement [13]. Quatre technologies différentes sont utilisées pour les chambres en fonction des contraintes de précision, de temps et de résistance aux radiations.

La résolution intrinsèque attendue est de 10% sur l'impulsion transverse d'une particule de 1 TeV d'impulsion.

1.3.3.1 Les aimants toroïdaux

Les aimants toroïdaux sont composés de 8 modules de tore rectangulaires, distribués selon ϕ , comme représenté sur la figure 1.14, faisant 9.4 m à 22 m de long pour les parties les plus externes, et de bouchons. Les huit toroïdes engendrent un champ toroïdal orthogonal à la trajectoire des muons. Les aimants sont réparties en deux secteurs de taille différente : un toroïde central et deux bouchons toroïdaux, avec un recouvrement en ϕ qui permet de minimiser les zones mortes mais aussi de faciliter l'alignement des chambres entre elles.

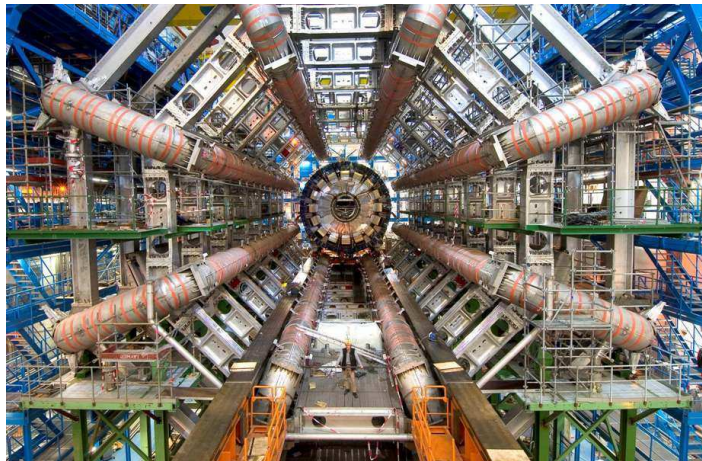


FIGURE 1.14 – Vue des 8 modules de tores rectangulaires

Pour $|\eta| < 1.4$ le champ magnétique provient d'un large toroïde en tonneau et pour $1.6 < |\eta| < 2.7$ les traces sont incurvées grâce à des bouchons toroïdaux. Dans la région de transition ($1.4 < |\eta| < 1.6$) la déflexion magnétique provient à la fois du tonneau et des bouchons. Les bouchons font un angle azimutal avec le tonneau de 22.5° pour optimiser le rayon de courbure des muons dans la région de transition.

1.3.3.2 Les chambres de précision et de déclenchement

- **Les chambres de précision** se divisent en chambres à dérive de précision : *Monitoring Drift Tubes* (MDT) et en chambres proportionnelles multifils : *Cathode Strip Chambers* (CSC). Elles mesurent l'impulsion des muons. Cette mesure précise est effectuée en déterminant les coordonnées de la trace dans le plan de courbure. Les MDTs ont été choisies pour cette tâche par leur grande précision de mesure, la prévisibilité des déformations mécaniques et leur simplicité de construction. Dans la région ($2.0 < |\eta| < 2.7$) la partie la plus interne des bouchons est équipée de CSC, mieux adaptées pour la manipulation des flux de particules attendus. Les CSCs mesurent à la fois les coordonnées des traces et possèdent une bonne résolution temporelle.
- **Les chambres de déclenchement** se divisent en chambres à plaques résistives : *Resistive Plate Chamber* (RPC) et en chambres à intervalle fin : *Thin Gap Chamber* (TGC). Elles interviennent au premier niveau du système de déclenchement : elles doivent donc fournir une réponse rapide sur la trace d'un muon afin que le système de déclenchement évalue l'impulsion transverse du muon et le croisement de faisceau correspondant. Elles déterminent également la coordonnée en ϕ des traces. Ceci est effectué par les RPCs dans le tonneau et les TGCs dans les bouchons. Les deux systèmes sont capables de séparer les passages du faisceau avec une précision intrinsèque de synchronisation de quelques nanosecondes.

Les paramètres des chambres de précision et de déclenchement sont décrits dans la Table 1.5.

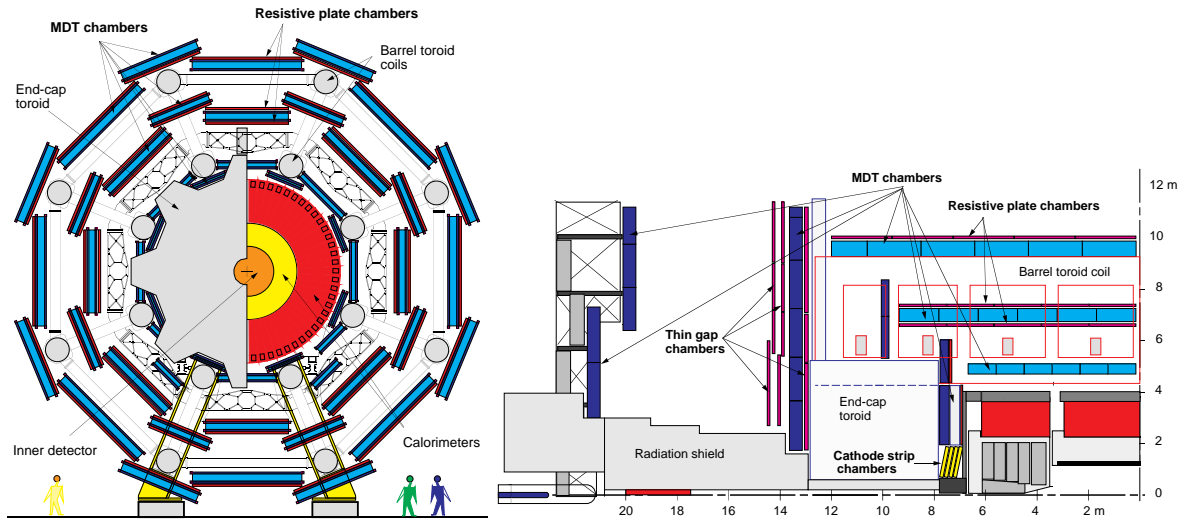
type de chambres	Résolution			couverture en $ \eta $	Nombre de	
	z/R	ϕ	temps		chambres	canaux
MDT	35 μm	-	-	$ \eta < 2.7$ (2.0)	1150	354k
CSC	40 μm (R)	5 mm	7 ns	$2.0 < \eta < 2.7$	32	30.7k
RPC	10 μm (z)	10 mm	1.5 ns	$ \eta < 1.05$	606	373k
TGC	2-6 μm (R)	3-7 mm	4 ns	$1.05 < \eta < 2.7$ (2.4 pour trigger)	3588	318k

TABLE 1.5 – Paramètres des 4 types de chambres utilisées dans le spectromètre à muons : résolution attendues, couverture en $|\eta|$ et nombre de chambres et canaux

La géométrie des chambres suit la symétrie des 8 aimants toroïdaux comme le montre la figure 1.15.

Dans le tonneau, les chambres sont réparties sur trois couches cylindriques de rayons 5, 7.5, et 10 m. Dans les bouchons et la région de transition, les chambres forment de grandes roues perpendiculaires au faisceau et sont aussi réparties en trois couches, situées à des distances de $|z| = 7.4, 10.8$ et 14 m (zone de transition) ou 21.5 m (bouchon) du point d'interaction.

Dans le centre du détecteur, une zone morte est présente autour de $|\eta| = 0$ pour permettre l'accès des services au solénoïde, aux calorimètres et au détecteur interne. La taille de l'accès varie d'un secteur à l'autre selon la nécessité : cette région s'étend jusqu'à $|\eta| = 0.08$ pour les grandes chambres et $|\eta| = 0.04$ pour les secteurs de petite taille.



(a) Vue transverse du spectromètre dans la projection $R - \phi$ (b) Vue de coté d'un quart du spectromètre dans la projection $R - z$

FIGURE 1.15 – Schéma du système des chambres dans les projections $R - \phi$ (a) et $R - z$ (b)

Les chambres à dérive de précision (MDT)

Elles couvrent la région $|\eta| < 2.7$ et la région $|\eta| < 2$ dans la partie la plus interne des bouchons. Ces 1088 chambres sont utilisées pour la reconstruction précise des traces. Elles se divisent en trois couches concentriques autour de l'axe du faisceau de rayons 5, 7.5 et 10 m. Les tubes des MDTs sont regroupés dans des modules de 2×4 couches pour les chambres internes et de 2×3 couches pour les chambres centrales et externes comme le montre la figure 1.16(a). La disposition des MDTs est projective : la taille des chambres augmente avec la distance au point d'interaction.

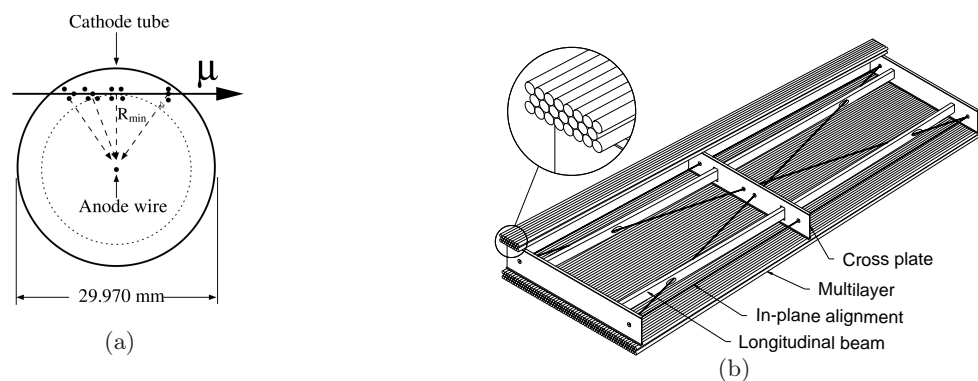


FIGURE 1.16 – (a) Vue transverse d'un tube à dérive de précision et schéma de son fonctionnement et (b) vue schématique d'une chambre à dérive de précision du tonneau

Les chambres se composent de tubes en aluminium (cathode) de 30 mm de diamètre et de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans lesquels se trouvent un fil (anode) de $50 \mu\text{m}$ de diamètre constitué de tungstène et de rhénium et porté à un potentiel de 3080 V (cf figure 1.16(b)). Ces tubes sous tension sont remplis d'un mélange gazeux Ar/CO_2 (93%/7%) sous une pression de 3 bars. Le

temps de dérive maximal est de 480 ns donnant une résolution de 80 μm par tube et 35 μm par chambre.

Les chambres proportionnelles multifils (CSC)

La technologie des chambres change pour $|\eta| > 2$, le flux de particules attendu augmentant : les MDTs saturent à 150 Hz/cm² et les CSCs à 1000 Hz/cm². Les CSCs offrent une haute résolution spatiale et temporelle avec des taux élevés de capacité et couvrent la région $2 < |\eta| < 2.7$.

Les chambres se divisent en 2 roues de taille différente contenant chacune 8 chambres formées de 4 plans de CSC séparés de 5 mm comme le montre la figure 1.17.

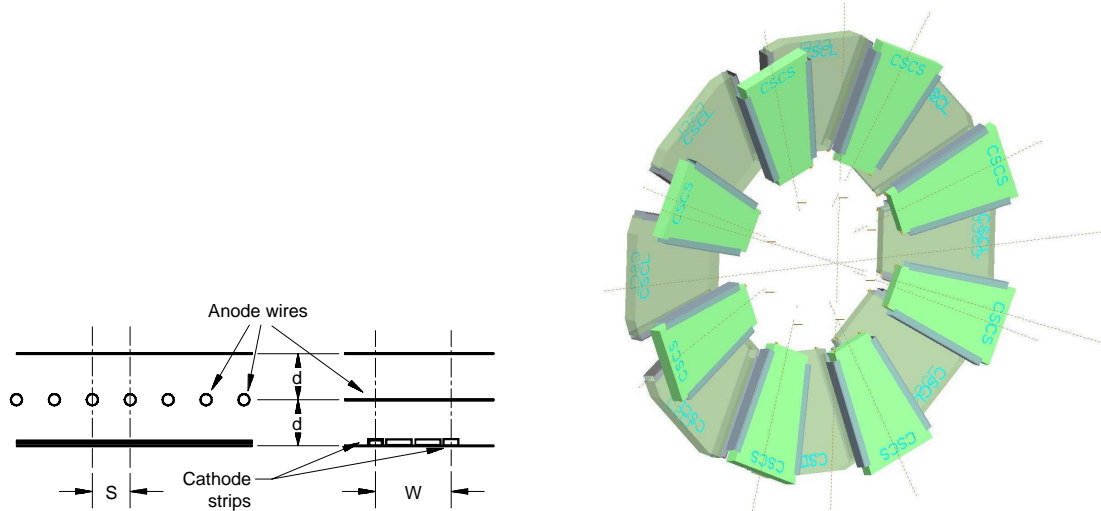


FIGURE 1.17 – (a) Structure d'une cellule CSC. La distance entre anodes s et la distance anode-cathode d valent 2.5 mm, et (b) Aménagement d'un bouchon CSC avec huit petites et huit grandes chambres.

Les anodes et cathodes baignent dans un mélange gazeux Ar/CO_2 (80%/20%). Les anodes des CSCs sont des fils de 30 μm de diamètre composés de tungstène et de rhénium, orientés radialement et séparés de 2.5 mm. Elles fonctionnent sous une tension de 1900 V. Les cathodes possèdent 2 orientations : une orientation perpendiculaire aux fils sur l'une des faces des chambres pour les mesures de coordonnées transverses (η) et une orientation parallèle sur l'autre face pour les mesures de précision et de seconde coordonnée (ϕ).

Le temps de dérive est inférieur à 40 ns avec une précision de 7 ns. Chaque plan possède une résolution de 40 μm en R et 5 mm en ϕ .

Les chambres à plaques résistives (RPC)

Les RPCs couvrent la région $|\eta| < 1.05$. Il y a deux RPCs de chaque côté de la couche centrale de MDT et une troisième se trouve sur la face externe de la dernière MDT. Chaque station se compose de deux couches indépendantes, mesurant η et ϕ , de sorte qu'une trace traversant les trois stations délivre six mesures par coordonnée.

Chaque couche de RPC est formée de 2 plaques parallèles résistives en plastique, espacées de 2 mm par des séparateurs isolants. L'interstice entre plaques est rempli d'un gaz de tétrafluoroéthane, d'isobutane et d'hexafluorure de soufre (94.7%/5%/0.3%) qui permet une faible

tension de fonctionnement, une ininflammabilité et un faible coût. Le champ électrique entre plaques est de 4.9 kV/mm pour recueillir la cascade d'ionisation créée par le muon. Le signal est lu par couplage capacitif grâce à des bandes métalliques segmentées orthogonalement et fixées sur les faces extérieures des plants résistifs.

Ces chambres, représentées sur la Figure 1.18(a) ont les mêmes dimensions que les MDTs et sont montées juste devant ces dernières. Elles ont une résolution spatiale de 10 mm et temporelle de 1,5 ns.

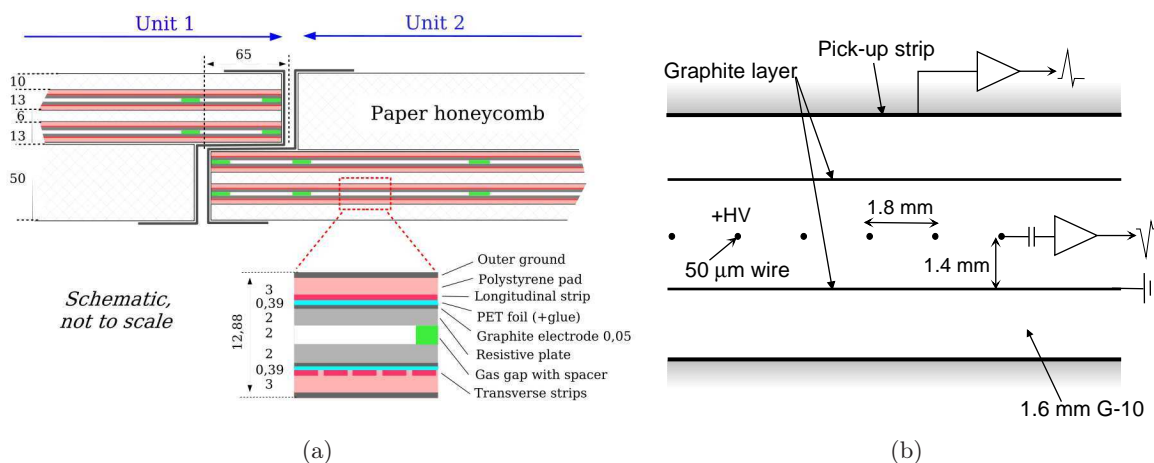


FIGURE 1.18 – Structure (a) d'une chambre à plaques résistives (RPC) et (b) d'une chambre à intervalle fin (TGC)

Les chambres à intervalle fin (TGC)

Le fonctionnement des TGCs est similaire à celui des MDTs, puisqu'il s'agit également de chambres proportionnelles multifils ayant une bonne résolution temporelle et pouvant travailler à haut taux de répétition. Cependant, elles possèdent une géométrie différente : la distance entre anodes (1.8 mm) est supérieure à la distance anode-cathode (1.4 mm) et le gaz est un mélange de CO₂ et de n-pentane fortement ionisant qui fonctionne dans un mode quasi-saturé. Leur résolution spatiale est déterminée par la granularité du système de lecture qui peut être ajustée selon les besoins grâce au système de regroupement de fils.

Les TGCs sont utilisées pour le déclenchement dans les bouchons. La couche centrale de MDT est complétée par sept couches de TGC tandis que la couche interne n'est complétée que par deux couches de TGC. L'absence de TGC sur la roue externe de MDT implique une mesure de la coordonnée azimutale ϕ le long des tubes par extrapolation à partir de la couche centrale ce qui peut être fait précisément en raison du faible champ magnétique dans cette région.

1.3.4 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement n'est pas un système de détection en soi mais il est un élément crucial : un des principaux défis du LHC est d'enregistrer les événements intéressants parmi les événements produits étant donnée l'importante quantité de données produites. En régime nominal, 2000 particules sont produites tous les 25 ns (20 collisions proton-proton par croisement). La taille d'un événement étant environ de 2 Moctets cela donne une quantité de données d'environ $8 \cdot 10^{13}$ octets/s. Le taux d'enregistrement de données, basé sur la technologie et les

ressources disponibles, est limité à environ 200 Hz. Le système de déclenchement doit donc posséder un facteur de réjection de 2.10^5 avec une efficacité maximale pour les événements de physique intéressants.

Dans ATLAS, un système à trois niveaux de déclenchement a été choisi [14] comme le montre la figure 1.19 : le premier niveau (*Level-1*, L1) est basé sur les calorimètres et le spectromètre à muon et précède un haut niveau de déclenchement (*High-Level Trigger*, HLT). Celui-ci comprend le deuxième niveau (L2) qui utilise une fraction seulement des données et le filtrage d'événements (*Event Filter*, EF).

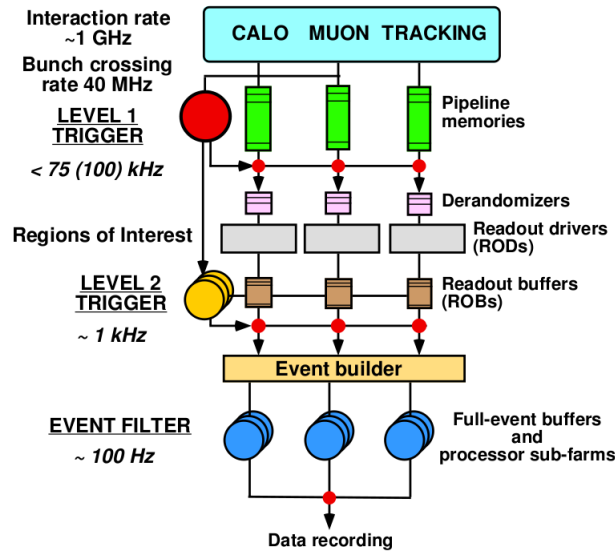


FIGURE 1.19 – Schéma de fonctionnement du premier niveau du système de déclenchement

1.3.4.1 Le premier niveau de déclenchement (L1)

Le premier niveau de déclenchement (L1) reçoit des données du spectromètre à muons (RPC et TGC) et des calorimètres à une fréquence de 40 MHz. Son taux de sortie est de 75 kHz (extensible à 100 kHz) et la décision de déclencher ou non est envoyée sur l'électronique située sur le détecteur (*front – end*). Le temps de réponse doit être inférieur à $2.5 \mu s$ ce qui implique une électronique dédiée pour le L1 du calorimètre et les chambres à muons RPC et TGC [15].

La réponse du L1 est définie à partir des muons de haut P_T , des amas électromagnétiques, des jets, des désintégrations hadronique de leptons τ , l'énergie manquante et une grande énergie totale transverse. Afin de fournir une réponse rapide, le « L1calo » (partie calorimétrique du système de déclenchement) utilise une granularité réduite en regroupant plusieurs cellules dans des tours de déclenchement (appelées *Trigger Tower*) de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ ou 0.2×0.2 en fonction de la position en η . Le fonctionnement des tours de déclenchement sera abordé plus en détail dans le chapitre suivant. Le système de déclenchement muonique utilise lui les RPCs dans le tonneau et les TGCs dans les bouchons. La sélection se fait en recherchant des points d'impact compatibles avec un muon de grande impulsion transverse provenant du point d'interaction principal. Le L1 définit alors des régions d'intérêt autour des objets sélectionnés qui seront utilisées par les niveaux de déclenchement suivants.

Durant la prise de décision du L1, les informations recueillies par l'ensemble des sous-

détecteurs sont conservées dans une mémoire analogique nommée « *pipeline* ». La décision finale du L1 est prise par le *Central Trigger Processor* (CTP) qui reçoit et synchronise les informations transmises par les sous-systèmes calorimétriques et muoniques. Si l'événement est accepté par le L1, les régions d'intérêt sont transmises au second niveau de déclenchement où elles seront reconstruites plus finement.

1.3.4.2 Le deuxième niveau de déclenchement (L2)

Les régions d'intérêt définies par le L1 (elles représentent 1 à 2% du détecteur) sont passées au niveau 2 qui les reconstruit grâce à la granularité la plus fine des sous-détecteurs. Le L2 utilise les informations sur ces régions et réduit le taux d'événements en dessous de 3,5 kHz avec un temps de traitement des événements d'environ 40 ms. Des algorithmes spécifiques sont alors utilisés à cette étape et comprennent également les traces des particules dans le détecteur interne : l'étiquetage des jets b est rendu possible par la prise en compte du détecteur interne qui ne contribue pas au L1.

Les traces des particules et une meilleure information sur le dépôt d'énergie améliorent les coupures de seuil (élimination du bruit) et permettent l'identification de particules. Un exemple est la distinction entre les photons et des électrons.

1.3.4.3 Le troisième niveau de déclenchement (EF)

Le filtrage (EF) d'événement utilise la granularité complète des sous-détecteurs, les mesures de précision, le champs magnétique, les constantes de calibration et d'alignement les plus récentes afin d'exécuter les algorithmes complets de reconstruction par défaut. Le taux d'événements est réduit à environ 200 Hz, avec un temps de traitement moyen des événements de 4s. Les événements sélectionnés dans cette étape sont alors enregistrés et seront disponibles pour l'analyse hors ligne.

1.3.4.4 La prise de données et le contrôle de l'infrastructure

En parallèle du système de déclenchement, deux systèmes indépendants et complémentaires sont responsables de la prise de données et du contrôle de l'infrastructure de l'expérience : le système d'acquisition de données (*data acquisition system*, DAQ), et le système de contrôle du détecteur (*Detector Control System*, DCS).

Le DAQ contrôle les matériels et logiciels des détecteurs et les éléments associés au HLT et au stockage de données. Cela permet d'effectuer un diagnostic avec la possibilité de supprimer ou réactiver des parties individuelles sans arrêter l'acquisition complète.

Le DCS, quant à lui, assure un fonctionnement cohérent et sûr de la chaîne de déclenchement. Il s'occupe du contrôle de l'équipement du détecteur et des infrastructures, du suivi des paramètres opérationnels tels que la température et les tensions d'alimentation.

Les deux systèmes sont capables de prendre des actions correctives et de fournir une interface humaine pour le contrôle complet d'ATLAS et de ses sous-détecteurs.

1.4 Reconstruction des objets physiques

Pour l'étude de la physique au-delà du Modèle Standard présentée dans cette thèse, nous recherchons des états finaux comprenant des leptons (ici électrons et/ou muons), un grand nombre de jets et une énergie manquante élevée due aux neutrinos présents dans l'état final. La compréhension de la reconstruction de ces objets est donc primordiale. Les algorithmes de reconstruction sont brièvement décrits dans cette section pour chacun des objets.

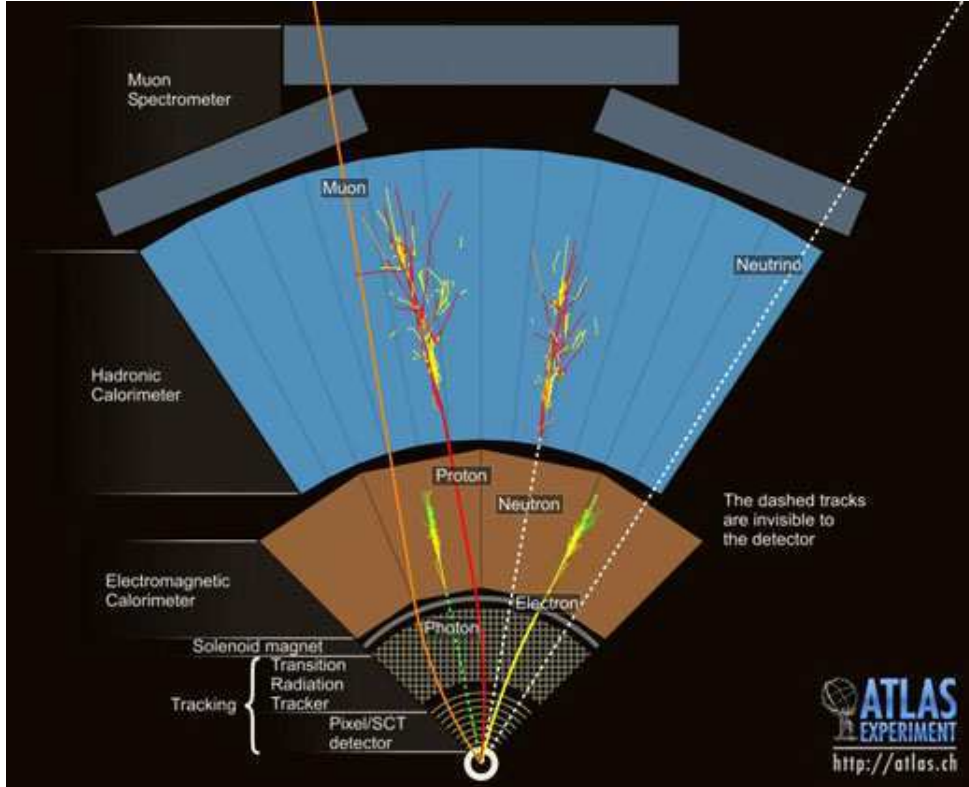


FIGURE 1.20 – Schéma du détecteur ATLAS montrant le passage des différents types de particules à travers les différents sous-détecteurs

1.4.1 Reconstruction des électrons

1.4.1.1 Association trace-cluster

Au niveau de la reconstruction, un électron doit être composé d'une trace dans le détecteur interne et d'une gerbe (dépôt d'énergie) dans le système calorimétrique comme le montre la figure 1.20.

La reconstruction des électrons se fait par lecture de groupe de cellules (clusters) de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$. Ces clusters sont formés de manière à maximiser l'énergie reconstruite dans l'amas par un algorithme à fenêtre glissante [16] demandant une énergie d'au moins 2.5 GeV. Les clusters dupliqués ou trop proches sont supprimés en effectuant une comparaison de leurs énergies. L'association trace-cluster se fait de manière géométrique : la trace mesurée dans le détecteur interne est extrapolée au rayon de la deuxième couche du calorimètre électromagnétique. La comparaison des valeurs du cluster (η_{cl}, ϕ_{cl}) et des traces (η_{tr}, ϕ_{tr}) permet de présélec-

tionner et de classer les amas d'énergie suivant la valeur de $\Delta R = \sqrt{(\eta_{cl} - \eta_{tr})^2 + (\phi_{cl} - \phi_{tr})^2}$. La trace ayant le plus petit ΔR est conservée comme celle associée à l'amas.

1.4.1.2 Calcul de l'énergie

Les contributions à l'énergie totale de l'électron sont multiples : l'énergie déposée en amont du calorimètre, l'énergie du cluster, l'énergie déposée en dehors du cluster (fuite latérale) et enfin celle déposée au-delà du calorimètre (fuite longitudinale). Ces paramètres dépendent de la profondeur de la gerbe et de sa pseudo-rapidité.

1.4.1.3 Identification des électrons

Cette identification est faite par des coupures sur des variables caractéristiques afin de séparer au mieux électrons et bruits de fond (photons ou électrons issus de désintégrations leptoniques de hadrons inclus dans des jets). Ces coupures sont basées sur des paramètres du détecteur interne et du calorimètre et ont été définies à partir d'une simulation du détecteur (réalisée avec GEANT4 [17]). Trois niveaux de sélection sont utilisés dans l'expérience ATLAS, chacun divisé en 2 catégories, plus ou moins strictes :

Loose : Les formes transverses des gerbes électromagnétiques dans la deuxième couche du calorimètre sont étudiées ainsi que la perte d'énergie dans le calorimètre hadronique. Le facteur de réduction du bruit de fond QCD est ici de 10^3 .

Loose++ : des coupures sur le nombre de coups dans le détecteur à pixels et à silicium sont ajoutées aux coupures *loose*.

Medium : Aux critères *loose* est ajoutée l'étude des profils latéraux des gerbes dans la première couche du calorimètre. De plus, le nombre de points de mesure sur les traces dans le SCT et le détecteur à pixel sont regardés. Enfin, le lien entre la trace et le cluster est effectué suivant η et une coupure sur le paramètre d'impact est ajoutée (il doit être inférieur à 5 mm).

Medium++ : l'étude des points de mesure dans le SCT et le détecteur à pixel est plus sévère comparé au niveau *medium* (le *b-layer* doit être touché), l'association trace-cluster est plus stricte ($|\Delta\eta| < 0.005$ au lieu de 0.015) et les coupures sont plus strictes sur la forme des gerbes (énergie et largeur de la gerbe).

Tight : Aux critères *medium* sont ajoutées des coupures sur le nombre de vertex dans le détecteur interne (réduit les photons de conversion) et une mesure du nombre de coups de haute énergie dans le TRT. De plus, une coupure d'isolation est appliquée au cluster en utilisant toute l'énergie des cellules dans un cône $\Delta R < 0.2$ autour de l'électron candidat afin de rejeter les jets.

Tight++ : la contrainte suivant ϕ pour l'association trace-cluster est plus sévère comparée au niveau *tight* : une coupure sur le rapport entre l'énergie et l'impulsion des électrons est ajoutée ainsi qu'une coupure en ϕ ($|\Delta\phi| < 0.015$).

Une mauvaise identification des électrons reste cependant possible : l'efficacité d'identification est comprise entre 85 et 95% suivant la définition de l'électron et sa pseudo-rapidité. Les 2 bruits de fonds principaux sont : les faux électrons (un photon pris pour un électron ou un électron provenant de l'hadronisation d'un jet) et la mauvaise identification de la charge (un électron peut émettre un photon de grande impulsion transverse par rayonnement de freinage qui va ensuite se désintégrer en paire électron-positron : $e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma \rightarrow e^\pm e^+ e^-$). Ces 2 bruits de fonds sont estimés à partir des données comme cela sera détaillé dans le chapitre 5.

1.4.2 Reconstruction des muons

1.4.2.1 Les stratégies de reconstruction

Il existe différentes stratégies et algorithmes pour reconstruire les muons faisant intervenir le spectromètre à muons et le détecteur interne. Les 3 stratégies de reconstruction sont les suivantes :

- **Les muons « *standalone* »** : seul le spectromètre à muons est utilisé pour reconstruire la trace (pour $|\eta| \leq 2.7$) qui est alors extrapolée jusqu'au point de collision. Cette stratégie permet notamment de reconstruire les muons secondaires.
- **Les muons *tagged*** : les traces du détecteur interne (ayant une impulsion transverse suffisante dans le spectromètre à muons) sont extrapolées aux segments de traces reconstruits les plus proches dans le spectromètre. Cette stratégie permet de bien reconstruire les muons de basse impulsion transverse ($p_T \leq 6$ GeV) ou les régions moins couvertes du spectromètre (le puits à $\eta \sim 0$ ou les pieds).
- **Les muons *combined*** : la trace complète reconstruite dans le spectromètre est combinée à la trace reconstruite dans le détecteur interne la plus proche. Cette stratégie donne la plus grande pureté. La reconstruction s'effectue de la manière suivante : les régions d'activité sont définies (autour des RPC et TGC touchées), les segments du spectromètre puis les traces standalone sont reconstruits, enfin, la trace combinée est reconstruite.

1.4.2.2 Les algorithmes de reconstruction

Deux chaînes d'algorithmes permettent de reconstruire les muons : Muid et STACO.

La chaîne de reconstruction **Muid** contient les muons trouvés par 4 algorithmes :

- **Moore [18] et Muid Standalone** : à partir des informations du spectromètre à muons, Moore produit des segments autonomes et des traces puis *Muid Standalone* les extrapole jusqu'au détecteur interne et utilise des contraintes données par Moore pour déterminer les paramètres de traces au vertex. Cet algorithme produit des muons *standalone*.
- **Muid Combined** : il combine une trace du détecteur interne avec une trace du spectromètre à muons par un ajustement des 2 traces. Cet algorithme produit des muons *combined*.
- **MuGirl** : il effectue une recherche des segments et traces dans le spectromètre à muons à partir d'une trace dans le détecteur interne. Si la combinaison complète est possible des muons *combined* sont produits autrement ce sont des muons *tagged*.
- **MuTagIMO** : il identifie les muons par association d'une trace dans le détecteur interne avec des segments Moore. Cet algorithme produit des muons *tagged*.

Un même muon pouvant être reconstruit par Muid et par MuGirl il faut rechercher les muons avec la même trace dans le détecteur interne.

La chaîne de reconstruction **STACO** contient les muons trouvés par 3 algorithmes :

- **Muonboy** : il part des informations du spectromètre à muons pour produire des segments et traces autonomes. Ces traces autonomes sont ensuite extrapolées jusqu'au détecteur interne. Cet algorithme produit des muons *standalone*.
- **STACO** : il combine une trace du détecteur interne avec une trace du spectromètre à muons en utilisant une méthode statistique. Il produit des muons *combined*.
- **Mutag** : il associe une trace du détecteur interne avec des segments Muonboy. Pour cette identification, si les traces du détecteur interne sont combinées par l'algorithme STACO alors le muon est rejeté. De même, un muon dont les segments du spectromètre sont déjà

combinés par l'algorithme STACO sont rejetées. Cet algorithme produit des muons *tagged*.

1.4.2.3 Calcul de l'impulsion transverse

Les muons ne s'arrêtant pas dans le détecteur, la mesure de leur énergie est effectuée en mesurant leur impulsion. Cette mesure est réalisée par la méthode de la flèche comme le montre la figure 1.21. En effet, la trajectoire des muons dans le plan perpendiculaire au champ magnétique est une trace courbée dont le rayon r et l'angle d'ouverture a est relié à la flèche f par la relation suivante :

$$f = r \left(1 - \cos \frac{a}{2} \right) \approx r \frac{a^2}{8} \quad \text{au premier ordre}$$

La flèche est reliée à l'impulsion de la particule dans le champ magnétique B par la formule :

$$f \approx \frac{0.3 L^2 \times B}{8 p_T}$$

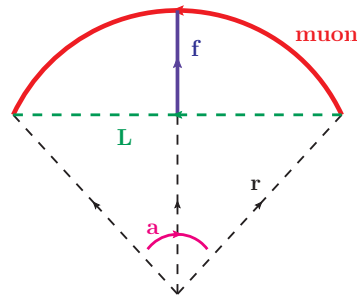


FIGURE 1.21 – Schéma de la trajectoire d'un muon (rouge). La flèche (bleue) est mesurée par rapport à la ligne droite (verte) reliant les segments des chambres subissant l'influence du champ magnétique.

Ainsi la mesure de flèche donne directement l'impulsion transverse du muon.

1.4.3 Reconstruction des jets

Deux algorithmes de reconstruction des jets sont utilisés dans ATLAS : l'algorithme de cône [19] et l'algorithme (anti) k_T [20]. Cette reconstruction est réalisée en 2 étapes : des amas topologiques de cellules du calorimètre ayant un dépôt d'énergie supérieur au bruit de fond sont définis (une cellule avec $Energie_{signal} > 4 \times Energie_{bruit}$ puis les autres avec $Energie_{signal} > 2 \times Energie_{bruit}$), enfin le jet est reconstruit avec l'un des algorithmes décrits ci-dessous.

- **L'algorithme de cône** est un algorithme géométrique. Un jet est défini comme un cône stable de rayon $R_{cône}$ où stable signifie que l'axe du cône coïncide avec le quadri-vecteur du jet, après avoir combiné ses particules. Le jet est constitué des amas d'énergie dans le cône $R_{cône} = \Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Pour définir un tel jet il faut placer des cônes initiaux puis recalculer leur position jusqu'à stabilité : il faut donc un schéma de recombinaison. Les cône initiaux peuvent être définis à

partir d'une graine définie par des amas avec $p_T > 1$ GeV ou être placés aux nœuds d'une grille très fine. Le deuxième cas est meilleur d'un point de vue théorique car insensible aux radiations infrarouges mais nécessite un temps de calcul trop long : il n'est donc pas utilisé dans ATLAS.

Les cônes stables sont appelés *proto-jets* car ils ne correspondent pas toujours à des jets finaux du fait du recouvrement entre cônes.

• **L'algorithme k_T** [21] est un algorithme d'agrégation récursive qui peut être défini en 4 étapes. Il faut tout d'abord définir une liste de proto-jets (cellule ayant une énergie 4 fois plus grande que le bruit de fond) qui vont être agrégés en jets reconstruits jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de proto-jets. Les 4 étapes de la reconstruction sont les suivantes :

1. pour chaque proto-jet est définie $d_i = p_{T,i}^2$ tandis que pour chaque paire de proto-jet est définie $d_{i,j} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \times \frac{\Delta R_{ij}}{R}$ avec R un paramètre de l'algorithme
2. on cherche le minimum des d_i et $d_{i,j}$
3. soit le minimum est un d_i et on enlève i de la liste des proto-jets pour l'ajouter à la liste des jets reconstruits, soit le minimum est un $d_{i,j}$ et on combine i et j
4. on recalcule tous les d_i et $d_{i,j}$ et on recommence la procédure à l'étape 2.

Cet algorithme est insensible aux radiations infrarouges et colinéaires et il n'y a pas de problème d'énergie partagée.

Une variante de cette algorithme, appelée anti- k_T , permet d'agréger prioritairement les proto-jets les plus énergétiques en redéfinissant les distances par :

$$d_i = \frac{1}{p_{T,i}^2} \quad \text{et} \quad d_{i,j} = \min\left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2}\right) \cdot \frac{\Delta R_{ij}}{R}$$

C'est cet algorithme qui est utilisé dans les études ATLAS présentées ici, avec $\Delta R = 0.4$ et $R = 0.4$.

Il est important de noter que ces 2 algorithmes ne produisent que des jets non calibrés. Pour parer à cela un poids est appliqué au signal de chaque cellule lors de la reconstruction du quadri-vecteur du jet qui est proportionnel à la densité d'énergie déposée dans la cellule. De plus, des corrections sont ajoutées pour chaque type de jets en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité du jet reconstruit.

Étiquetage des jets b

Les mésons B ont la spécificité de voler (sur une petite distance) avant de se désintégrer, ainsi le vertex de leur désintégration est déplacé par rapport au vertex primaire. Les algorithmes d'étiquetage des jets issus de mésons B exploitent cette particularité. Cet étiquetage se fait de 2 façons : soit on identifie des traces ayant un paramètre d'impact incompatible avec le vertex primaire, soit on reconstruit directement le vertex secondaire [22].

Trois algorithmes d'étiquetage sont utilisés dans ATLAS :

• **l'algorithme SV1 :**

La sélection d'un jet b demande des traces avec $p_T > 400$ MeV, un paramètre d'impact transverse d_0 inférieur à 3.5 mm, au moins un point de mesure dans le détecteur à pixel et pas plus d'un point de mesure commun avec une autre trace.

Le rapport entre la distance du vertex secondaire identifié au vertex primaire (notée L_{3D}) sur l'erreur sur cette distance (notée $\sigma_{L_{3D}}$) est utilisé pour séparer les jets légers des jets b.

L'algorithme SV1 tire parti de 3 propriétés des vertex : la masse invariante de toutes les

traces associés au vertex, le rapport de la somme des énergies des traces dans les vertex par rapport à la somme des énergies de toutes les traces dans le jet et enfin le nombre de vertex à deux traces. Ces variables sont combinées en utilisant un rapport de vraisemblance.

SV1 s'appuie sur une distribution en 2 dimensions des deux premières variables et une distribution en 1 dimension du nombre de vertex à deux traces. En outre la distance entre l'axe du jet et la ligne joignant les vertex primaire et secondaire est utilisée.

- **l'algorithme IP3D :**

Cet algorithme utilise un rapport de vraisemblance dans lequel les variables d'entrée sont comparées aux distributions pré-définies par la simulation.

Ces distributions sont des histogrammes bidimensionnels du paramètre d'impact signé transverse d_0/σ_{d_0} et du paramètre d'impact signé longitudinal z_0/σ_{z_0} des traces. Cet algorithme tire parti des corrélations entre ces deux variables.

- **l'algorithme JetFitter :**

Cet algorithme [23] exploite la topologie de la désintégration des mésons B et C à l'intérieur du jet. Un filtre est utilisé pour trouver une ligne sur laquelle se trouvent le vertex primaire et les vertex des mésons B et C ainsi que leur position sur cette ligne. Cela donne une trajectoire de vol approximative pour le méson B.

Avec cette approche, les vertex des mésons B et C ne fusionnent pas forcément même si une seule trace est attachée à chacun d'eux. La discrimination entre les jets b, c et légers est basée sur une méthode de vraisemblance en utilisant notamment des variables similaires à celles de l'algorithme SV1.

- **l'algorithme MV1 :**

Afin d'optimiser l'identification des jets b, les 3 algorithmes d'étiquetage des jets sont combinés. Cela s'effectue relativement facilement grâce à la méthode de vraisemblance utilisée pour SV1, IP3D et JetFitter : les poids des algorithmes individuels sont simplement additionnés.

C'est cet algorithme, fusion des trois algorithmes, qui est aujourd'hui utilisé dans le détecteur ATLAS pour la physique du quark top.

1.4.4 Calcul de l'énergie transverse manquante

Les neutrinos (et neutralinos pour les modèles supersymétriques) n'interagissent pas avec le détecteur. Or connaître leur impulsion est crucial pour de nombreuses analyses. Pour résoudre ce problème il est possible de calculer l'énergie transverse manquante de chaque événement qui correspond à la somme des énergies transverses des neutrinos.

Cette énergie est l'opposée de la somme des énergies transverses reconstruites dans les détecteurs (les calorimètres et le cryostat pour les électrons et jets, le spectromètre et le détecteur interne pour les muons) par la loi de conservation de l'énergie. Nous avons donc la relation suivante :

$$\mathbb{E}_{x,y}^{final} = \mathbb{E}_{x,y}^{calo} + \mathbb{E}_{x,y}^{muon} + \mathbb{E}_{x,y}^{cryo}$$

avec :

- $\mathbb{E}_{x,y}^{calo}$ l'énergie transverse déposée dans toutes les cellules du calorimètre.
- $\mathbb{E}_{x,y}^{muon}$ l'énergie transverse des muons. Elle est égale à la somme des énergies des muons avec $|\eta| \leq 2.7$. Pour $|\eta| \leq 2.4$ seuls les muons *tagged* et *combined* sont utilisés.
- $\mathbb{E}_{x,y}^{cryo}$ l'énergie transverse déposée dans le cryostat (entre le calorimètre électromagnétique tonneau et le calorimètre hadronique). Une correction (déterminée par simulation) est ajoutée à l'énergie déposée dans la dernière couche de l'argon liquide et dans la première couche

du calorimètre à tuiles.

1.4.5 Prise en compte de l'empilement des données

La luminosité instantanée fournie par le LHC augmente continûment et cela entraîne une augmentation de l'empilement des événements. L'empilement est défini comme une superposition des événements avec des collisions à deux protons. Cela conduit à la présence de plus d'un vertex primaire dans l'événement et cela doit être pris en compte tout particulièrement lorsque l'on compare les simulations Monte Carlo aux données réelles.

Le détecteur a été conçu pour fonctionner de manière optimale jusqu'à un empilement de 50 interactions par événement, il faut donc prendre en compte ce fort empilement des données dans le Monte Carlo.

Pour les données de 2010, le nombre de vertex reconstruits était utilisé comme estimation du nombre d'interactions par événement.

A partir des prises de données de 2011, le nombre de vertex dans un événement donné n'est plus une bonne estimation de l'empilement. En effet, le LHC tourne avec des protons accumulés dans des trains de paquets séparés en temps de 50 ns. Désormais l'empilement des données en dehors des temps de collision (chevauchement des signaux dans le détecteur provenant des paquet voisins) est très important comme le montre la Figure 1.22. Sur cette figure est représenté en vert l'empilement maximum observé pour tous les paquet de protons et en bleu l'empilement maximum moyen des paquets de protons.

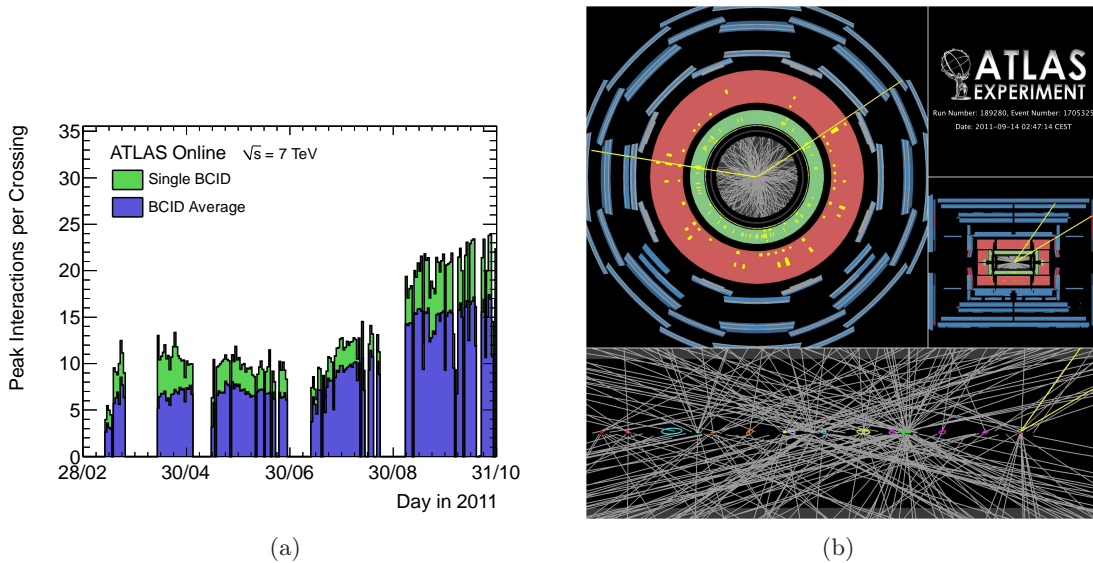


FIGURE 1.22 – (a) Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau pour les données de 2011 avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, (b) Désintégration d'un boson Z en deux muons avec 20 vertex reconstruits. Cet événement a été enregistré le 14 septembre 2011.

Pour estimer le nombre d'événement attendus dans ATLAS avec prise en compte de l'empilement des données et être en mesure de comparer le Monte-Carlo avec les données, on utilise le nombre moyen d'interactions par événement : chaque événement simulé doit être pondéré en fonction du nombre de vertex primaire empilés simulés dans l'événement. Un outil statistique a été créé afin de calculer le poids d'empilement appliqué aux événements.

Bibliographie

- [1] CDF and D0 collaboration, “Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W^-$ decay mode”, *Phys.Rev.Lett.*104 :061802, *arXiv :1001.4162v3*, 2010.
- [2] The Atlas Collaboration (G. Aad et al.), “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hardon Collider”, *JINST 3 S08003*, 2008.
- [3] The CMS Collaboration, “CMS Physics TDR”, *CERN*, 2006.
- [4] The ALICE Collaboration, “Heavy Ion Collisions at the LHC ; the ALICE Experiment”, *hep-ph :LIP/96-02*, 1996.
- [5] The LHCb Collaboration, “LHCb : Technical Proposal”, *CERN-LHCC-98-004 ; LHCC-P-4*, 1998.
- [6] Valentina Avati, “The TOTEM experiment at the LHC”, *Prog.Theor.Phys.Suppl.* 187 281-288, 2011.
- [7] Peter Jenni, Markus Nordberg, Marzio Nessi, and Kerstin Jon-And, “ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity”, 2008.
- [8] Atlas Collaboration (G. Aad et al.), “Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger, Physics”, *arXiv :0901.0512[hep-ex]*, pp. 15–229, 2009.
- [9] The ATLAS collaboration, “ATLAS inner detector : Technical Design Report, Volume i et ii”, *CERN*, 1996.
- [10] The ATLAS collaboration, “ATLAS central solenoid : Technical Design Report”, *CERN*, 1997.
- [11] The ATLAS collaboration, “Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report”, *CERN*, 1996.
- [12] The ATLAS collaboration, “ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report”, *CERN*, 1996.
- [13] The ATLAS collaboration, “ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report”, *CERN*, 1996.
- [14] The ATLAS collaboration, “ATLAS high-level-trigger, data acquisition and controls : Technical Design Report”, *CERN*, 2003.
- [15] The ATLAS collaboration, “ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report”, *CERN*, 1998.
- [16] W. Lampl et al, “Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance”, *ATLAS LARG-PUB-2008-002*, 2008.
- [17] S. Agostinelli and al., *GEANT4 : A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A506 250-303, 2003.
- [18] D. Adams et al., “Track reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE 007”, *ATL-SOFT-2003-007*, 2003.
- [19] G. P. Salam and G. Soyez, “A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm”, *JHEP 0705,086*, 2007.
- [20] G. P. Salam M. Cacciari and G. Soye, “The anti-kt jet clustering algorithm”, *JHEP 0804,063*, 2008.
- [21] D.E. Soper S.D. Ellis, “Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions”, *Phys.Rev.D48 :3160-3166*, 1993.

- [22] The ATLAS collaboration, “Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data”, *ATLAS-CONF-2011-102*, 2011.
- [23] C. Weiser G. Piacquadio, “A new inclusive secondary vertex algorithm for b-jet tagging in ATLAS”, *J.Phys.Conf.Ser.* 119 032032, 2008.

Chapitre 2

Premier niveau de déclenchement du calorimètre

On appelle passoires du Premier Ordre les passoires qui ne laissent passer NI les nouilles NI l'eau. On appelle passoires du Second Ordre les passoires qui laissent passer ET les nouilles ET l'eau. On appelle passoires du Troisième Ordre, ou passoires complexes, les passoires qui laissent passer quelquefois l'un ou l'autre et quelquefois pas.

Les Shadoks

Sommaire

2.1	Introduction	40
2.2	Fonctionnement des <i>Towers Builders Boards</i> du calorimètre électromagnétique	41
2.2.1	Traitement du signal	41
2.2.2	Formation des tours de déclenchement	42
2.3	Fonctionnement des lignes à retard des <i>Tower Builder Boards</i>	44
2.3.1	Calcul des retards en mode « <i>calibration</i> »	45
2.3.2	Calcul des retards pour les données de physique	46
2.4	Estimation de la luminosité utile pour la vérification des retards de physique	48
2.4.1	Sélection des signaux issus des tours de déclenchement	48
2.4.2	Calcul de la luminosité	51
2.5	Mesure des retards de physique des <i>Tower Builder Boards</i> avec une configuration spéciale de déclenchement	56
2.5.1	Configuration des prises de données spéciales	56
2.5.2	Analyse des retards de physique	58
2.6	Conclusion	61
2.7	Annexe	62
	Bibliographie	64

2.1 Introduction

Le premier niveau de déclenchement d'ATLAS (L1) reçoit des données du spectromètre à muons et des calorimètres. Le L1 du calorimètre (L1calo) [1] sélectionne les événements contenant : soit au moins un objet physique avec soit une grande impulsion transverse, soit un événement avec une grande énergie transverse manquante ou une grande énergie totale. Pour ce faire, le calcul de la reconstruction de l'énergie doit être optimal à ce stade.

Afin de fournir une réponse rapide, le L1calo utilise une granularité réduite en regroupant plusieurs cellules dans des tours de déclenchement (appelées *Trigger Tower*) de granularité différente en fonction de la position en η pour les calorimètres électromagnétique et hadronique. Le signal de chaque tour correspond à la sommation des signaux de toutes les cellules du calorimètre incluses dans la tour de déclenchement. Ces signaux analogiques sont alors envoyés aux processeurs du système de déclenchement.

Le L1calo peut se diviser en 5 parties comme le montre la Figure 2.1 :

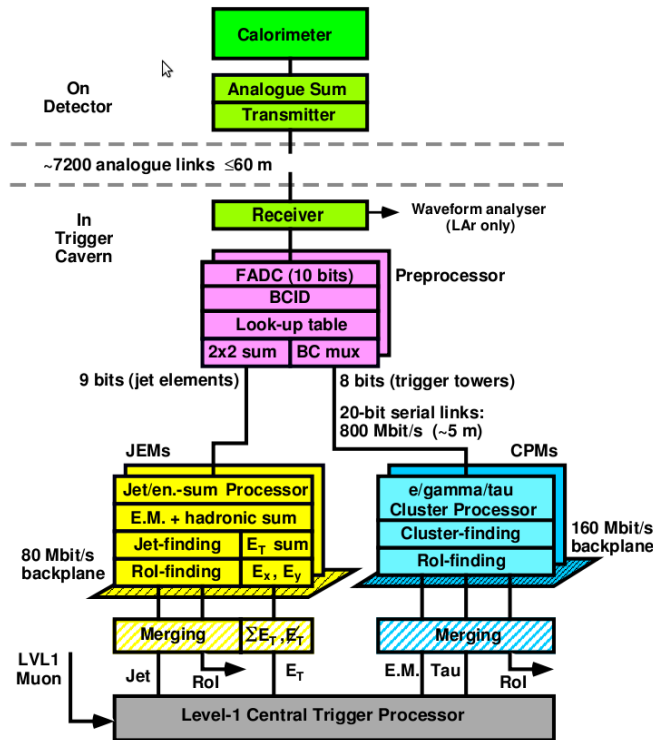


FIGURE 2.1 – Diagramme du premier niveau de déclenchement du calorimètre

- Les *Tower Builders Boards* (TBB) somment de façon analogique les signaux des différents compartiments en profondeur du calorimètre (4 pour $\eta < 1.8$, 3 pour $1.8 < \eta < 2.5$ et 2 pour $2.5 < \eta < 3.2$) par tour de déclenchement et les transmettent aux receivers (appelés *receivers*). Pour cela, le signal est uniformisé grâce à des gains et aligné en temps grâce à un retard par compartiment. Le détail du fonctionnement de ces cartes est expliqué dans la partie 2.2.
- Les *receivers* appliquent des gains correctifs aux signaux des TBBs pour compenser les hautes tensions défaillantes et/ou l'atténuation du signal lors de leur propagation dans les câbles de transmission. Pour le calorimètre hadronique, les *receivers* convertissent égale-

ment l'énergie reçue en énergie transverse.

- **Les *Preprocessors* (PPM)** numérisent le signal analogique en cinq échantillons espacés de 25 ns grâce à un convertisseur analogique-numérique (ADC) de 10 bits. Ils déterminent le croisement de faisceaux correspondant au signal et mesurent l'énergie transverse par tour de déclenchement. Le signal d'entrée échantillonné en 10 bits (précision de 0.25 GeV) est transformé par une *Look Up Table* (LUT) en appliquant des corrections de calibration de l'énergie transverse et de soustraction de piédestal. La LUT renvoie une énergie transverse sur 8 bits (précision de 1) avec une saturation à 256 GeV (il y a 2 effets à cela : $8 \text{ bits} \times 1 \text{ GeV/bit} = 256 \text{ GeV}$ et l'on a aussi des effets analogiques de saturation au-delà de 256 GeV).
- **Les *Cluster Processor Modules* (CPM)** identifient les candidats électron, photon ou hadron.
- **Les *Jet / Energy-sum Processors* (JEM)** recherchent les candidats jets et calculent l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T) et totale ($\sum E_T$).

Le bon fonctionnement des TBBs est très important pour la mesure de l'énergie des particules. Le premier niveau du système de déclenchement décide ou non de déclencher sur un amas électromagnétique si celui-ci dépasse un seuil en énergie. Il est donc nécessaire de s'assurer de la bonne sommation des signaux analogiques en provenance des différentes couches d'une même tour de déclenchement par les TBBs.

2.2 Fonctionnement des *Towers Builders Boards* du calorimètre électromagnétique

2.2.1 Traitement du signal

Le schéma général de la chaîne électronique de lecture du signal pour le calorimètre électromagnétique est représenté sur la Figure 2.2 :

- les électrodes de lecture du calorimètre électromagnétique collectent les signaux électriques pour chaque dépôt d'énergie. Les signaux d'une même cellule, provenant de différentes électrodes, sont d'abord sommés pour obtenir la bonne granularité en ϕ .
- La transmission de ces signaux hors du cryostat est assurée par des cartes mères contiguës aux cartes sommatriques. Le passage des câbles de l'intérieur du cryostat vers l'extérieur s'effectue grâce à des traversées de câbles (appelées *feedthrough*) qui sont connectées à des châssis (notés FEC pour *Front End Crate*).

C'est dans les *Front End Crates* que s'effectue le traitement du signal. Ceux-ci contiennent quatre types de cartes électroniques :

- **Les cartes de calibration** permettent d'injecter un courant électrique au plus près de l'électrode de lecture sur les cartes mères pour simuler un dépôt d'énergie dans le calorimètre. Le signal de calibration injecté est d'amplitude connue et de forme similaire au signal triangulaire de physique afin d'étalonner la réponse du calorimètre par un signal d'ionisation.
- **Les cartes d'acquisition frontale** (FEB pour *Front End Board*) sont responsables du traitement du signal : amplification, mise en forme, numérisation et transmission hors du détecteur.
- **Les *Tower Builder Boards*** forment les tours de déclenchement pour les transmettre

au premier niveau de déclenchement (L1). Les cartes correspondantes dans le calorimètre hadronique et le calorimètre avant n'effectuent pas de sommation.

- **Les cartes contrôleurs** reçoivent et distribuent l'horloge cadencée à 40 MHz du LHC, la décision du L1 ainsi que d'autres signaux de configuration et de contrôle des FEB.

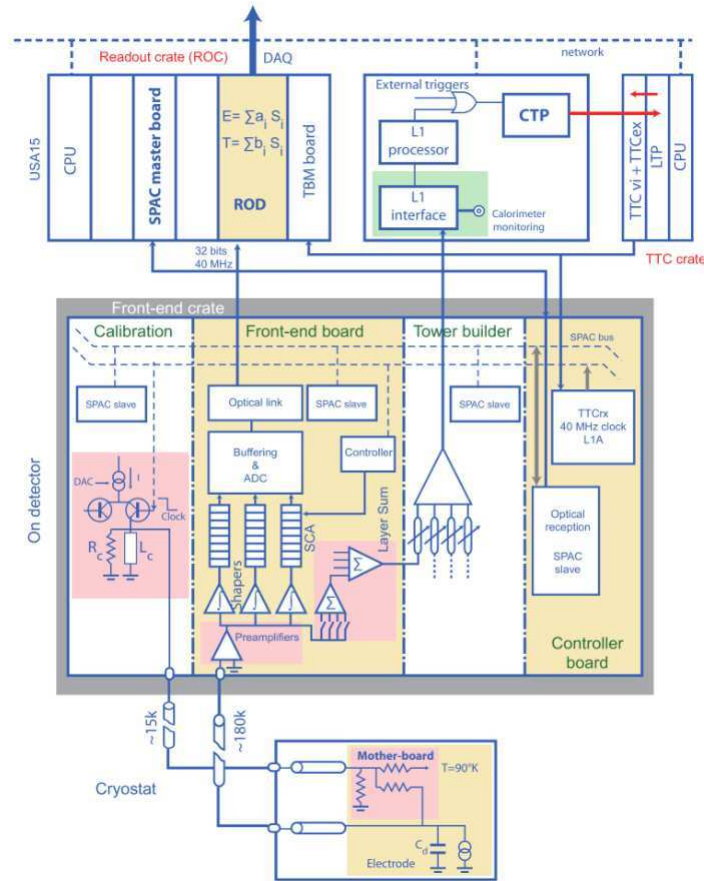


FIGURE 2.2 – Schéma de la chaîne électronique de lecture du signal pour le calorimètre électromagnétique

2.2.2 Formation des tours de déclenchement

Dans le calorimètre électromagnétique, chaque tour de déclenchement (*Trigger Tower*, TT) est formée en additionnant différents compartiments en profondeur. Pour chaque tour de déclenchement, le calorimètre transmet au L1calo un signal analogique dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie transverse déposée dans la tour de déclenchement.

Dans le tonneau électromagnétique (*EM barrel*, EMB), chaque TT est construite à partir des signaux de 60 cellules de l'argon liquide réparties dans quatre compartiments : le pré-échantillonneur (*presampler* PS, 4 cellules), le compartiment avant (*front*, 32 cellules), le compartiment médium (*middle*, 16 cellules) et le compartiment arrière (*back*, 8 cellules).

La situation est légèrement différente dans les bouchons électromagnétiques (*EM end-caps*, EMEC), où les tours de déclenchement sont constituées de deux à quatre couches selon la région de pseudorapacité : le pré-échantillonneur couvre la région $1.5 < |\eta| < 1.8$, les compartiments avant et médium vont de $|\eta| = 1.375$ jusqu'à $|\eta| = 3.2$ et le compartiment arrière couvre $|\eta| < 2.5$ [2] [3] [4].

Les granularités de chaque TT sont décrites dans la Table 2.1.

couverture en η	granularité ($\Delta\eta \times \Delta\phi$)
$ \eta < 2.5$	0.1×0.1
$2.5 < \eta < 3.2$	0.2×0.2

TABLE 2.1 – Granularité de chaque tour de déclenchement pour chaque intervalle de pseudo-rapidité

Les signaux de déclenchement sont obtenus en additionnant les signaux provenant de toutes les cellules associées à une tour donnée [5]. Cette somme est obtenue en 3 étapes comme le montre la Figure 2.3, les deux premières s’effectuant dans les cartes *Front-End Board* :

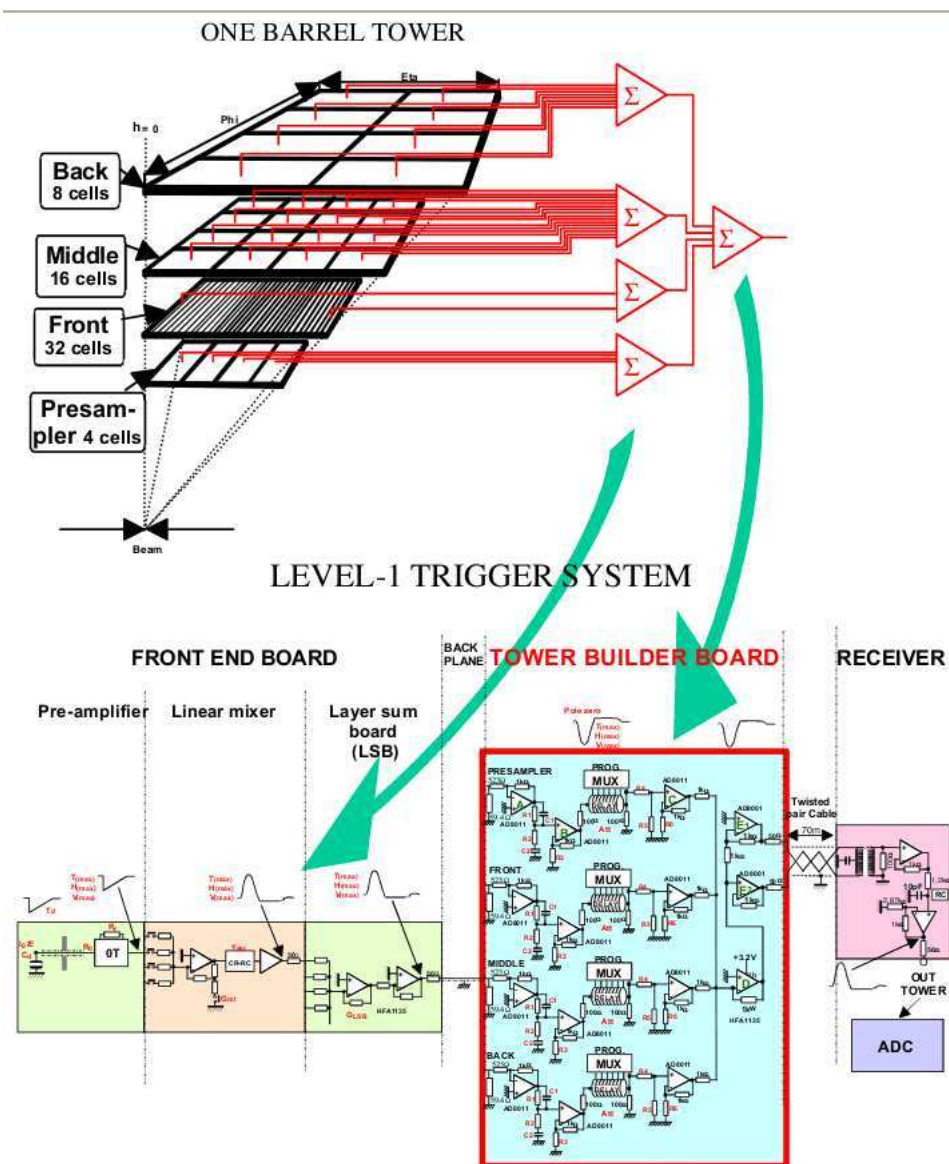


FIGURE 2.3 – Schéma des 4 compartiments d’une tour de déclenchement et composants du premier niveau de la chaîne de déclenchement

- Tout d’abord, les *linear mixers* placés dans les *shapers* somment quatre par quatre les signaux des cellules situées dans un même compartiment.
- Ensuite, les *Layer Sum Boards* montées sur la carte *Front-End* additionnent les signaux des *linear mixers* par compartiment,
- Enfin, les TBBs effectuent la somme analogique de tous les compartiments pour construire le signal de sortie analogique par TT (cf Figure 2.4). Pour cela, les signaux sont uniformisés à l’aide de gains et alignés en temps grâce à des retards programmables avant d’être sommés.

Pour finir, les signaux sont envoyés aux *receivers* du premier niveau de déclenchement (*L1*).

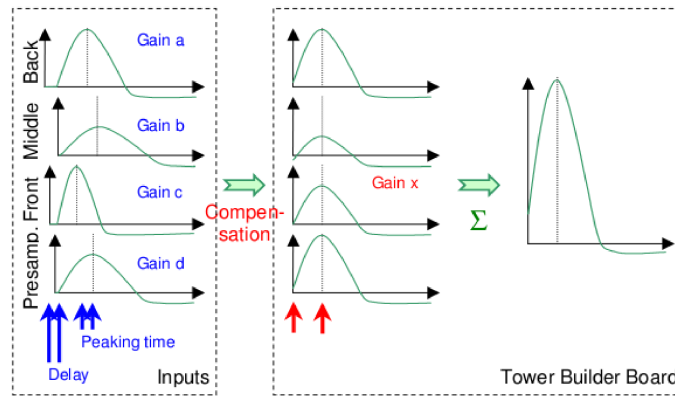


FIGURE 2.4 – Fonctionnement schématique des *Tower Builders Boards* : réglage du retard et des gains du signal de chaque compartiment

Les gains et temps maxima des signaux d’entrée des TBBs sont hétérogènes car la capacité des cellules du calorimètre, l’impédance des câbles de transmission, ainsi que les caractéristiques des composants électroniques de la chaîne électronique du système de déclenchement varient en fonction du compartiment et de la position en η des cellules. De plus, en raison du temps de vol des particules et des longueurs de câbles, les signaux ne sont pas censés atteindre les TBBs au même moment [6].

Une sommation analogique requiert autant que possible des signaux alignés en temps. Ainsi les TBBs ont été conçus pour compenser ces petites différences (jusqu’à 21 ns pour les retards). Les gains, uniformisés à l’aide d’un facteur d’amplification, et les formes des signaux ne sont pas étudiés ici. L’ajustement en temps est effectué à l’aide de lignes à retard présentées dans la partie suivante.

2.3 Fonctionnement des lignes à retard des *Tower Builder Boards*

Les signaux provenant des différents compartiments d’une même tour de déclenchement à leur entrée dans les *Tower Builder Boards* sont décalés en temps. Afin d’aligner les signaux entre eux, avant d’effectuer la sommation, les TBBs possèdent un système de lignes à retard qui permet de retarder le signal de chaque compartiment dans un intervalle de 0 à 21 ns par pas de 3 ns. Ainsi la résolution en temps de la mesure des retards doit être inférieure à 1.5 ns.

Chaque réglage correspondant à un intervalle de retard de 3 ns est numéroté de 0 à 7. L’intervalle 0 correspond donc à un retard de 0 ns et l’intervalle 7 à un retard de 21 ns. Un

schéma des lignes à retard est représenté sur la Figure 2.5.

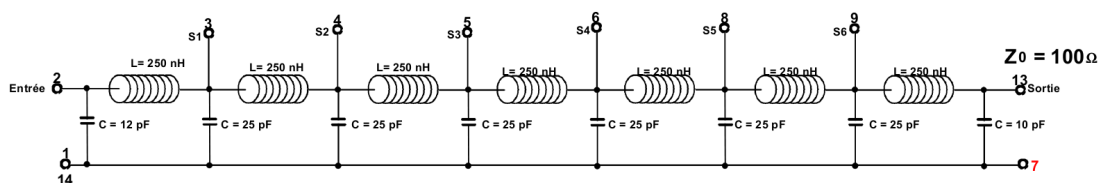


FIGURE 2.5 – Schéma des lignes à retard des Tower Builder Boards

Cas du tonneau et des bouchons

Comme expliqué dans la partie 2.2, chaque tour de déclenchement du tonneau ($|\eta| < 1.4$) et des bouchons dans l'intervalle $1.5 < |\eta| < 1.8$ est construite à partir des signaux de cellules de l'argon liquide réparties dans les différentes couches. Ainsi quatre valeurs de retard sont à déterminer pour ces parties. Dans l'autre partie interne des bouchons ($1.8 < |\eta| < 2.5$), il n'y a pas de pré-échantillonneur donc seulement trois valeurs de retard sont à déterminer. Enfin, la partie interne des bouchons ($2.5 < |\eta| < 3.2$) contient seulement deux compartiments.

Cas de la superposition entre le tonneau et les bouchons

Pour la zone de superposition entre le tonneau et les bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) les tours de déclenchement sont constituées à partir de la somme de deux demi-tours. Chaque demi-tour est reconstruite individuellement dans sa TBB. La demi-tour du tonneau est composée de trois couches : le pré-échantillonneur plus les compartiments avant et medium. La demi-tour des bouchons, est composée de deux couches : les compartiments avant et medium.

Le cas particulier de cette zone n'est pas étudié ici.

2.3.1 Calcul des retards en mode « calibration »

2.3.1.1 Le système de calibration

Pour obtenir un étalonnage précis de l'électronique de lecture et de déclenchement, le signal de calibration doit reproduire le plus fidèlement possible le signal de physique triangulaire, à savoir : un temps de montée d'environ 1 ns et un temps de décroissance de 400 ns (temps de dérive des électrons dans l'argon liquide). Le signal de calibration n'est cependant pas triangulaire mais exponentiel ce qui implique une légère différence entre les signaux de physique et les signaux de calibration, nécessitant l'introduction d'un facteur de correction lors de la reconstruction de l'énergie.

Afin d'étudier la diaphonie entre cellules adjacentes, les lignes de calibration ont été conçues de telle manière que deux cellules adjacentes ne sont pas reliées à la même ligne de calibration.

Une carte de calibration contenant 128 canaux est installée pour chaque traversée de câble. Ces cartes injectent des signaux de calibration dans plusieurs cellules. Le nombre de cellules par canal est variable, de 8 cellules dans les compartiments avant et médium à 32 cellules pour le pré-échantillonneur. Un convertisseur numérique - analogique de 16 bits (DAC) permet de contrôler une source de tension afin de délivrer un signal uniforme, stable et linéaire dont l'intensité est proportionnelle à la valeur de DAC imposée.

Le système de calibration est capable de prendre trois types différents de données permettant de déterminer les paramètres nécessaires à la reconstruction de l'énergie :

- **Piédestal** : on mesure la réponse de la chaîne d'acquisition sans signal envoyé. Ce type de calibration est utilisé pour déterminer les piédestaux, le bruit moyen de l'électronique et le bruit d'autocorrélation entre les différents échantillons en temps.
- **Rampe** : on mesure la réponse de l'ADC pour différentes valeurs de DAC. La variation linéaire du courant d'injection en fonction de la valeur de DAC permet de déterminer les facteurs de conversion entre le signal reconstruit en coups ADC et le courant induit par un signal.
- **Retard** : le signal de calibration est injecté avec une valeur fixe de DAC et un délai de 1 ns entre chaque injection. Cela permet de reconstruire la forme du signal d'étalonnage.

Les valeurs des retards pour chaque TT ont été déterminées à l'aide de prises de données combinées entre le calorimètre électromagnétique et le premier niveau de déclenchement. Pour déterminer la valeur du retard de chaque compartiment d'une tour, il faut mesurer le temps d'arrivée dans les TBBs des signaux de chaque couche. Pour cela, les mesures ont été effectuées indépendamment pour chacune des quatre couches en activant uniquement la couche à étudier. De plus, les signaux de calibration ont été injectés uniquement dans les cellules du compartiment considéré et simultanément dans toutes les cellules pour s'affranchir des effets de diaphonie (très importants dans la deuxième couche).

La numérisation standard dans les préprocesseurs est de cinq échantillons séparés de 25 ns. Cela n'étant pas adapté à une mesure précise du temps d'arrivée des signaux, des données de calibration de type retard (phos4) ont été utilisées afin de reconstruire l'intégralité du signal. Le signal est injecté avec un retard de 1 ns entre chaque injection, à l'aide d'une puce dans les PPMs, pour reconstruire précisément la forme du signal. Ce dernier est retardé avant sa numérisation. Les échantillons étant espacés de 25 ns (fréquence d'horloge du LHC) il faut retarder le signal 25 fois par pas de 1 ns pour reconstruire l'intégralité du signal.

2.3.1.2 Calcul des retards de calibration

Les retards des TBBs sont déterminés à partir de prises de données de calibration phos4 avec tous les retards des TBBs réglés sur l'intervalle 7 qui correspond au mode de fonctionnement le plus stable des TBBs. Une prise de données est effectuée pour chacun des quatre compartiments du calorimètre. Une prise de donnée supplémentaire a été effectuée pour le compartiment médium avec une valeur de DAC plus élevée afin de compenser la suppression en énergie transverse dans la roue interne des bouchons.

L'alignement en temps est effectué par rapport au compartiment médium où est déposée la majeure partie de l'énergie des gerbes électromagnétiques. Les TBBs ayant un fonctionnement plus stable avec un retard dans l'intervalle 7 plutôt que dans l'intervalle 0, on minimise le nombre de retards dans l'intervalle 0 en calculant les retards de manière à ce que le compartiment nécessitant d'être le plus retardé ait un retard dans l'intervalle 7. Une fois les retards déterminés, on reprend une série de données de calibration avec ces retards chargés dans les TBBs afin de vérifier l'alignement en temps des différents compartiments pour chaque tour de déclenchement.

2.3.2 Calcul des retards pour les données de physique

Les retards de physique sont différents des retards de calibration en raison de multiples facteurs. Les signaux de calibration sont injectés à travers des câbles de calibration (reliant les

cartes de calibration aux points d'injection), tandis que les signaux de physique proviennent du détecteur. De plus, le temps de vol des particules est différent pour chaque partie du calorimètre. Le calcul de la différence de temps de propagation entre un signal de physique et un signal de calibration a déjà été effectué pour le calorimètre électromagnétique et est décrit dans la note [7].

Pour chaque cellule du calorimètre, les caractéristiques de la chaîne de lecture sont ensuite utilisées pour en déduire le temps d'arrivée d'un signal de physique (T_{phys}) à partir d'un signal de calibration (T_{calib}) par la formule 2.1 :

$$T_{\text{phys}} = T_{\text{calib}} - \frac{L_{\text{calib}}}{v_{\text{calib}}} + TOF + \Delta TTC \quad (2.1)$$

où :

- L_{calib} : longueur du câble de calibration,
- v_{calib} : vitesse de propagation dans le câble ($5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$),
- TOF (*time of flight*) : temps de vol de la particule du point d'interaction jusqu'à la cellule du calorimètre,
- ΔTTC : correction de temps global (provient du système de déclenchement).

Pour chaque compartiment d'une tour, la différence ($T_{\text{phys}} - T_{\text{calib}}$) (exprimée en unités d'intervalle de 3 ns) est calculée comme une moyenne sur toutes les cellules dans un compartiment et les retards de physique sont corrigés en conséquence. Ces retards de physique ont été implémentés dans ATLAS. La Figure 2.6 montre la différence de retard, exprimée en unité de 3 ns, entre la couche de retard maximal et la couche de retard minimal. Il est à noter que les retards des compartiments sont choisis de sorte que le retards maximal corresponde à l'intervalle numéro 7. On observe des retards de physique très différents des retards de calibration.

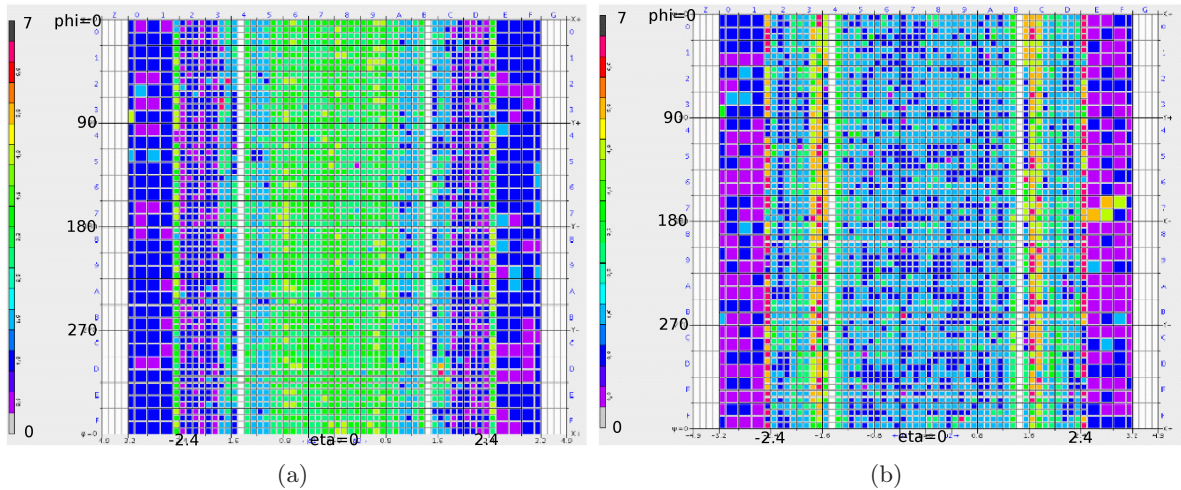


FIGURE 2.6 – Différence de retard, exprimée en unité de 3 ns, entre la couche de retard maximal (correspondant à l'intervalle 7) et la couche de retard minimal pour : (a) les retards de calibration et (b) les retards de physique

Dans un premier temps, pour la prise de données physique, les retards de physique mis en oeuvre avaient été calculés. Le travail présenté dans la partie suivante a eu pour but de mesurer ces retards dans les données et de vérifier s'ils concordent avec les valeurs prédites par la calibration en utilisant l'équation 2.1.

Afin de mesurer les temps de retard de chaque compartiment, des conditions particulières de prise de données ont été nécessaires, décrites dans la section 2.5.1. Avant de demander un changement de configuration du déclenchement des événements et de procéder à des mesures, une étude a été réalisée pour estimer la luminosité (ou temps de fonctionnement) nécessaire à la mesure des retards. Ceci est présenté dans la section 2.4.

2.4 Estimation de la luminosité utile pour la vérification des retards de physique

2.4.1 Sélection des signaux issus des tours de déclenchement

Avant de regarder combien d'événements sont attendus pour une luminosité donnée, la première étape est de vérifier la qualité des tours de déclenchement pour la mesure des retards par compartiments et de vérifier la qualité de la corrélation entre l'énergie transverse mesurée dans la voie de déclenchement (E_T^{L1} , valeurs entières) et l'énergie transverse mesurée dans la voie de lecture de précision (E_T^{LAr}). En effet, pour mesurer correctement les valeurs des retards il nous faut détecter et rejeter les tours à problèmes pour ne pas fausser les résultats.

2.4.1.1 Sélection des tours de déclenchement

Dans chaque événement de l'ensemble des données, un nombre variable de tours de déclenchement est utilisé. La sélection suivante est donc appliquée au niveau de la tour :

- les tours dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) ne sont pas utilisées (cette région n'est pas étudiée ici)¹
- les tours possédant un compartiment défectueux sont rejetées car la comparaison entre compartiments devient impossible,
- les tours sont sélectionnées si E_T^{L1} est comprise entre 5 GeV et 256 GeV. La coupure basse permet de garder des impulsions ayant une énergie significativement différente du bruit du piédestal (~ 1 GeV). La coupure haute permet de rejeter des impulsions en saturation (l'énergie mesurée dans la voie de lecture de précision sature à 256 GeV),
- les tours ayant une énergie E_T^{LAr} inférieure à 0 GeV sont rejetées comme il s'agit dans ce cas d'une mesure de bruit,
- enfin, les tours possédant au moins une cellule de mauvaise qualité sont rejetées.

Pour la voie de déclenchement, la valeur de pseudo-rapacité est codée dans la chaîne de déclenchement : l'énergie mesurée (somme de toutes les cellules) est ainsi transverse. Pour la voie de lecture de précision, l'énergie mesurée (somme des cellules) n'est pas transverse. Afin de travailler avec des valeurs comparables, il a été décidé de transformer l'énergie de la voie de lecture de précision en énergie transverse grâce à la pseudo-rapacité des tours. Effectuer la transformation dans une direction ou dans l'autre ne change pas les conclusions de ce travail.

En appliquant ces coupures sur une prise de données de fin août 2010 de luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 238 \text{ nb}^{-1}$, 91% des tours sont sélectionnées dans le tonneau ($|\eta| < 1.4$) et 90% dans les bouchons ($1.5 < |\eta| < 2.5$).

1. Cette région est très délicate à étudier en raison du recouvrement du tonneau par les bouchons.

La deuxième étape est de s'assurer d'une bonne corrélation entre la voie de déclenchement (L1) et la voie de lecture de précision (LAr) : un signal issu d'une tour de déclenchement doit avoir une énergie transverse correspondant à une énergie transverse mesurée dans la voie de lecture de précision à moins de $2\sigma^2$ sinon il est rejeté de l'analyse.

Le tonneau, les roues interne et externe sont analysés séparément.

2.4.1.2 Corrélation de l'énergie transverse entre voies de lecture

La corrélation entre voies de lecture est calculée pour différentes gammes d'énergie transverse afin de mesurer la résolution en énergie de la voie L1. Le tonneau (EMB) est étudié dans la région $|\eta| < 1.4$ et les bouchons (EMEC) sont étudiés dans trois régions distinctes en η , imposées par la géométrie du détecteur comme expliqué dans la partie 2.2.2.

La roue externe est divisée en 2 parties à cause du pré-échantillonneur : dans la partie ($1.5 < |\eta| < 1.8$), 4 compartiments sont utilisés et dans la partie ($1.8 < |\eta| < 2.5$) seulement 3.

Pour la partie $2.5 < |\eta| < 3.2$, (roue intérieure des bouchons) les tours se composent seulement de deux compartiments et en moyenne 92% de l'énergie transverse est déposée dans la couche *medium*. Une vérification de l'étalonnage des retards dans cette région n'est donc pas significative. De plus, comme cette région est faible en statistique (la majorité de l'énergie se dépose dans les régions de faible pseudo-rapidité), accumuler un nombre raisonnable de données pour la vérification des retards demanderait trop de temps de prise de données dans une configuration spéciale de déclenchement, temps soustrait aux prises de données de physique avec un déclenchement « normal ». On se concentre donc sur des pseudo-rapidités inférieures à 2.5.

La corrélation entre voies de lecture est montrée sur la Figure 2.7. Si le tonneau possède une bonne corrélation en énergie, des problèmes subsistent dans les bouchons. Une deuxième population apparaît pour $1.5 < |\eta| < 1.8$ avec $E_T^{L1} \ll E_T^{LAr}$ et deux autres populations apparaissent pour $1.8 < |\eta| < 2.5$ avec $E_T^{L1} \gg E_T^{LAr}$ et $E_T^{L1} \ll E_T^{LAr}$.

Ces populations correspondent à trois tours de déclenchement dans la première partie des bouchons et sept tours dans la deuxième partie [8]. Ces tours échouaient à reconstruire la forme du signal de physique dans la voie L1 à cause d'un problème de gain mal calibré. Ces problèmes ont été corrigés par la suite [9]. Après réjection de ces tours malades, une bien meilleure corrélation est obtenue pour les bouchons comme le montre la Figure 2.8.

La résolution en énergie est obtenue par extraction de l'écart-type (σ) de la distribution de la différence relative ($\frac{E_T^{LAr} - E_T^{L1}}{E_T^{L1}}$) pour chaque gamme d'énergie transverse. Les distributions ne sont pas exactement centrées sur zéro comme le montre la Figure 2.9(a) car l'énergie lue par la voie L1 est un nombre entier correspondant à l'arrondi de l'énergie lue par la voie LAr. L'écart-type (σ) des distributions diminue bien en fonction de l'énergie transverse comme attendu (Figure 2.9(b)). En effet, la même énergie déposée dans le détecteur est lue par la voie de déclenchement et par les voies de précision. Mais ces 2 voies ont une partie commune (les pré-amplificateurs) et une partie séparée (le reste). Les parties séparées ont des bruits électroniques indépendants, donc les 2 voies ne mesurent pas la même valeur. Lorsque le signal grandit, la proportion du bruit par rapport au signal commun devient plus faible. Donc la différence relative diminue.

2. σ est définie comme la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne $\frac{E_T^{LAr} - E_T^{L1}}{E_T^{L1}}$. Elle varie entre 3.2 et 9.1% suivant la partie du calorimètre étudié et la région d'énergie choisie (Cf Table 2.2)

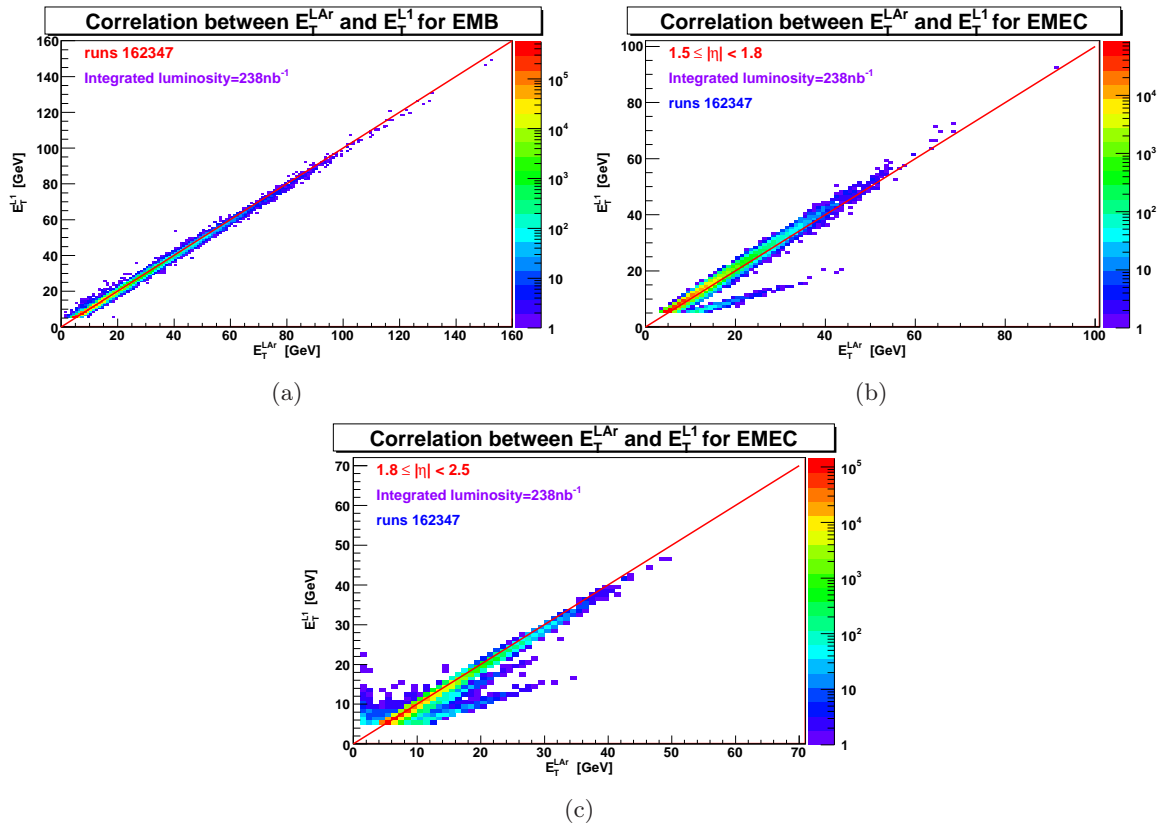


FIGURE 2.7 – Corrélation entre l'énergie transverse de la voie L1 et la voie LAr pour : le tonneau (a) et les bouchons avant correction des tours malades pour $1.5 < |\eta| < 1.8$ (b) et $1.8 < |\eta| < 2.5$ (c)

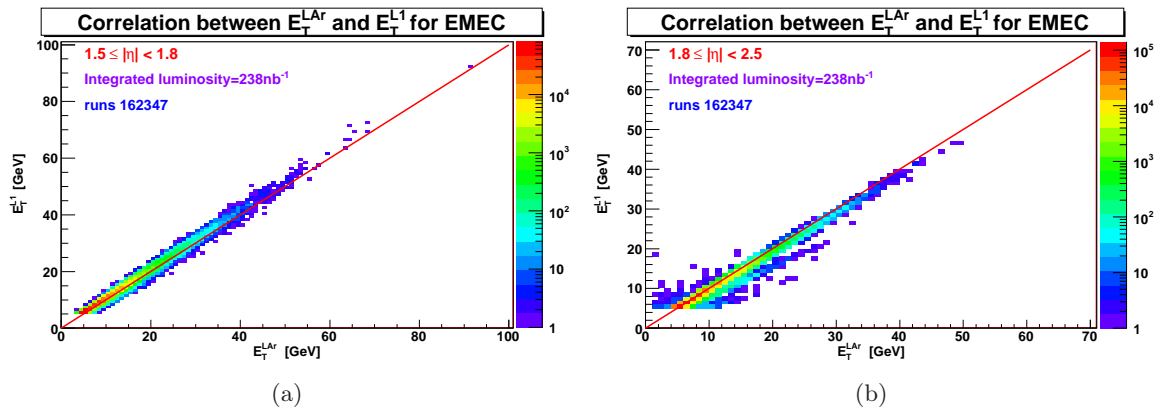


FIGURE 2.8 – Corrélation entre l'énergie transverse de la voie L1 et la voie LAr pour les bouchons après correction des tours malades pour $1.5 < |\eta| < 1.8$ (a) et $1.8 < |\eta| < 2.5$ (b)

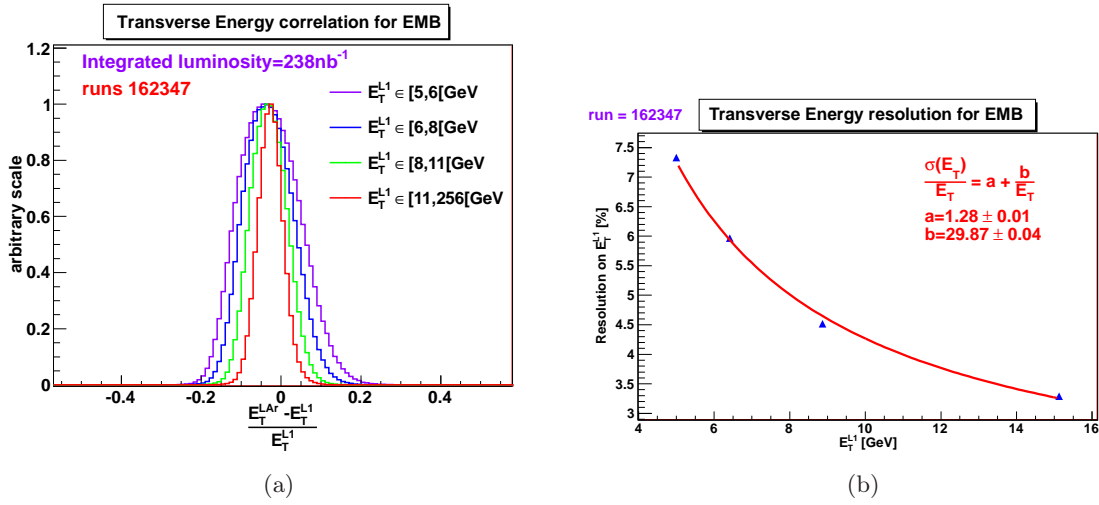


FIGURE 2.9 – (a) Différence relative de l'énergie transverse par gamme d'énergie, (b) Résolution de l'énergie transverse de la voie L1, obtenue à partir de la figure (a)

Les résolutions en énergie transverse de chaque partie du calorimètre par gamme d'énergie sont résumées dans la Table 2.2.

Gamme en énergie pour E_T^{L1} (GeV)	Tonneau		Bouchons			
	$ \eta < 1.4$		$1.5 \leq \eta < 1.8$		$1.8 \leq \eta < 2.5$	
	$\langle E_T^{L1} \rangle$	$\frac{\sigma(E_T)}{E_T}$ [%]	$\langle E_T^{L1} \rangle$	$\frac{\sigma(E_T)}{E_T}$ [%]	$\langle E_T^{L1} \rangle$	$\frac{\sigma(E_T)}{E_T}$ [%]
[5, 6[5	7.6	5	9.1	5	6.8
[6, 8[6.4	6.3	6.4	7.7	6.4	5.4
[8, 11[8.9	4.7	8.9	6.4	8.8	4.2
[11, 160[15.1	3.4	14.6	5.3	13.5	3.2

TABLE 2.2 – Résolution en énergie transverse pour chaque gamme d'énergie et chaque partie du calorimètre en utilisant des événements d'énergies bien corrélées entre la voie LAr et la voie L1.

Dans la suite de l'étude, seuls les signaux ayant des énergies transverse dans la voie L1 séparées de moins de 2σ de l'énergie transverse de la voie LAr seront étudiés par tour.

2.4.2 Calcul de la luminosité

Afin d'avoir un nombre d'événement suffisant pour notre étude des retards, Le lien entre le nombre d'événements disponibles après coupures, le nombre d'impulsions dans chaque tour et la précision sur le temps mesuré dans chaque compartiment de chaque tour doit être établi.

Le but de cette partie est donc d'estimer la luminosité intégrée minimale fournissant suffisamment de statistique pour déterminer le plus précisément possible les temps de retard de chaque compartiment de chaque tour. Cette estimation est réalisée en se basant sur la même prise de données de physique standard de 2010 correspondant à une luminosité intégrée $\mathcal{L} = 238 \text{ nb}^{-1}$.

2.4.2.1 Calcul de la précision en temps

Il nous faut connaître la précision en temps d'une impulsion analogique d'une TT pour une énergie transverse donnée et déterminer combien d'impulsions par tour sont nécessaires pour avoir une mesure du temps de l'impulsion meilleure que 1.5 ns (la valeur d'un intervalle d'une ligne à retard est de 3 ns donc les tours peuvent être calibrées à mieux de $\frac{3}{2} = 1.5$ ns).

La procédure suivante est utilisée pour la mesure de la précision du temps en fonction de l'énergie des impulsions :

1. Les impulsions des tours sont numérisées par 7 échantillons en temps (séparés de 25 ns) pour les prise de données de 2010 (et 5 pour celles de 2011). Le temps extrait pour chaque impulsion correspond au maximum de celle-ci. Pour obtenir une meilleure précision que le temps de l'échantillon maximal, chaque impulsion est ajustée par une fonction de Landau sur 4 échantillons où le premier est supposé être le piédestal de l'impulsion. Cet ajustement est représenté sur la Figure 2.10(a).
2. Par tour, le temps maximal de chaque impulsion est extrait par gamme en énergie transverse de la voie L1 ($E_T^{L1} \in [5;6[$, $[6;8[$, $[8;11[$ et $[11;256[$ GeV) afin de déterminer le temps maximal moyen par tour et l'écart-type de cette distribution. Cet écart-type ΔT est un indicateur de l'erreur de mesure. Un exemple est illustré Figure 2.10(b).
3. La distribution sur toutes les tours de l'erreur en temps (ΔT) pour chaque domaine d'énergie transverse est représentée Figure 2.11(a). La mesure du temps est plus précise à haute énergie transverse en raison de la grande valeur de l'impulsion mais la statistique est bien plus faible.
4. La dernière étape consiste à extraire la moyenne des ΔT pour chaque gamme d'énergie transverse en fonction de la moyenne de l'énergie transverse de chaque intervalle. La distribution obtenue pour le tonneau est représentée Figure 2.11(b).

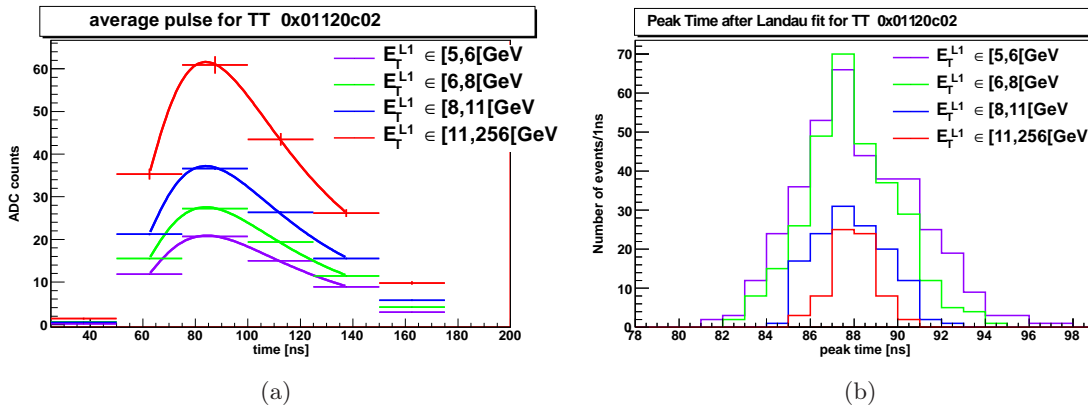


FIGURE 2.10 – Exemple d'ajustement de la moyenne des impulsions par gamme d'énergie (a) et de distribution du temps maximal des impulsions par gamme d'énergie (b)

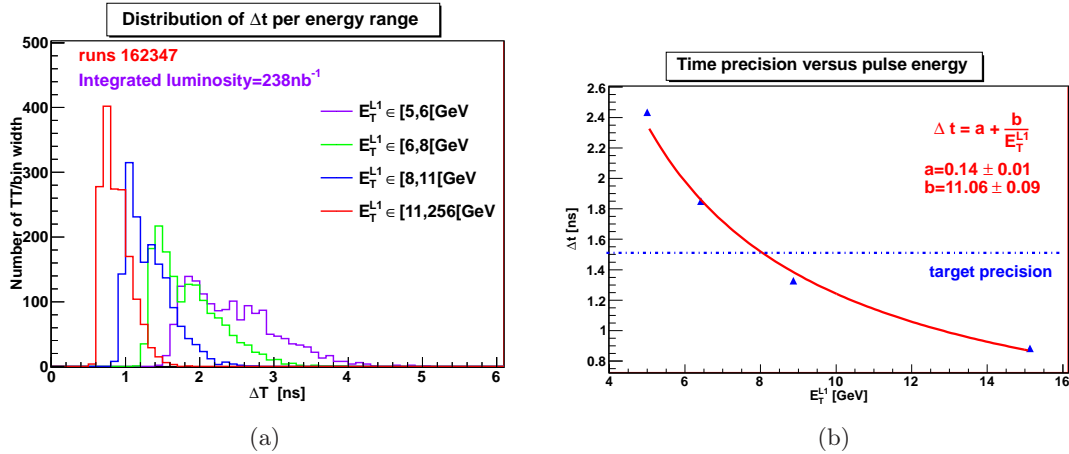


FIGURE 2.11 – Pour le tonneau : (a) écart-type de la distribution du temps maximal des impulsions (ΔT) pour toutes les tours par gamme d'énergie et (b) précision en temps (moyenne des ΔT par gamme d'énergie) en fonction de l'énergie transverse

Ce travail a été effectué pour le tonneau et les bouchons, et des résultats similaires sont obtenus dans les trois parties étudiées :

- une impulsion de 5 GeV (seuil en énergie transverse pour cette étude) a une précision en temps pour le tonneau de 2.4 ns,
- la région des bouchons de pseudo-rapacité $1.5 \leq |\eta| < 1.8$ (respectivement $1.8 \leq |\eta| < 2.5$) a une précision en temps de 2.1 ns (1.6 ns).

2.4.2.2 Estimation de la luminosité utile à l'étude des retards

On se base ici sur les conditions de déclenchement de prises de données de mi-août 2010. Les conditions de déclenchement sont susceptibles de changer entre les périodes de prises de données.

Afin d'avoir une mesure de temps de retard robuste, les coupures définies ci-dessus demandent au moins 5 impulsions par tour de plus de 5 GeV pour garantir un comportement gaussien de la mesure de temps et de l'erreur ΔT . Dans ce cas, le temps peut être estimé avec une précision de l'ordre de $\frac{2.5}{\sqrt{5}} \sim 1.1$ ns pour le tonneau c'est-à-dire mieux que 1.5 ns. La luminosité estimée est la luminosité minimale dont on a besoin.

numérotation : jusqu'à la fin de ce chapitre, le pré-échantillonneur sera noté compartiment (ou couche) $n^{\circ}0$ (*layer 0*), le compartiment avant : couche $n^{\circ}1$ (*layer 1*), le compartiment medium : couche $n^{\circ}2$ (*layer 2*) et le compartiment arrière : couche $n^{\circ}3$ (*layer 3*).

La couche $n^{\circ}2$ du calorimètre EM est prise comme référence pour le calcul des retards. En effet, dans des conditions normales de déclenchement, environ 61% de l'énergie est déposée dans ce compartiment. Les retards des autres compartiments (le plus importante étant la couche $n^{\circ}1$ qui a le poids le plus important après la couche $n^{\circ}2$) sont calculés par rapport à la couche $n^{\circ}2$.

En moyenne, une gerbe électromagnétique dépose par tour environ 27% de son énergie dans la couche $n^{\circ}1$ et 9% et 3% dans les couches $n^{\circ}0$ et $n^{\circ}3$ respectivement, comme le montre la Figure 2.12. Ainsi, pour obtenir plus de 5 GeV déposé dans la couche $n^{\circ}0$ (respectivement la couche $n^{\circ}3$), le signal enregistré dans la tour doit correspondre à des énergies supérieures à

56 GeV (respectivement 167 GeV). La luminosité nécessaire pour ces conditions est trop élevée et non réaliste dans le contexte d'une courte prise de données avec des conditions spéciales de déclenchement. Par conséquent, les retards des compartiments n^0 et n^3 ne sont pas étudiés ici en utilisant des données de physique.

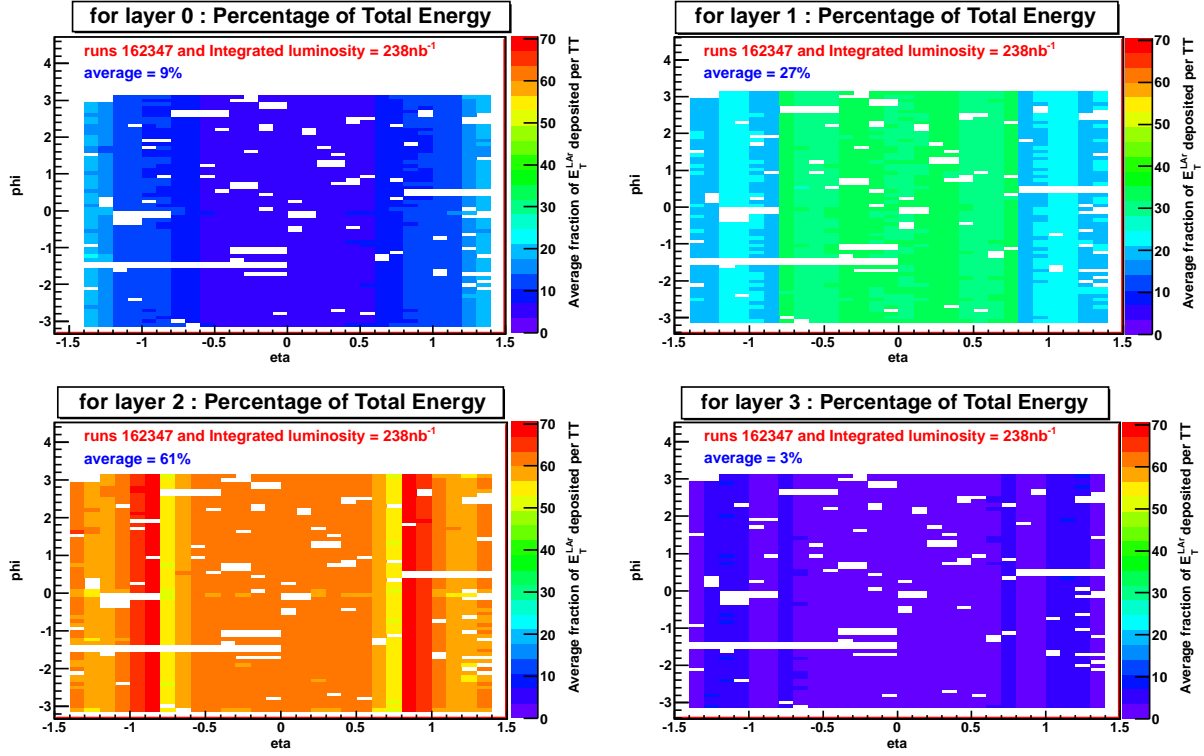


FIGURE 2.12 – Pourcentage de l'énergie transverse déposé dans chaque compartiment du calorimètre électromagnétique.

La Figure 2.13 montre la carte (η, ϕ) du nombre d'impulsions moyen avec $E_T^{L1} > 5$ GeV. Ce nombre moyen change pour $|\eta| = 0.8$. Cette limite correspond à un changement dans la géométrie des cellules du tonneau et de la longueur des cellules de la couche 1. Le changement résultant de la fraction d'énergie transverse par compartiment (elle augmente dans la couche n^2 et diminue dans la couche n^1) produit cette perte apparente d'impulsions dans la couche 1. L'évaluation de la luminosité dans le tonneau est donc divisée en deux gammes en $|\eta|$: $0 \leq |\eta| \leq 0.8$ et $0.8 \leq |\eta| \leq 1.4$.

La prise de données utilisée correspond à une luminosité totale intégrée de $\mathcal{L} = 238 \text{ nb}^{-1}$. On observe :

- 258 impulsions pour $|\eta| < 0.8$ et 62 impulsions pour $|\eta| > 0.8$ dans le compartiment n^1
- 1070 impulsions pour $|\eta| < 0.8$ et 958 impulsions pour $|\eta| > 0.8$ dans le compartiment n^2

Une loi de Poisson est utilisée pour déduire la luminosité recherchée : en supposant que les données de physique doivent fournir une bonne couverture des tours (99% d'entre elles), l'exigence de 5 impulsions au minimum (d'au moins 5 GeV dans le compartiment n^1 , après

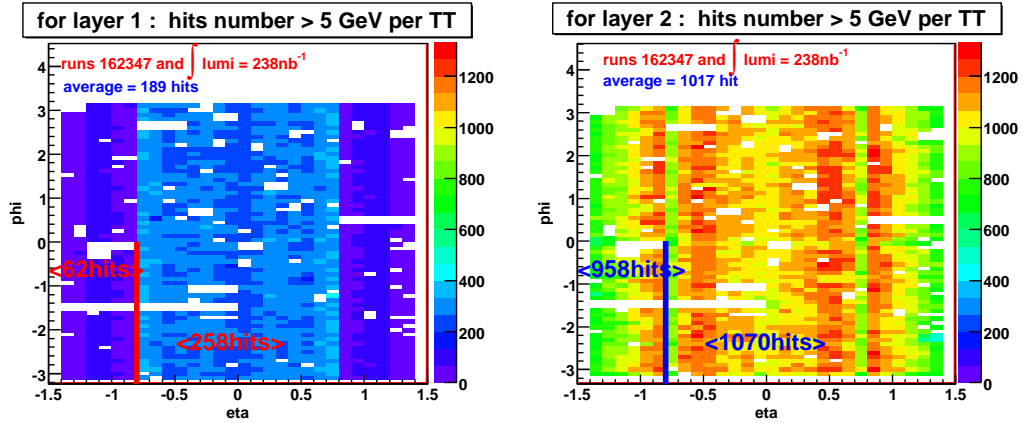


FIGURE 2.13 – Nombre d'impulsions par tour de déclenchement des compartiments 1 et 2

toutes les coupures) par tour de déclenchement aboutit à l'équation suivante :

$$\sum_{i<5} \frac{\lambda^i}{i!} e^{-\lambda} < 0.01$$

La résolution de cette équation donne $\lambda \sim 13$ par tour.

En appliquant cette règle avec la prise de données de luminosité $\mathcal{L} = 238 \text{ nb}^{-1}$ pour la couche $n^\circ 1$ avec $|\eta| < 0.8$: nous avons 252k événements correspondant à $\langle \lambda \rangle = 258$ impulsions en moyenne. Un résultat de $\lambda = 13$ impulsions signifie $252\,000 \cdot \frac{13}{258} = 13\,000$ événements ou un temps de prise de données équivalent à $238 \times \frac{13}{258} = 12 \text{ nb}^{-1}$.

En utilisant cette même méthode pour les autres parties du calorimètre on trouve les résultats résumés dans la Table 2.3.

2.4.2.3 Résumé

Deux stratégies possibles pour la conception des prises de données avec un mode spécial de déclenchement afin de déterminer les retards de la couche $n^\circ 1$ par rapport à la couche $n^\circ 2$ avec une précision inférieure à 1.5 ns pour chaque tour, sont résumées ici :

1. Première option : prendre une série de courtes prises de données, une pour chaque compartiment du calorimètre, avec les caractéristiques décrites dans la Table 2.3. Cette option nécessite une reconfiguration de la somme analogique à partir des cellules du calorimètre jusqu'aux tours de déclenchement entre chaque courte prise de données, ou la présence d'un expert pour reconfigurer les FEBs pendant la prise de données.

Partition	luminosité intégrée [nb^{-1}]		nombre d'événements	
	couche $n^\circ 1$	couche $n^\circ 2$	couche $n^\circ 1$	couche $n^\circ 2$
Tonneau ($ \eta < 0.8$)	12	3	13 000	
Tonneau ($0.8 < \eta < 1.4$)	50	3.3	9 000	
Bouchon ($1.5 < \eta < 1.8$)	21	5	4 300	
Bouchon ($1.8 < \eta < 2.5$)	107	9	10 400	

TABLE 2.3 – Caractéristiques des courtes prises de données pour chaque partition du détecteur

2. Deuxième option : prendre une seule longue prise de données avec le temps total correspondant à la partition qui prend le plus de temps à remplir les conditions de luminosité. Par exemple, avec une prise de données possédant les caractéristiques de celles d'août 2010 ($\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) cela correspond à une prise de données de

$$\frac{107 \cdot 10^{33}}{2 \cdot 10^{31}} = 5400s = 1h30.$$

En 2011, un incident s'est produit avec les aimants toroïdaux d'ATLAS et les mesures de physique n'étaient plus possibles. Nous avons alors profité de cette opportunité pour prendre une longue prise de données avec des conditions spéciales de déclenchement, de sorte que la deuxième option fut choisie. Les conditions de déclenchement de cette prise de données et les résultats de la calibration des TBBs obtenus à partir des données sont expliqués dans la section suivante.

2.5 Mesure des retards de physique des *Tower Builder Boards* avec une configuration spéciale de déclenchement

Cette section décrit les tests effectués en 2011 et les résultats obtenus après l'analyse des données. Les configurations atypiques des prises de données spéciales réfèrent aux modifications apportées au niveau de l'électronique, où la somme analogique envoyée aux tours à partir du calorimètre est différente de ce qui est normalement envoyé en physique. Des configurations spécifiques de sommes analogiques sont utilisées dans ces prises de données.

2.5.1 Configuration des prises de données spéciales

Deux configurations spéciales sont nécessaires afin de comparer les retards entre les compartiments $n^{\circ}1$ et $n^{\circ}2$ de chaque tour : une où les impulsions de déclenchement proviennent uniquement des cellules de la couche $n^{\circ}1$ et l'autre, similaire, où les impulsions proviennent uniquement des cellules de la couche $n^{\circ}2$.

Le temps utile pour déterminer les retards de la couche $n^{\circ}1$ est assez long. Comme il n'a pas été possible de prendre à nouveau du temps de faisceau pour déterminer les retards de la couche $n^{\circ}2$, une autre méthode a été utilisée.

Étant donné qu'en moyenne 61% de l'énergie transverse est déposée dans le compartiment $n^{\circ}2$, les impulsions des tours dans des conditions normales de physique sont également dominées par la couche $n^{\circ}2$. Cela permet de réduire le nombre de configurations spéciales : l'échantillon correspondant à l'impulsion issue de la couche 2 sera une prise de données standard où seront sélectionnés uniquement les événements déposant au moins 65% de leur énergie dans cette couche.

L'échantillon correspondant à l'impulsion issue du compartiment $n^{\circ}1$ correspondra à une prise de données de configuration spéciale de déclenchement où l'on reconstruit dans la voie de déclenchement uniquement l'impulsion issue de la couche $n^{\circ}1$. Par conséquent, les paramètres consistent à désactiver les compartiments $n^{\circ}0$, $n^{\circ}2$, et $n^{\circ}3$ lors de la sommation du signal dans les tours de déclenchement. La Figure 2.14 est une représentation schématique de la configuration spéciale utilisée. La désactivation des couches 0, 2 et 3 doit être faite autant que possible au milieu d'une prise de données de physique afin que les conditions de déclenchement du détecteur et les paramètres généraux soient aussi semblables que possible.

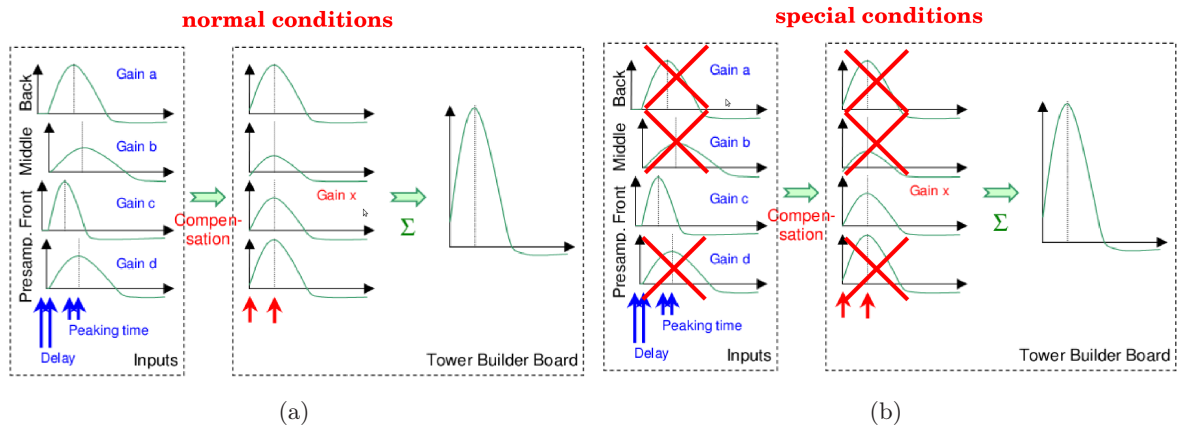


FIGURE 2.14 – Illustration des conditions normales (a) et spéciales (b) de déclenchement du point de vue des Tower Builder Boards

Prise de données de 2010

Trois prises de données ont été effectuées en 2010, nous donnant la possibilité de tester notre configuration durant quelques minutes à la fin de prises de données en mode collision. Ces tests ont été pris lorsque le faisceau avait perdu sa stabilité donc nous avons une statistique insuffisante pour étudier les retards de chaque compartiment.

Durant l'analyse de ces données spéciales, des comportements problématiques ont été mis en évidence. De nombreux événements correspondant à des particules déposant toute leur énergie dans le compartiment 1 (au lieu des 27%) ont été observés comme le montre la Figure 2.15. Ce même phénomène a été observé dans des données prises en mode standard de déclenchement

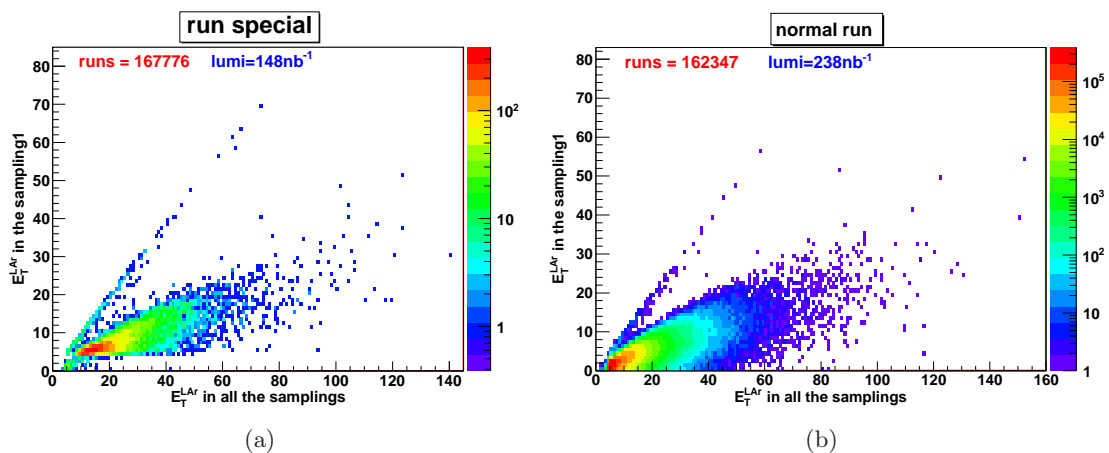


FIGURE 2.15 – Représentation de l'énergie de la voie de lecture de précision dans le compartiment 1 en fonction de l'énergie de la voie de lecture de précision dans tous les compartiment pour des conditions « standard » de déclenchement (a) et des conditions « spéciales » de déclenchement (b)

Une représentation des ces événements dans la carte (η, ϕ) du détecteur (cf Figure 2.16) nous montre des particules parallèles au faisceau. Elles sont également présentes en dehors des temps

de collisions.

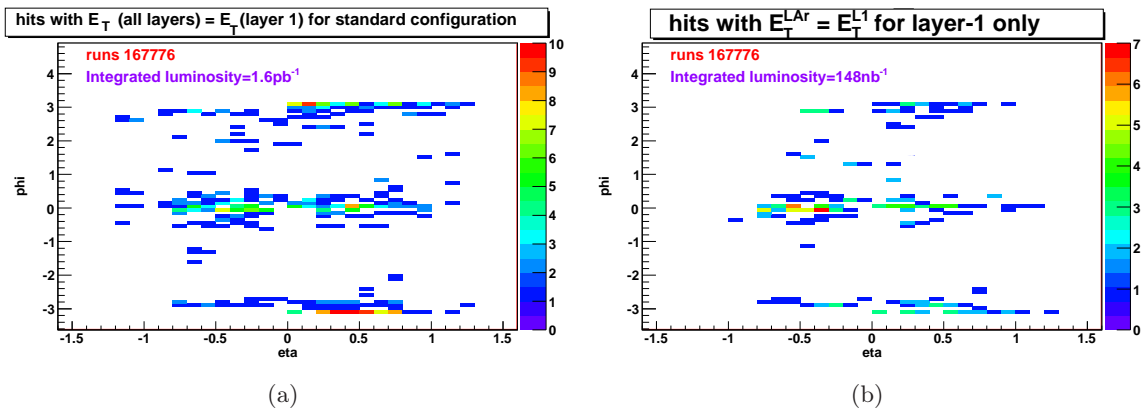


FIGURE 2.16 – (a) carte des impulsions avec $E_T(\text{layer1}) = E_T(\text{all layers})$ pour une prise de données standard et (b) carte des impulsions avec $E_T(\text{layer1}) = E_T(\text{all layers})$ pour une prise de données spéciale à la fin des prises de données standard (‘layer-1 only’)

Une représentation de ces événements au sein du détecteur et leur dépôt d’énergie sont montrés en annexe ainsi qu’une description plus poussée de ceux-ci. Afin de ne pas induire un biais dans l’extraction des retards de chaque compartiments, de tels événements doivent être rejetés.

Prise de données de 2011

Une proposition officielle a été mise en place pour prendre des données au sein d’une période dédiée aux études de muons, sans champ magnétique toroïdal. Ce temps de prise de données a été alloué pour les requêtes concernant tous les sous-détecteurs intéressés par les collisions de physique sans champ magnétique toroïdal. Nous avons alors obtenu une prise de données entièrement dédiés aux études électromagnétiques qui nous a permis d’extraire et analyser les retards de physique, puis de les corriger le cas échéant. Ce travail est expliqué dans la partie suivante.

2.5.2 Analyse des retards de physique

La prise de données dédiée à la calibration de la couche $n^{\circ}1$ par rapport à la couche $n^{\circ}2$ possède une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 588 \text{ nb}^{-1}$. La prise de données a tout d’abord été effectuée en déclenchement *standard* pour prendre 45% des événements puis le changement a été fait en mode *spécial* de déclenchement comme expliqué ci-dessus pour les 55% restants.

Les coupures utilisées pour la sélection des événements sont les mêmes que celle utilisées pour le calcul de la luminosité utile (cf partie 2.4) à savoir :

- les tours dans la région de transition entre le tonneau et les bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) ne sont pas utilisées
- les tours sont sélectionnées si $5 \leq E_T^{L1} < 256 \text{ GeV}$ (la coupure basse est pour le bruit, la coupure haute pour éviter la saturation des impulsions),
- les tours ayant une énergie E_T^{LAr} inférieure 0 GeV sont rejetées (mesure de bruit),
- enfin, les tours possédant au moins une cellule de mauvaise qualité sont rejetées.

Avec ces coupures, nous obtenons les corrélations attendues entre la voie de déclenchement (L1) et la voie de lecture de précision (LAr). Nous avons bien $E_T^{L1} \sim E_T^{LAr}$ pour les conditions normales de déclenchement et $E_T^{L1} \ll E_T^{LAr}$ pour les conditions spéciales. En effet, la voie LAr lit la somme des quatre compartiments des tours tandis que la voie L1 lit uniquement le compartiment 1.

Pour les conditions spéciales de déclenchement quelques événements se trouvent dans la région $E_T^{L1} \sim E_T^{LAr}$. Ces événements, dus aux particules parasites parallèles aux faisceaux explicités dans la partie précédente sont rejetés pour l'analyse à l'aide d'une coupure sur la différence d'énergie entre E_T^{L1} et E_T^{LAr} .

Avec la luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 588 \text{ nb}^{-1}$, il est possible de calibrer 100% du tonneau et des bouchons avec $|\eta| < 1.8$ et 99% du reste des bouchons ($1.8 < |\eta| < 2.5$) en fonction des critères de sélection des impulsions ci-dessus. Les 1% ne pouvant pas être calibrés comprennent quatre tours où le signal provenant des cellules de la couche $n^{\circ}1$ n'est pas disponible en raison d'un problème de lecture des cartes électroniques.

L'algorithme décrit dans la partie 2.4.2.1 est utilisé pour extraire le temps maximal des impulsions afin de vérifier la calibration du retard des TBBs.

La moyenne des maximum de la distribution en temps de chaque tour de trigger est extrait individuellement à partir des événements de physique avec 2 modes de sommation analogique :

- Le mode *Sum* correspond au mode de fonctionnement normal où la somme de toutes les couches du calorimètre est effectuée pour construire le signal de la voie L1. Dans ce mode de configuration la majeure partie de l'énergie est déposée dans la couche $n^{\circ}2$
- Le mode *Layer 1* correspond à la configuration spéciale de déclenchement où la première couche uniquement est utilisée pour déclencher l'événement et construire le signal de la voie L1.

En soustrayant les deux, nous obtenons les retards de la couche $n^{\circ}1$ par rapport au signal provenant de la somme de toutes les couches et pouvant être associé à la couche numéro $n^{\circ}2$.

La distribution de la différence en temps des impulsions de la couche $n^{\circ}1$ par rapport à la couche $n^{\circ}2$ est représentée Figure 2.17.

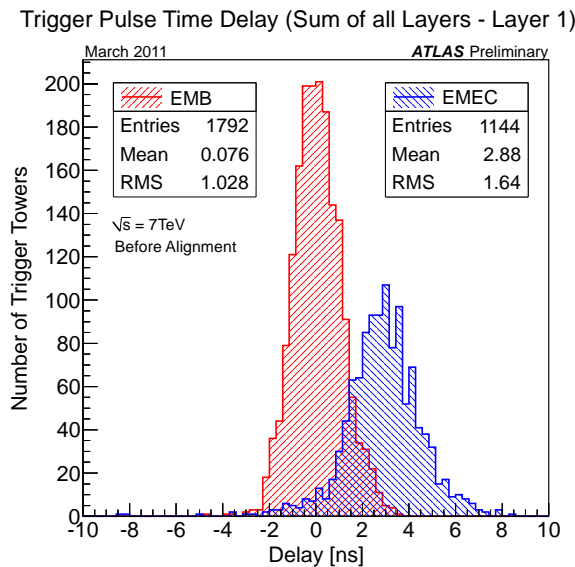


FIGURE 2.17 – Différence des retards entre les impulsions analogiques des tours de déclenchement pour le mode « Sum » et le mode « Layer 1 ».

Les résultats sont les suivants :

- Pour le tonneau, la différence en temps est de 0.08 ns avec un écart-type de 1.03 ns,
- Pour les bouchons, la différence en temps est de 2.9 ns avec un écart-type de 1.6 ns.

Si le tonneau est assez bien calibré en temps, il n'en va pas de même pour les bouchons : le décalage entre le temps maximal des impulsions de la couche 1 et 2 est de 3 ns en moyenne alors qu'il peut être calibré à mieux de 1.5 ns (ce temps est tout de même très faible par rapport à l'exigence d'identification des collisions de 25 ns). La solution de facilité est de décaler tous les retards de la couche 1 dans les bouchons de 1 intervalle, ce qui nous donnerait une différence en temps de -0.1 ns. Cependant, si cela nous permet de réduire la différence en temps, cette solution ne diminue pas l'écart-type de 1.6 ns.

La solution choisie pour recalibrer le signal est la suivante : comme nous possédons une statistique importante, la différence en temps peut être mesurée pour chaque tour ; en effet, les retards de chaque couche peuvent être ajustés par pas de 3 ns dans les *Tower Builder Boards*. La mesure de la différence des retards entre les 2 couches a été utilisée pour en déduire une correction pour chaque tour de déclenchement. La Figure 2.18(a) montre la carte de ces corrections : ce sont les nombres de pas de 3 ns à ajouter à la couche $n^{\circ}1$ pour corriger les différences observées.

La Figure 2.18(b) représente la différence de retards, en fonction de la pseudo-rapacité du détecteur, entre les couches $n^{\circ}1$ et $n^{\circ}2$ implémenté dans les TBBs avant et après correction, exprimés en unité de temps de 3 ns. Nous constatons un décalage de 1 unité de temps (=3 ns) dans les bouchons entre les points bleu et rouge mettant en évidence les corrections mesurées tour par tour.

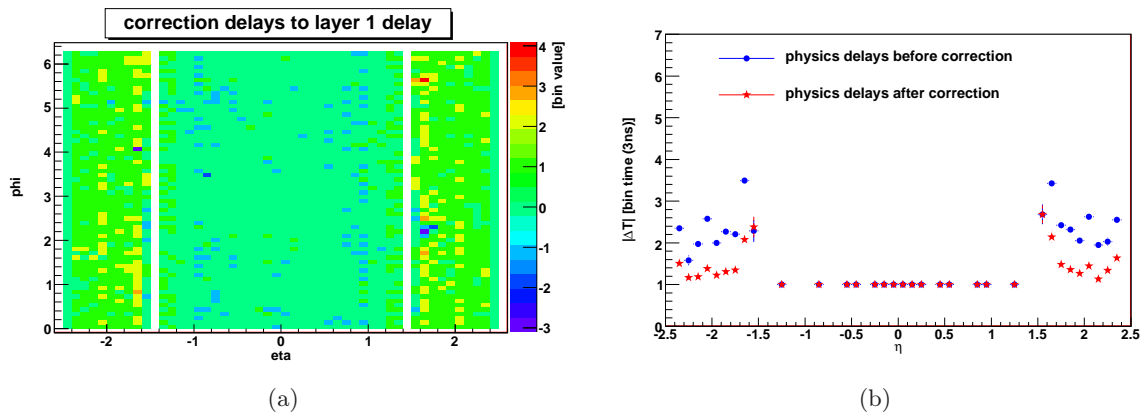


FIGURE 2.18 – (a) Corrections des retards : nombre d'intervalles (1 intervalle = 3 ns) à ajouter aux retards mesurés de la couche $n^{\circ}1$ par tour de déclenchement et (b) Différence des retards entre les couches 1 et 2 pour les retards de physique avant et après correction des retards en fonction de la pseudo-rapacité du détecteur

Ces corrections des constantes de retard des TBBs ont été mises à jour dans la base de données et sont utilisées durant les prises de données standard d'ATLAS de physique des collisions depuis le 6 mai 2011. Elles permettent une meilleure sommation du signal et une mesure plus précise de l'énergie des électrons dans la voie de déclenchement.

2.6 Conclusion

Nous avons étudié la différence relative en temps de la première couche du calorimètre électromagnétique par rapport à la deuxième couche pour chaque tour de déclenchement.

Tout d'abord, la luminosité nécessaire pour vérifier l'étalonnage des retards dans le tonneau et les bouchons a été estimée. Seuls les compartiments 1 et 2 ont été étudiés pour des raisons de statistique.

Deuxièmement, des prises de données spéciales ont été effectuées, avec seulement la première couche activée dans les tours de déclenchement. En effet, pour comparer les retards entre les deux couches (1 et 2), nous avons besoin de prises de données avec un mode de déclenchement différent d'un fonctionnement standard : le déclenchement devait s'effectuer sur la couche 1 (2) uniquement. Il était très important de travailler avec la même prise de données mais avec des configurations différentes de TBBs pour être sûr que les retards étaient les mêmes pour les deux conditions différentes. Pour la couche 1, nous avons utilisé une prise de données avec les conditions particulières décrites ci-dessus (déclenchement sur la couche 1 seulement) et pour la couche 2, nous avons utilisé une prise de données dans les conditions normales de déclenchement (via quelques contraintes sur le dépôt d'énergie dans la couche $n^{\circ}2$) puisque, en moyenne, 60% de l'énergie transverse d'une particule est déposée dans la couche 2.

Les résultats sont les suivants :

- La différence en temps est quasi-optimale dans le tonneau : elle est de 0.08 ns avec un écart-type de 1.03 ns. Ceci est très satisfaisant étant donné la recommandation de 1.5 ns,
- Pour les bouchons, cette différence est de 2.9 ns avec un écart-type de 1.6 ns qui est bien plus grand que ce qui était attendu. Comme la différence en temps peut être calibrée à mieux que 1.5 ns grâce aux lignes à retards, cette valeur peut être améliorée.

Les retards de la couche $n^{\circ}1$ ont été mesurés afin de réduire la différence de temps entre compartiments pour chaque tour de déclenchement. Ces nouvelles valeurs ont été chargées dans la base de données d'ATLAS le 05 mai 2011.

Dans l'avenir, si le temps et les conditions permettent une autre prise de données spéciale, il serait utile de prendre de nouvelles mesures et vérifier que l'amélioration attendue a bel et bien été obtenue. Ceci n'a pu être fait en 2011/2012.

2.7 Annexe

Trois courtes prises de données ont été effectuées en 2010, nous donnant la possibilité de tester la configuration spéciale de déclenchement. La dernière prise de données contient 340 000 événements en conditions spéciales (à comparer à 20 000 et 27 000 événements pour les deux autres prises de données) soit une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 148.5 \text{ nb}^{-1}$ et $\mathcal{L} = 1600 \text{ nb}^{-1}$ en conditions standards.

Des comportements problématiques ont été trouvés dans ces prises de données ainsi que dans celles de 2011 où ces événements ont été rejetés. Alors que le comportement attendu était $E_T^{L1} \ll E_T^{LAr}$, comme l'impulsion dans la voie L1 est reconstruite uniquement avec le compartiment $n^{\circ}1$, une population non négligeable est apparue pour $E_T^{L1} = E_T^{LAr}$ comme le montre la Figure 2.19. Cela signifie ici que la particule dépose la majorité de son énergie dans le compartiment 1.

Le même comportement ayant été observé pour les prises de données en condition standard de déclenchement, nous avons pu en conclure que cela n'était pas une conséquence du changement de déclenchement en fin de prise de données. Pour celles de 2011 ce comportement est moins présent.

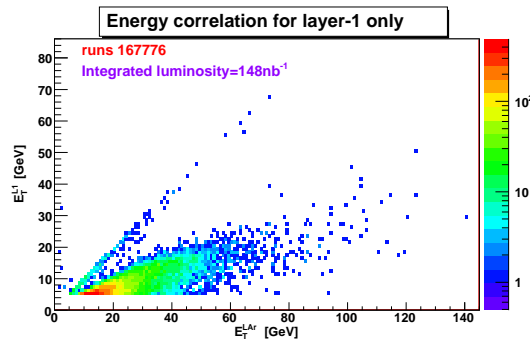


FIGURE 2.19 – Corrélation entre la voie de lecture de précision et la voie de déclenchement

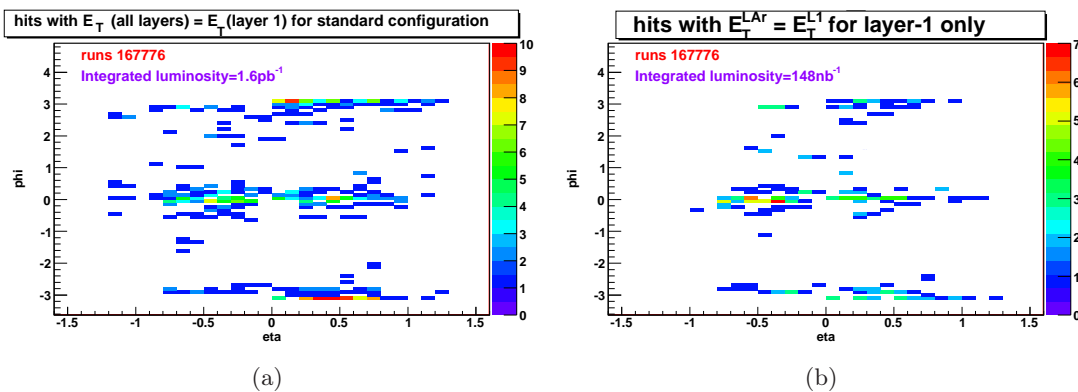


FIGURE 2.20 – Plan des cellules avec $E_T(\text{couche } 1) = E_T(\text{somme toutes couches})$ pour la prise de données avec conditions standards de déclenchement (a) et pour celle avec conditions spéciales de déclenchement (« layer-1 only ») (b)

Pour comprendre cette corrélation, la position (η, ϕ) des cellules touchées par ces événements

a été représentée sur la Figure 2.20 pour des conditions standards et spéciales de déclenchement. Ces figures montrent des événements concentrés autour de $\phi=0$ et $\phi = \pi$ (plan horizontal du détecteur).

Une représentation de ces événements dans le détecteur est montrée sur la Figure 2.21 et un zoom sur le dépôt d'énergie de la particule dans le compartiment 1 est montré Figure 2.22 (une gerbe électromagnétique de 45 cm). Ces événements sont cohérents avec des particules voyageant parallèlement au faisceau et étant en dehors des temps de collisions, c'est-à-dire entre 2 collisions.

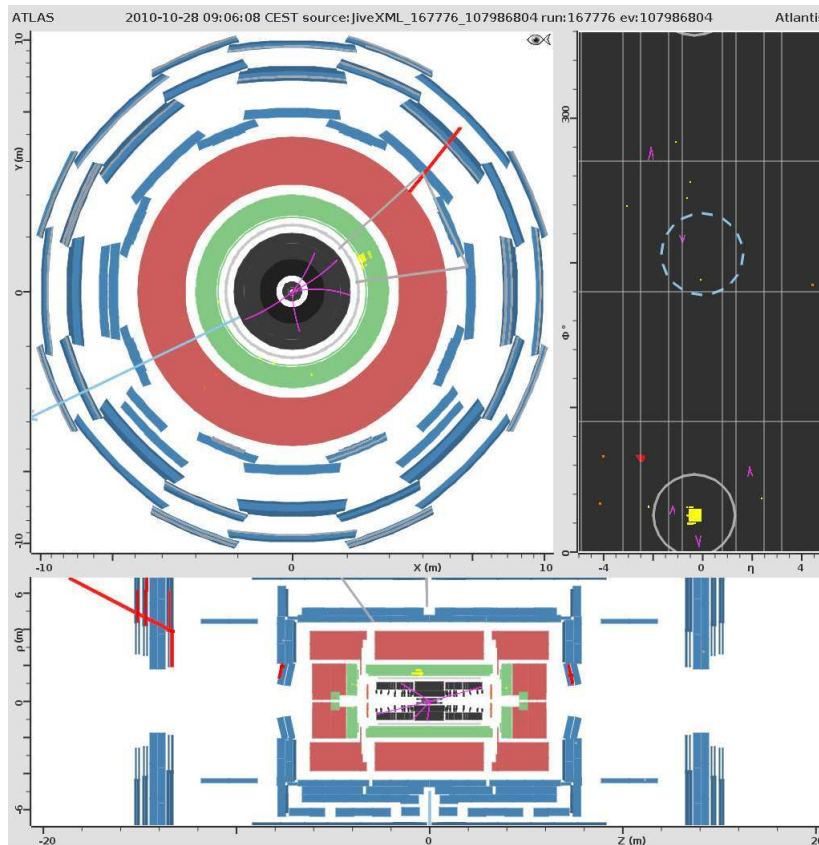


FIGURE 2.21 – Représentation de l'événement correspondant à une particule parallèle au faisceau dans 2 vues en coupe du détecteur et dépôt d'énergie de la particule dans le plan (η, ϕ) .

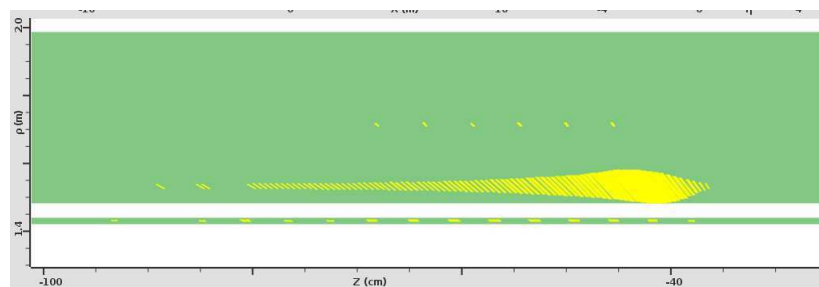


FIGURE 2.22 – Zoom sur le dépôt d'énergie de la particule : celle-ci dépose une gerbe électromagnétique de 50 cm et dépose 98% de son énergie dans le compartiment n°1.

Bibliographie

- [1] The ATLAS collaboration, “ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report”, *CERN*, 1998.
- [2] The ATLAS collaboration, “Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report”, *CERN*, 1996.
- [3] N.J. Buchanan et al., “ATLAS Liquid Argon Calorimeter front end electronics”, *JINST 3 P02010*, 2008.
- [4] N.J. Buchanan et al., “Design and implementation of the Front End Board for the readout of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters”, *JINST 3 P09003*, 2008.
- [5] P. Borgeaud et al., “The Larg Tower Builder Board : calculation, simulation, measurements, Internal report”, *ATL-LARG-2002-001*, May.
- [6] Guillemin T., “Commissioning of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter”, *ATL-LARG-PROC-2009-018*, 2009.
- [7] G. Perrot G. Unal H. Wilkens T. Guillemin, L. Iconomidou-Fayard, “Time alignment of the ATLAS Liquid Argon Calorimeters”, *ATL-LARG-INT-2009-006*, 2009.
- [8] B. Mansoulie J. Schwindling O. Simard A-I. Etienvre, L. Gauthier, “Determination of the delays constants of the Tower Builder Board for the Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter”, *ATL-COM-LARG-2011-023*, 2011.
- [9] N. Morange *et al.*, “Study and validation of the BCID of the L1Calo at very high transverse energies”, *ATL-DAQ-INT-2011-001*, 2011.

Chapitre 3

Le Modèle Standard

L'imagination est plus importante que le savoir.

Albert Einstein

Sommaire

3.1	Introduction	66
3.2	Le Modèle Standard	66
3.2.1	Les particules et interactions fondamentales	66
3.2.2	La théorie quantique des champs (TQC)	68
3.2.3	L'électrodynamique quantique (QED)	68
3.2.4	L'interaction faible	69
3.2.5	L'interaction électrofaible	69
3.2.6	La chromodynamique quantique (QCD)	70
3.3	Le mécanisme de brisure de symétrie	71
3.4	Les limites du Modèle Standard	72
3.5	Les alternatives au Modèle Standard	74
3.5.1	Le modèle « little Higgs »	74
3.5.2	Les théories de Grande Unification	74
3.5.3	Une extension faiblement couplée : la supersymétrie	75
3.5.4	Les extension fortement couplées	75
	Bibliographie	78
	Annexes	80
3.6.1	Calcul des masses des bosons de jauge	80
3.6.2	Calcul des corrections quantiques du Higgs due aux fermions	80
3.6.3	Calcul des corrections quantiques du Higgs en supersymétrie	81
3.6.4	Hélicité et chiralité des particules dans le Modèle Standard	81

3.1 Introduction

Ce chapitre a pour but de présenter le Modèle Standard de la physique des particules (MS) et les différentes théories qui ont mené à sa conception : la théorie quantique des champs servant de cadre pour formuler la chromodynamique quantique, l'électrodynamique quantique et l'interaction faible. Ces deux dernières ont par la suite été regroupées en une seule interaction appelée « interaction électrofaible ». Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie, nécessaire pour donner une masse aux particules, est ensuite expliqué dans la partie 3.3.

Cependant, le Modèle Standard laisse de nombreuses questions non résolues à ce jour (qu'en est-il de la prédiction des particules de matière noire ?, pourquoi les valeurs des couplages d'interaction sont-elle si différentes ?, qu'est-ce qui stabilise la masse du boson de Higgs ?, ...) brièvement décrites dans la partie 3.4. Afin de résoudre ces questions, de nombreux modèles au-delà du Modèle Standard ont été établis : la supersymétrie, les modèles composites, le modèle *little Higgs* ou encore les théories de grande unification, expliqués dans la partie 3.5.

3.2 Le Modèle Standard

La description quantique des particules et de leur interactions est aujourd'hui formulée dans le cadre du Modèle Standard (MS). Ce MS est basé sur la théorie quantique des champs [1] où chaque particule est représentée par un champ quantifié. Le groupe de jauge du Modèle Standard est $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Ce modèle repose sur la théorie des groupes, plus précisément les groupes de Lie [2], et l'invariance de jauge s'appuyant sur un groupe de symétrie appelé groupe de jauge [3]. Définir une invariance de jauge signifie que la physique reste invariante par transformation sous groupe de jauge.

3.2.1 Les particules et interactions fondamentales

L'étude des particules élémentaires est inséparable de l'étude des interactions auxquelles elles participent car chaque interaction fondamentale agit sur des particules de matière actrices de l'interaction (appelées **fermions** élémentaires) [4] à l'aide de messagers (appelés **bosons** vecteur), également particules élémentaires.

Il est à noter qu'à chaque type de **particule** correspond une **antiparticule** de même masse mais de charge électrique opposée.

Les interactions fondamentales

Celles ci sont au nombre de 3 dans le MS :

- **l'interaction forte** qui s'exerce sur les quarks/antiquarks à l'aide de bosons vecteurs appelés gluons (au nombre de huit). Elle assure la cohésion du noyau des atomes et est décrite par la chromodynamique quantique basée sur le groupe de jauge $SU(3)$.
- **l'interaction faible** qui agit sur les neutrinos, les leptons chargés et les quarks de chiralité gauche. Elle est responsable notamment des radioactivités β et intervient à travers les bosons vecteur W^+ , W^- et Z . Elle est 10^9 fois plus faible que l'interaction forte.
- **l'interaction électromagnétique** s'exerce sur les particules ayant une charge électrique non nulle, via l'échange de photons.

Les interactions faible et électromagnétique sont regroupées en une seule interaction appelée « **électrofaible** ».

La force de gravitation s'exerce sur toutes les particules proportionnellement à leur masse grâce au graviton dont l'existence n'a pas été prouvée à ce jour. C'est une force décrite par la géométrie de l'espace-temps à travers la relativité générale (approche non quantique basée sur l'extension de la relativité restreinte). Elle n'est pas incluse dans le MS car elle est négligeable face aux autres forces : elle est 10^{-38} fois plus faible que la force forte. De plus, aucune théorie n'a pour l'instant réussie à l'inclure dans le MS.

Les fermions élémentaires

Les fermions (de spin demi-entier) sont divisés en 6 **leptons** (non soumis à l'interaction forte) et 6 **quarks** (soumis à toutes les interactions). Les quarks existent sous 3 charges de couleur. Tous les fermions peuvent se regrouper en 3 familles comme le montre la Table 3.1. Ils sont souvent représentés sous forme de doublets :

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Fermions	leptons		quarks	
1 ^e famille	électron (e^-)	neutrino électronique (ν_{e^-})	down (d)	up (u)
2 ^e famille	muon (μ^-)	neutrino muonique (ν_{μ^-})	strange (s)	charm (c)
3 ^e famille	tau (τ^-)	neutrino tauique (ν_{τ^-})	bottom (b)	top (t)
charge (Q)	-1	0	-1/3	2/3

TABLE 3.1 – Les trois familles de quarks et leptons, fermions considérés à ce jour comme élémentaires, ainsi que leur charge électrique Q .

Chaque fermion possède 2 états de chiralité associés à des spineurs (Ψ_R et Ψ_L pour les chiralités droite et gauche) et sont représentés par un spineur de Dirac $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}$. En l'absence d'interaction, la dynamique des spineurs de Dirac est décrite par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\Psi \tag{3.1}$$

avec m la masse du fermion et γ^μ les matrices de Dirac.

L'électron fut découvert en 1897 par Joseph John Thomson, le muon en 1937 par C.D. Anderson et le tau en 1975 par M. Perl [5]. Les quarks u, d, s et c ont été découverts dans les années 70 [6], le quark b quelques années plus tard [7] et le top, du fait de sa grande masse, n'a été découvert qu'en 1995 [8, 9].

Les bosons vecteurs

Une interaction entre 2 particules peut être perçue comme un processus où ces particules échangent un boson de jauge virtuel (ou boson vecteur) de spin 1 représenté par C . L'évolution libre de ces interactions C^μ est décrite par les équations de Maxwell :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}C_{\mu\nu}C^{\mu\nu} \text{ avec } C_{\mu\nu}^a = \partial_\mu C_\nu^a - \partial_\nu C_\mu^a - gf_{abc}C_\mu^b C_\nu^c \tag{3.2}$$

où a ($a=1, \dots, N^2-1$) est le nombre de générateurs de $SU(N)$, g est le couplage du groupe de symétrie considéré et f_{abc} sont les constantes de structure de l'algèbre du groupe (elles définissent les règles de commutation entre les générateurs du groupe). Le dernier terme n'est présent que pour les symétries non-abéliennes.

3.2.2 La théorie quantique des champs (TQC)

Pour déterminer une force s'exerçant entre 2 particules, quelles que soient leur position et le temps de l'interaction, il faut définir un champ de force. Un champ est une structure définie sur l'ensemble de l'espace-temps.

Les interactions correspondent à des champs et les particules sont des excitations du champ. Elles évoluent dans un espace de Minkowski à quatre dimensions (espace-temps) et ont une infinité de degrés de liberté. Cela donne notamment la possibilité pour un champ de créer et/ou annihiler des (anti)particules.

Toutes les théories décrites ci-après présentent des points communs : ce sont des théories quantiques de champs, dont l'analyse des symétries se fait dans le cadre de la théorie des groupes.

Ces théories sont construites à partir de certaines propriétés de symétrie (une symétrie dans un système implique une loi de conservation). Ces théories sont invariantes par transformation de Lorentz (par translation dans l'espace, par rotation et par boost de Lorentz) ce qui implique une conservation de l'impulsion, du moment angulaire et de l'énergie.

De plus, les lois de l'évolution des systèmes, détaillées ci-après, sont aussi invariantes suivant certaines transformations dites « de jauge locale ». Ce concept de symétrie de jauge locale est essentiel puisqu'il implique que trouver la symétrie d'un système équivaut à prédire les lois de son évolution.

3.2.3 L'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique [10] est une théorie conciliant l'électromagnétisme et la mécanique quantique en utilisant un formalisme Lagrangien relativiste. Selon cette théorie, les charges électriques interagissent par échange de photons. Elle repose sur le groupe $U(1)_Q$ qui est le groupe unitaire de dimension 1 dont les éléments forment l'ensemble des phases et dont l'invariance de jauge assure la conservation de la charge électrique Q .

Les générateurs de ce groupe abélien commutent donc les constantes de structure de groupe sont nulles. Soit A_μ le champ du photon (sans masse) et Ψ un champ de spin $-\frac{1}{2}$ et masse m ; le Lagrangien de QED est :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\Psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\Psi \quad (3.3)$$

Le premier terme de l'équation 3.3 est le lagrangien de Maxwell où $F^{\mu\nu}$ est le tenseur électromagnétique décrit par $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Le deuxième terme de l'équation 3.3 est le lagrangien de Dirac où D_μ est la dérivée covariante définie par $D_\mu = \partial_\mu A_\mu + ieQ$ avec e l'unité de charge électrique et Q l'opérateur de charge ($Q\Psi = q\Psi$).

Ce lagrangien est invariant sous la transformation de jauge locale $U(x)$:

$$\Psi(x) \rightarrow U(x)\Psi(x) \text{ et } A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\theta(x) \text{ avec } U(x) = e^{-ieQ\theta(x)} \quad (3.4)$$

$\theta(x)$ est arbitraire. L'invariance de jauge locale demande un champ de jauge A_μ interagissant avec les fermions. Un terme de masse pour le photon ou un couplage à 3 photons impliquerait une violation de l'invariance de jauge locale. Or cette invariance a pour conséquence la conservation de la charge électrique [11], elle est donc nécessaire.

Le couplage α de cette théorie peut être considéré comme $\alpha \sim \frac{1}{137}$. Ce couplage permet un développement en théorie des perturbations (en puissance de α). Ces développements font parfois apparaître des corrections radiatives qui peuvent donner lieu à des divergences. Il en résulte deux problèmes caractéristiques de QED, sources de divergence dans les calculs : l'énergie propre de l'électron (liée à sa masse) et celui de la polarisation du vide (liée à sa charge élémentaire).

Ces divergences peuvent être réduites par renormalisation. Pour cela, il faut considérer que les constantes utilisées dans les calculs, comme la masse et la charge, ne sont pas des constantes nues de l'électron mais des constantes effectives dépendant d'une échelle de renormalisation. Ainsi, lors d'une interaction électromagnétique, plus l'énergie d'un photon sera grande, plus celui-ci s'approchera de la charge nue de l'électron, donc plus le couplage de QED sera grand.

Par la suite le groupe $U(1)_Q$ sera en fait une combinaison linéaire de la symétrie d'hypercharge $U(1)_Y$ et le générateur I_3 de $SU(2)_L$. L'unique générateur Y de $U(1)_Y$ est associé à un champ de jauge noté B_μ .

3.2.4 L'interaction faible

L'interaction faible permet d'expliquer les phénomènes de la radioactivité naturelle β dont le temps de vie est grand par rapport à ceux des interactions forte et électromagnétique. Cette interaction ne se couple qu'au particules gauches et antiparticules droites et ne conserve pas la parité (expérience de Wu [12]).

Cette interaction est gouvernée par la symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$. Ce groupe possède 3 générateurs, notés $I_a = \tau_a/2$ avec τ_a les matrices de Pauli, qui sont associés à un champ de jauge W_μ^a . Ces champs de jauge représentent les trois bosons de jauge du groupe notés W^\pm et W_3 . W_3 et B_μ forment le Z (combinaison linéaire orthogonale à celle définissant le photon).

L'isospin faible est un concept né de l'analogie entre le doublet (e, ν) et le doublet d'isospin (u, d) . Les leptons gauches sont des doublets (ν_l, l) et le nombre quantique qui leur est associé est l'isospin faible (noté T_3). Les leptons chargés ont un isospin faible $T_3 = -\frac{1}{2}$ et pour les neutrinos $T_3 = +\frac{1}{2}$. Quant aux bosons de jauge Z et W^\pm , ils ont un isospin $T_3 = 0, \pm 1$. Le doublet (ν, e) correspond à un champ à 2 composantes $\Psi = (\Psi_\nu, \Psi_l)$ appelé bi-spineur de Dirac.

3.2.5 L'interaction électrofaible

L'interaction électrofaible est l'unification de la symétrie d'hypercharge $U(1)_Y$, et de la symétrie d'isospin faible $SU(2)_L$. L'association des deux théories ne peut se faire de manière simple puisque la charge électrique n'est pas invariante dans l'espace des états d'isospin faible. L'unification de ces deux théories s'est faite en utilisant les doublets d'isospin faible.

Le lagrangien de l'interaction électrofaible est le suivant :

$$\mathcal{L} = i\bar{f}\partial_\mu\gamma^\mu f - g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W_\mu^a f_L - \frac{g'}{2}Y\bar{f}\gamma^\mu B_\mu f - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (3.5)$$

où $f = f_R + f_L$ est une famille de fermions ($f_R = \frac{1+\gamma^5}{2}f$ la partie droite et $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ la partie gauche) et (g, g') les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$ respectivement.

Le premier terme décrit l'évolution libre des fermions, le deuxième décrit l'interaction faible, le troisième décrit l'interaction d'hypercharge entre les fermions et les derniers représentent l'évolution libre des champs de jauge.

Les bosons de jauge de l'interaction faible (Z, W^\pm) ne peuvent pas tous être sans masse donc la symétrie ne peut être exacte : elle est brisée spontanément pour conserver la renormalisation

(Cf chapitre suivant). Les champs physiques sont des combinaisons linéaires des champs de jauge :

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}} \quad (3.6)$$

$$A_\mu = B_\mu \cos(\theta_W) + W_\mu^3 \sin(\theta_W) \quad Z_\mu = -B_\mu \sin(\theta_W) + W_\mu^3 \cos(\theta_W) \quad (3.7)$$

où θ_W est appelé angle de Weinberg et lie les constantes de couplage (g, g') par :

$$\tan(\theta_W) = \frac{g'}{g} \quad g = \frac{e}{\sin(\theta_W)} \quad g' = \frac{e}{\cos(\theta_W)} \quad e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (3.8)$$

Les deux constantes fondamentales de cette théorie sont les couplages g et g' évoqués précédemment et l'on dérive la charge électrique d'une particule avec : $Q = T_3 + Y$. Ces constantes sont liées par l'angle de mélange électrofaible qui relie aussi dans le MS la masse des bosons W et celle du boson Z par la relation $M_W = M_Z \cos(\theta_W)$.

Ainsi, les bosons W et Z interagissent entre eux car ils portent une charge d'isospin faible ; le photon et les bosons W interagissent entre eux car les bosons W sont électriquement chargés. Cependant le photon et le boson Z n'interagissent pas : pour un processus donné, les deux bosons vecteurs peuvent être utilisés (en fonction du domaine d'énergie considéré).

3.2.6 La chromodynamique quantique (QCD)

Un hadron est composé de particules régies par l'interaction forte : quarks, anti-quarks, gluons qui sont appelés de manière générique partons. Le modèle des partons (début des années 1960) part du principe que les hadrons sont composés d'un certain nombre de quarks/antiquarks dits « de valence » (déterminant les propriétés intrinsèques du hadron résultant) et d'une mer de quarks, antiquarks et gluons (appelées particules virtuelles). Les hadrons composés d'un quark et d'un anti-quark sont appelés mésons et ceux composés de 3 quarks et/ou antiquarks sont appelés baryons.

L'existence du gluon, boson vecteur de QCD, a été mis en évidence dans des événements à 3 jets dans des collisions e^+e^- [13, 14].

Les hadrons sont décrits par la théorie de l'interaction forte, basée sur l'invariance de jauge locale sous le groupe $SU(3)$ et appelée « chromodynamique quantique » [15]. C'est un groupe de matrices unitaires 3×3 , caractérisé par $3^2 - 1 = 8$ paramètres réels. Son algèbre de Lie est générée par 8 générateurs T_a .

Dans cette théorie, les quarks sont des triplets du groupe de jauge, impliquant 3 valeurs de charge de couleur (rouge, bleu, vert pour les quarks et antirouge, antibleu, antivert pour les antiquarks). Les gluons quant à eux sont représentés sous la forme d'un octet ; ils portent aussi une charge de couleur et sont sans masse. Toute particule observée devant être de couleur neutre¹, cela implique qu'aucun quark isolé ne peut être observé : les quarks sont confinés par les gluons qui peuvent interagir entre eux.

La charge de couleur a été introduite après la découverte des baryons Δ^{++} , Δ^- et Ω^- , composés respectivement de 3 quarks identiques (u , d et s respectivement) dont les spins sont orientés dans la même direction, violant le principe de Pauli. C'est de ce nouveau nombre quantique que vient le nom de QCD.

1. La couleur neutre est l'association des trois couleurs (formant ainsi les baryons), ou l'association d'une couleur et de son anticouleur (formant un méson).

L'équation d'évolution d'un quark q (ou Lagrangien de QCD) est :

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)q - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)C_\mu^a - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (3.9)$$

où $\bar{q}(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)q$ décrit la propagation libre des quarks, $g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)C_\mu^a$ décrit les interactions quarks-gluons et $\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$ décrit la propagation libre des gluons ainsi que l'interaction des gluons entre eux (les interactions à 3 et 4 gluons).

Les gluons étant des bosons, le terme $G_{\mu\nu}^a$ est décrit par l'équation 3.2. Comme $SU(3)$ est un groupe non abélien les f_{abc} de cette équation sont non nuls, donc le dernier terme de celle ci est non abélien et les couplages à 3 et 4 gluons sont autorisés.

L'invariance de jauge locale de QCD conserve la couleur.

La constante de couplage $\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi}$ évolue en fonction de l'énergie du phénomène étudié. La charge de couleur d'un quark est écrantée par les possibles paires de quark-antiquark créées par fluctuation du vide, mais la présence de gluons, et particulièrement des vertex à trois et quatre gluons, crée un effet d'anti-écrantage qui non seulement compense le premier écrantage, mais fait diverger la constante de couplage à faible énergie.

Ainsi, pour les très hautes énergies, les quarks peuvent être considérés comme libres tandis que dans le cas contraire, ils sont confinés dans le hadron.

Dans le cas de liberté asymptotique, la théorie est renormalisable et on introduit une dépendance de α_s à une échelle d'énergie dite de renormalisation μ_R . Dans le cas du confinement, la théorie est non-perturbative, et le développement en puissance de α_s n'est plus possible.

3.3 Le mécanisme de brisure de symétrie

Les mécanismes de QED et QCD, en imposant l'invariance de jauge, engendrent la création de bosons de jauge de masse nulle. Or, expérimentalement, une masse non nulle est mesurée pour les bosons W et Z. Ce problème, ainsi que l'origine des masses des quarks et leptons, est résolu dans le MS par l'introduction du mécanisme de Higgs-Englert-Brout [16, 17].

Des bosons de jauge massifs impliquent une brisure de la symétrie précédemment établie, réalisée par l'introduction d'un champ scalaire $\Phi(x)$ sous la forme d'un doublet complexe de $SU(2)$:

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Ce champ nous donne un total de 4 degrés de liberté, trois d'entre eux étant utilisés pour donner leurs masses aux bosons W^\pm et Z (3 degré de liberté longitudinaux). Ce champ pouvant interagir avec lui même, un potentiel d'interaction $V(\Phi)$, respectant la symétrie locale de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et représenté sur la Figure 3.1 est à rajouter dans le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\Phi)^\dagger(D^\mu\Phi) - V(\Phi) \quad \text{avec} \quad D_\mu = \partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (3.11)$$

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \quad \text{avec} \quad \lambda \in \mathbb{R} \quad \text{et} \quad \mu \in \mathbb{C} \quad (3.12)$$

Si $\mu^2 > 0$, le minimum du potentiel est 0. Mais si $\mu^2 < 0$, l'état fondamental du potentiel ($\phi = 0$) n'est ni stable, ni un minimum absolu. Pour minimiser son énergie le potentiel peut prendre une valeur non nulle dans le plan $(\Re(\Phi), \Im(\Phi))$:

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (3.13)$$

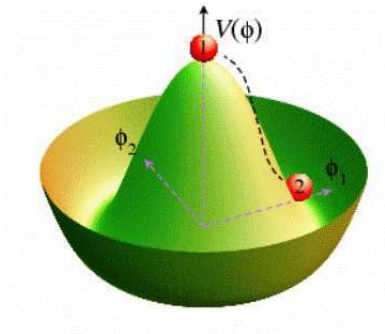


FIGURE 3.1 – Schéma du potentiel de Higgs-Englert-Brout : la valeur pour le vide est non nulle. Il existe une infinité de choix possibles pour minimiser l'énergie et c'est ce choix qui entraîne la brisure spontanée de symétrie.

L'ensemble des minima atteignables est invariant selon $SU(2)$, ce qui annule trois des quatre degrés de liberté du champ scalaire : les bosons vecteur W et Z peuvent avoir une polarisation longitudinale, ils ont donc une masse (Cf Annexe 3.6.1 pour le calcul de la masse). Le dernier degré de liberté du champ scalaire est le boson de Higgs. Ce mécanisme étant invariant sous $U(1)$, le photon reste de masse nulle.

En ajoutant les couplages de Yukawa pour les fermions, cette théorie explique également les masses de leptons et de quarks (mais cela introduit de nouveaux paramètres libres dans le modèle).

Un développement perturbatif autour de la valeur minimale du potentiel donne :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

où le champ $h(x)$ est appelé champ de Higgs et représente les variations du champ autour de v .

La masse du Higgs est définie par $m_H = \sqrt{-2\mu^2} = \sqrt{2\lambda v}$: ainsi, la physique du boson de Higgs dépend de la constante de couplage λ , paramètre libre du Modèle Standard. Elle n'est pas calculable et donc la masse du boson de Higgs ne peut pas être prédite. La constante v est calculable par $\frac{1}{2v^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_{W^\pm}}$ et vaut 246 GeV.

Le 4 juillet 2012 les expériences ATLAS et CMS ont découverts l'existence d'un boson, compatible avec le boson de Higgs, à une masse de 125 GeV. Les propriétés de ce boson restent à étudier pour confirmer qu'il s'agit bien du boson de Higgs du Modèle Standard.

3.4 Les limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules, reposant sur l'invariance de jauge locale, parvient, avec une très grande précision pour certains paramètres, à décrire tous les processus de physique des particules observés. L'existence des particules élémentaires massives nécessite un mécanisme de brisure spontanée de symétrie, expliquant notamment la masse des bosons W^\pm et Z qui peut être résumé ainsi :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_Q$$

où la partie gauche est sa représentation avant brisure de symétrie. La mesure des couplages du boson de Higgs aux particules du MS est désormais un des buts principaux du LHC.

Cependant ce modèle reste incomplet car il ne répond pas à de nombreux problèmes :

- Tout d'abord, il ne prédit pas la valeur des masses des quarks et leptons, il les explique seulement en imposant un couplage. De plus, il y a 5 ordres de grandeur entre la masse du quark top et la masse des quarks légers (u,d,c,s). Ensuite, le nombre de famille de leptons (3) n'est pas prédit.

- Ensuite, le MS n'explique ni l'oscillation des neutrinos ni la très faible masse de ceux-ci (masse qui se trouve être nulle dans le MS). Il n'a également pas de candidat à la matière noire (qui doit être cinq fois plus abondante que la matière ordinaire) et l'asymétrie matière-antimatière n'est pas expliquée : 95% de la densité d'énergie de l'univers n'est pas expliquée par le MS (soit 85% de la matière de l'univers). De plus, le MS n'inclut pas la gravitation.

- Enfin, il n'offre pas d'explication pour le grand nombre de paramètres du modèle ni le fait que $\mu^2 < 0$ afin de générer la brisure spontanée de symétrie. De plus, la théorie distingue fortement les interactions forte et faible : une unification de ces théories n'existe pas et l'évolution des 3 constantes de couplage du MS ne mène pas à une valeur commune à haute énergie.

Pour finir, il ne permet pas d'expliquer le problème de hiérarchie ainsi que son pendant technique, le problème d'ajustement fin, décrit ci-dessous.

Le problème de hiérarchie

Il est caractérisé par une dépendance trop sensible de la masse du boson de Higgs par rapport aux échelles d'unification des interactions dans le formalisme de la théorie quantique des champs. Ceci mène à une masse théorique beaucoup trop élevée par rapport à l'échelle électrofaible.

Le problème d'ajustement fin (« *fine-tuning* ») provient des divergences quadratiques qui apparaissent lors du calcul des énergies d'auto-interaction du boson de Higgs (boucles de corrections quantiques). Contrairement aux autres divergences logarithmiques trouvées dans le MS en incluant les corrections d'ordre supérieur, la masse du Higgs a une divergence quadratique liée au caractère scalaire de cette particule. Elle comprend notamment des corrections dues au couplage du Higgs avec les différents fermions du MS (notamment le quark top) et les bosons W^\pm , Z en plus de l'auto-couplage. Ces contributions quadratiques sont représentées sur la Figure 3.2.

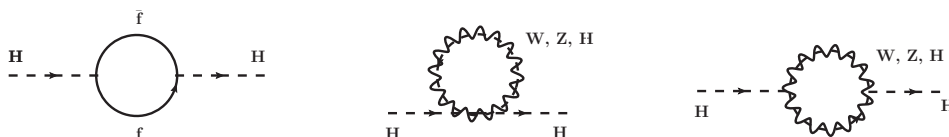


FIGURE 3.2 – Boucles des contributions quadratiques les plus importantes à la masse du boson de Higgs

Les contributions à la masse du Higgs de ces trois boucles sont (Cf Annexe 3.6.2 pour le calcul) :

- pour le quark top : $\frac{-3}{8\pi^2} \lambda_t^2 \Lambda^2$
- pour les bosons de jauge : $\frac{1}{16\pi^2} g^2 \Lambda^2$
- pour l'auto-interaction : $\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2$

avec Λ l'échelle d'énergie à partir de laquelle le MS n'est plus valable. En posant $\Lambda = 10$ TeV (ordre de grandeur de l'énergie du LHC), les termes correctifs deviennent exagérément grands.

La masse du Higgs vaut alors :

$$M_H^2 = M_{0H}^2 - (100_{top} - 10_{boson} - 5_{Higgs})(200 \text{ GeV}/c^2)^2$$

Pour que $M_H^2 \sim 126 \text{ GeV}/c^2$, il faut que la masse du Higgs à l'ordre 0 (M_{0H}^2) soit finement ajustée pour compenser les divergences quadratiques : c'est l'ajustement fin ou *fine-tuning*. Cependant, cet ajustement semble peu naturel d'où l'idée d'une Nouvelle Physique.

3.5 Les alternatives au Modèle Standard

Afin de résoudre les problèmes du MS, de nombreux modèles ont été introduits : la supersymétrie, les modèles composites, le modèle *little Higgs* ou encore les théories de grande unification. Ces modèles au-delà du Modèle Standard sont appelés modèles BSM pour *Beyond Standard Model*.

3.5.1 Le modèle « little Higgs »

Le modèle du *Little Higgs* [18, 19] résout le problème de la brisure de symétrie électrofaible tout en gardant raisonnable la valeur de la masse du boson de Higgs en annulant les divergences sans recourir au fine-tuning. Ce modèle part du principe que le boson de Higgs est un pseudo-boson de Goldstone. Un boson de Goldstone [20] est un boson sans masse apparaissant suite à une brisure spontanée de symétrie globale par le vide. Un pseudo-boson de Goldstone est un boson de Goldstone qui acquiert une masse par l'intermédiaire d'un mécanisme supplémentaire, tel qu'une brisure de symétrie.

Dans ce modèle, chaque particule du MS donnant une divergence quadratique dans le calcul de la masse du Higgs est associée à de nouvelles particules lourdes (de l'ordre du TeV) produisant une divergence quadratique compensant celle de la particule du MS. Pour que cette annulation soit naturelle, les nouvelles particules doivent avoir une masse inférieure ou égale aux échelles de validation du MS. Ce nouveau modèle comprend notamment un nouveau quark top lourd T , des nouveaux bosons de jauge lourds Z_H , W_H , A_H et un triplet de bosons de Higgs lourds Φ^0 , Φ^+ et Φ^{++} pour compenser les boucles de divergences quadratiques représentées sur la Figure 3.2.

Pour que l'annulation de la boucle du top soit naturelle, les nouvelles particules doivent être liées aux quark top par une certaine symétrie, impliquant que cette-ci aient des nombres quantiques similaires au quark top. Ainsi les arguments de naturalisation prédisent de nouveaux multiplets de particules colorées (en supersymétrie il s'agit des squarks). De même, l'annulation naturelle de la boucle des bosons de jauge est effectuée par de nouvelles particules reliées au groupe $SU(2)$ par symétrie, tandis que la boucle d'auto-interaction du Higgs nécessite de nouvelles particules liées au boson de Higgs [18].

3.5.2 Les théories de Grande Unification

Dans les théories de Grande Unification (GUT) [21, 22], les trois couplage des interactions de jauge du MS (QED, QCD et l'interaction faible) fusionnent à des grandes énergies de l'ordre de $E_{GUT} \sim 10^{15} \text{ GeV}$: quelques ordres de grandeur en dessous de l'échelle de Planck. Ainsi, les trois couplages auraient une origine commune : les forces d'interaction du MS peuvent être décrites par une unique théorie de jauge.

Les modèles GUT supposent l'existence d'un groupe de symétrie contenant le modèle standard, soit $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, afin d'être effectif à basse énergie, c'est-à-dire pour

$E \ll E_{GUT}$. Ces modèles prédisent l'apparition d'au moins un boson de jauge neutre supplémentaire (Z') pour des modèles GUT de dimensions au moins égales à 10. Des groupes de dimensions supérieures prédisent d'autres bosons de jauge et fermions. Les fermions doivent être lourds pour que la théorie soit cohérente avec le MS tandis que la masse des bosons est donnée par l'échelle d'unification qui est prédite par la théorie.

Les nouvelles particules prédites par les modèles GUT ont des masses de l'ordre de l'échelle de GUT donc ne peuvent être observées directement auprès des collisionneurs de particules. Cependant, les effets de grande unification pourraient être détectés par des observations indirectes telles que la désintégration du proton, le moment dipolaire électrique de particules élémentaires, ou la particularité des neutrinos à violer le principe de conservation de la saveur à travers leur oscillation.

3.5.3 Une extension faiblement couplée : la supersymétrie

Le problème de hiérarchie est résolu également dans les **modèles supersymétriques (SUSY)** [23, 24]. Avec l'introduction d'un partenaire bosonique (fermionique) pour chaque fermion (boson), les divergences quadratiques sont automatiquement supprimées comme les partenaires contribuent avec des signes opposés (Cf annexe 3.6.3 pour plus d'explications aux corrections quantiques). On introduit une transformation dite supersymétrique qui transforme un fermion en un boson et vice-versa.

Jusqu'à présent, aucun super-partenaire des particules connues n'a encore été observé donc la SUSY doit être une symétrie brisée : les super-partenaires doivent avoir des masses différentes de celles de leurs partenaires et il est nécessaire de considérer des phénomènes à des échelles d'énergie élevées afin de restaurer et voir réapparaître cette symétrie.

Les modèles SUSY possèdent de plus de nombreux avantages : ils ont généralement un candidat pour la matière noire par le biais des neutralinos (particules supersymétriques stables et neutres). Ce candidat est le neutralino le plus léger. Ensuite, ils fournissent une explication plus naturelle pour la brisure de symétrie électrofaible comme μ^2 est positif à une échelle supérieure d'unification mais devient négatif à l'échelle électrofaible, lorsque les boucles de corrections sont considérées. Enfin, en postulant l'existence de super-partenaire de l'ordre du TeV, l'unification de l'interaction forte, faible et électromagnétique devient possible à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{15} GeV (échelle de grande unification).

Le plus célèbre des modèles supersymétriques est le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM) [25]. Dans le cas général, il compte plus de 100 paramètres libres, mais certaines hypothèses peuvent réduire ce nombre à environ 10 en plus de ceux du Modèle Standard.

La limite actuelle, donnée par le LHC, sur la masse du gluino (partenaire supersymétrique du gluon) est de 600 à 900 GeV, dépendant des paramètres du modèle [26, 27] tandis que la limite sur la masse du stop (partenaire supersymétrique du top) est de 240 GeV pour une masse de neutralino le plus léger supérieure à la masse du boson Z [28].

3.5.4 Les extension fortement couplées

La brisure de symétrie électrofaible (EWSB) peut aussi se produire, dans un nouveau secteur à couplage fort, à une énergie de l'ordre du TeV. C'est le cas des modèles Technicouleur [29] et de Higgs composites [30, 31]. Ces scénarios ont récemment été étudiés dans le cadre des modèles de Randall-Sundrum [32, 33].

Dans tous ces exemples, les particules du MS dont les masses proviennent de la brisure de symétrie électrofaible doivent être couplées à ce nouveau secteur fort avec une force proportion-

nelle à leurs masses. Ceci implique que le quark top est la particule du MS possédant le plus grand couplage à ce nouveau secteur : il est ainsi plus sensible à ce type de nouvelle physique.

A - Les modèles avec dimensions supplémentaires

Les modèles avec dimensions supplémentaires [34] regroupent de nombreuses théories :

- La théorie de Kaluza-Klein qui introduit des dimensions supplémentaires pour tenter d'unifier électromagnétisme et gravité,
- le modèle à 5 dimensions de Randall-Sundrum et les modèles à grandes dimensions supplémentaires qui essaient d'expliquer la faiblesse de la gravité,
- les dimensions supplémentaires dans la théorie des supercordes qui sont nécessaires pour la cohérence mathématique.

Dans ces théories, les effets des dimensions spatiales supplémentaires commenceraient à apparaître autour du TeV seulement ce qui expliquerait qu'elles n'ont pas été observées jusqu'à présent.

La théorie de Kaluza-Klein est la première théorie à dimensions supplémentaires et date des années 1920 [35]. Elle tente d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme. Cette théorie a étendu la relativité générale à un espace temps à cinq dimensions : elle peut être décomposée en équations d'Einstein et une équation de Klein-Gordon régissant la dynamique d'un champ scalaire supplémentaire. Cette cinquième dimension est enroulée en cercle et d'une longueur extrêmement petite.

Le modèle de Randall-Sundrum [36,37] possède une géométrie courbée à 5 dimensions de type anti de Sitter. L'espace à 5 dimensions est borné par 2 branes, comme le montre la Figure 3.3 : la brane de Planck où est localisé le graviton, et la brane du TeV où est localisé le mécanisme de brisure de symétrie électrofaible. Les fermions et bosons de jauge peuvent se propager dans le « bulk ». La masse des fermions est déterminée par la localisation de la fonction d'onde de chaque fermion le long de la cinquième dimension.

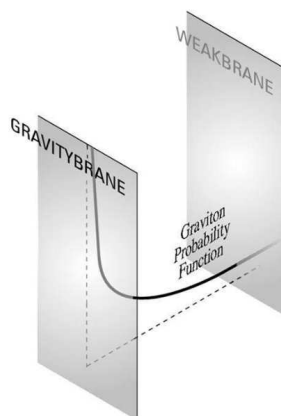


FIGURE 3.3 – Fonction de probabilité du graviton par rapport aux « branes » de la gravité et du secteur de brisure électrofaible dans le modèle de Randall Sundrum

Les motivations des dimensions supplémentaires sont nombreuses : résoudre le problème de

la hiérarchie, l'unification des théories à l'échelle du TeV, la production de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible sans le boson de Higgs, la présence de candidats à la matière noire et la hiérarchie de masse des fermions.

B - Les modèles composites

Les modèles composites ont reçu un sursaut d'intérêt récemment en particulier parce qu'ils peuvent être décrits par des modèles de type Randall-Sundrum.

Les états composites proviennent d'un secteur fort (secteur au-delà du MS) qui est souvent caractérisé par 2 paramètres : un paramètre de couplage g_ρ (analogue au couplage α_s de QCD) et une échelle de masse M_ρ . Toujours par analogie avec QCD la masse M_ρ correspond à la masse de la résonance vectorielle la plus légère du secteur fort.

Si l'on suppose que les fermions du MS sont linéairement couplés à des résonances au-delà du MS, cela signifie qu'il existe une base dans laquelle les fermions du MS se couplent au secteur au delà du MS (BSM) seulement à travers des termes de mélange de masse : ainsi les fermions du MS sont un mélange d'états élémentaires et composites avec un angle de mélange croissant avec m_f où m_f est la masse du fermion [38–41].

Prenons par exemple le cas du top (car le quark top est la particule possédant le plus grand couplage à ce nouveau secteur). La composante gauche fait partie du doublet $q_L = \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$ et la composante droite est un singlet t_R . On définit :

- q_L^{SM} le doublet gauche top-bottom et t_R^{SM} le top droit dans le MS,
- q_L^{EL} le doublet gauche top-bottom élémentaire et t_R^{EL} le top droit élémentaire
- q_L^{COMP} et t_R^{COMP} les composantes gauches et droites d'une résonance composite avec les mêmes nombres quantiques que q_L^{EL} et t_R^{EL} .

Nous obtenons alors la relation suivante :

$$q_L^{SM} = \cos\theta_L q_L^{EL} + \sin\theta_L q_L^{COMP}$$

$$t_R^{SM} = \cos\theta_R t_R^{EL} + \sin\theta_R t_R^{COMP}$$

où $\theta_{L,R}$ est appelé **angle de mélange**.

Dans ces théories, soit le Higgs n'existe pas, soit il est une particule composite du secteur fort [42–44]. Dans ce cas, de nouveaux bosons de Goldstone apparaissent suite à la brisure de symétrie globale du secteur fort (comme les pions en QCD) et l'un de ces Pseudo-Goldstone est associé au Higgs.

Les modèles composites résolvent notamment le problème de la hiérarchie car le Higgs est un objet composite : le problème de hiérarchie n'existe que si le Higgs est un champ élémentaire car dans le cas d'un objet composite le « cut off » de la théorie est l'échelle de masse des résonances du secteur fort.

Dans le chapitre 5 nous allons nous intéresser à la recherche des résonances fermioniques dans ces modèles.

Bibliographie

- [1] M.E. Peskin and D.V. Schroeder, *An introduction to quantum field theory*, Westview Press, 1995.
- [2] H. Georgi, *Lie algebras in particle physics*, Westview Press, second edition, 1999.
- [3] I. Aitchison and A. Hey, *Gauge theories in particle physics*, Taylor-Francis Group, third edition, 2004.
- [4] W.N. Cottingham and D.A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Cambridge, second edition, 2007.
- [5] M.L Perl and al, “Evidence for Anomalous Lepton Production in electron-positron annihilation”, *PhysRevLett* 35 :1489., 1975.
- [6] Henry W. Kendall, “Deep inelastic scattering : Experiments on the proton and the observation”, *Rev.Mod.Phys* 63, pp. 597–614, 1991.
- [7] S.W. Herb, D.C. Hom, L.M. Lederman, J.C. Sens, H.D. Snyder, and al, “Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions”, *Phys.Rev.Lett.* 39, pp. 252–255, 1977.
- [8] F. Abe and al, “Observation of top quark production in anti-p p collisions”, *Phys.Rev.Lett.* 74, pp. 2626–2631, 1995.
- [9] S. Abachi and al, “Observation of the top quark”, *Phys.Rev.Lett.* 74, pp. 2632–2637, 1995.
- [10] R.F. Feynman, *Quantum Electrodynamics*, Westview Press, 1999.
- [11] S. Weinberg, “A model of leptons”, *Phys.Rev.Lett.* 19, pp. 723–1167, 1967.
- [12] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, and R.P. Hudson, “Experimental test of parity conservation in beta decay”, *Phys.Rev.Lett.* 105, pp. 1413–1414, 1957.
- [13] D.P. Barber, U. Becker, H. Benda, A. Boehm, J.G. Branson, and other, “Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies”, *Phys.Rev.Lett.* 43.830, 1979.
- [14] Christoph Berger et al., “Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e+e- annihilations at high-energies”, *Phys.Lett.* B86.418, 1979.
- [15] T. Muta, “Foundations of Quantum Chromodynamics”, *World Scientific Lecture Notes in Physics*, p. Vol. 57, 1998.
- [16] Peter W. Higgs, “Broken Symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys. Lett.* 12, pp. 132–133, 1964.
- [17] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons”, *Phys. Rev.Lett.* 13, pp. 321–322, 1964.
- [18] T. Gregoire J.G. Wacker N. Arkani-Ahmed, A.G. Cohen, “Phenomenology of Electroweak Symmetry Breaking from Theory Space”, *arXiv :hep-ph/0202089v2*, 2002.
- [19] B. McElrath L-T Wang T. Han, H.E. Logan, “Phenomenology of the Little Higgs Model”, *arXiv :hep-ph/0301040v4*, 2003.
- [20] H. Georgi, *Weak Interactions and Modern Particle Theory*, Benjamin Cummings, 2009.
- [21] R. Slansky, “Group Theory for unified model building”, *Phys. Rep.* 79(1), 1981.
- [22] P. Langacker, “Grand Unified Theories and Proton Decay”, *Physics Reports* 72, 185, 1981.
- [23] M. Drees, “An Introduction to Supersymmetry”, *hep-ph/9611409*, 1996.
- [24] M.E. Peskin, “Supersymmetry in elementary particle physics”, *hep-ph/0801.1928*, 2008.

- [25] I.J.R. Aitchison, “Supersymmetry and the MSSM : An elementary introduction”, *hep-ph/0505.105*, 2005.
- [26] The ATLAS collaboration, “Search for supersymmetry in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets with the ATLAS detector”, *arXiv :1203.6193v1 [hep-ex]*, 2012.
- [27] The ATLAS collaboration, “Search for gluinos in events with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *arXiv :1203.5763v1 [hep-ex]*, 2012.
- [28] The ATLAS collaboration, “Search for scalar top quark pair production in natural gauge mediated supersymmetry models with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *arXiv :1204.6736v1 [hep-ex]*, 2012.
- [29] S. Weinberg, “Implications of dynamical symmetry breaking”, *Phys. Rev. D* *13*, 974-996 (1976); *Phys. Rev. D* *19*, 1277-1280 (1979).
- [30] D. B. Kaplan and H. Georgi, ”, *Phys. Lett. B* *136*, 183, 1984.
- [31] R. Contino, “Tasi 2009 lectures : The Higgs as a Composite Nambu-Goldstone Boson”, *arXiv :1005.4269 [hep-ex]*, 2009.
- [32] L. Pilo J. Terning C. Csaki, C. Grojean, “Towards a Realistic Model of Higgsless Electroweak Symmetry Breaking”, *Phys. Rev. Lett.* *92*, 101802, 2004.
- [33] G. Servant J. Tseng C. Dennis, M. Karagoz Unel, “Multi-W events at LHC from a Warped Extra Dimension with Custodial Symmetry”, *arXiv :hep-ph/0701158*, 2007.
- [34] N. Arkani-Hamed S. Dimopoulos and G.R. Dvali, “Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of theories with sub-millimeter dimensions and TeV scale quantum gravity”, *hep-ph/9807344*, 1998.
- [35] O. Klein, “Quantum Theory and five dimensional theory of relativity”, *Z. phys*, *37(895-906)*, 1926.
- [36] R. Sundrum L. Randall, “A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension”, *hep-ph/9905221v1*, 1999.
- [37] R. Sundrum L. Randall, “An Alternative to Compactification”, *hep-th/9906064*, 1999.
- [38] M. Son R. Sundrum R. Contino, T. Kramer, “Warped/Composite Phenomenology Simplified”, *JHEP* *0705 :074*, 2007.
- [39] A. Wulzer J. Mrazek, “A Strong Sector at the LHC : Top Partners in Same-Sign Dileptons”, *arXiv :0909.3977v2 [hep-ph]*, 2009.
- [40] G. Servant R. Contino, “Discovering the Top Partners at the LHC using same-sign dilepton final states”, *arXiv :0801.1679v2 [hep-ph]*, 2008.
- [41] A. Pomarol and J. Serra, “Top Quark Compositeness : Feasibility and Implications”, *Phys. Rev. D* *78 :074026*, 2008.
- [42] M. Moretti F. Piccinini R. Rattazzi R. Contino, C. Grojean, “Strong Double Higgs Production at the LHC”, *arXiv :1002.1011v2 [hep-ph]*, 2010.
- [43] R. Contino, “A holographic composite Higgs model”, *arXiv :hep-ph/0609148*, 2006.
- [44] F. Moortgat P. Nef G. Dissertori, E. Furlan, “Discovery potential of Top-Partners in a realistic composite Higgs model with early LHC data”, *arXiv :1005.4414v2 [hep-ph]*, 2010.

Annexes

3.6.1 Calcul des masses des bosons de jauge

En calculant le lagrangien de l'équation 3.11 sans le potentiel V on trouve :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \Phi^\dagger \left(\partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}YB_\mu \right)^\dagger \left(\partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}YB_\mu \right) \Phi \\ &= \frac{1}{8}v^2 g^2 [(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] + \frac{1}{8}v^2 (g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 \\ &= \left(\frac{1}{2}vg \right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \left(\frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \right)^2 Z_\mu Z^\mu\end{aligned}$$

Ces termes de masse permettent de déduire les masses des bosons de jauge :

$$M_{W^\pm} = \frac{1}{2}vg \quad \text{et} \quad M_{Z^0} = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$$

Expérimentalement on trouve : $M_{W^\pm} = 80 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{Z^0} = 91 \text{ GeV}/c^2$. De plus, $M_\gamma = 0$ car il n'y a aucun terme $A_\mu A^\mu$.

A partir de ces relations et l'équation 3.8, l'angle de Weinberg peut également être défini par :

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

3.6.2 Calcul des corrections quantiques du Higgs due aux fermions

Soit la boucle fermions-antifermions suivante :

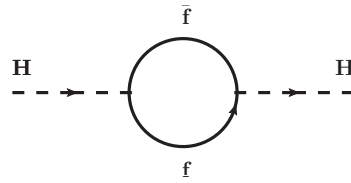


FIGURE 3.4 – *couplage fermion-antifermions du Higgs*

Soit λ_f , le couplage Higgs-fermion-antifermion. On intègre l'amplitude de probabilité du processus sur tout l'espace des phases. On a alors 2 vertex fermion-Higgs $i\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}$ et 2 propagateurs fermioniques $\frac{i}{(k-m_f)}$. $N(f)$ est un facteur de multiplicité des interactions : $N(q) = 3$ pour les quarks en raison des 3 couleurs.

$$\begin{aligned}\Delta_f m_H^2 &= -N(f) \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \text{tr} \left[\left(i\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{(k-m_f)} \left(i\frac{\lambda_f}{\sqrt{2}} \right) \frac{i}{(k-m_f)} \right] \\ \Delta_f m_H^2 &= -2N(f)\lambda_f^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \frac{k^2 + m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2}\end{aligned}$$

$$\Delta_f m_H^2 = -2N(f)\lambda_f^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left[\frac{1}{k^2 - m_f^2} + \frac{2m_f^2}{(k^2 - m_f^2)^2} \right] \quad (3.15)$$

Le premier terme de l'intégrale $\Delta_f m_H^2$ montre une divergence quadratique en Λ^2 aux hautes énergies (k grand) où Λ est le cut off du modèle standard (échelle associée à la nouvelle physique).

La correction due au premier terme de l'équation 3.15 est alors :

$$\Delta_f^1 m_H^2 = -N(f) \frac{|\lambda_f|^2}{8\pi^2} \Lambda^2$$

3.6.3 Calcul des corrections quantiques du Higgs en supersymétrie

On introduit un boson scalaire f^\sim (de spin 0) de masse m_{f^\sim} avec un couplage λ_{f^\sim} avec le boson de Higgs. On a alors l'auto-interaction représentée sur la Figure 3.5.

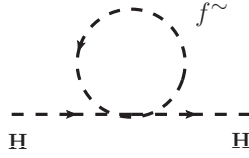


FIGURE 3.5 – *couplage d'auto-interaction Higgs-sfermion*

De façon similaire à la boucle fermion-antifermion, on obtient une correction à la masse du Higgs en intégrant l'amplitude de probabilité du processus. Par contre, puisque ce diagramme ne comporte qu'un vertex, la correction dépend de λ_{f^\sim} et non de $\lambda_{f^\sim}^2$:

$$\Delta_{f^\sim} m_H^2 = -2N(f^\sim)\lambda_{f^\sim} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \frac{1}{k^2 - m_{f^\sim}^2} + T.A.$$

Les T.A. sont des termes additionnels ne présentant pas de divergence quadratique. On constate que la correction f^\sim peut précisément annuler le terme divergent dans la correction fermion-antifermion précédente à condition de poser les relations suivantes :

$$N(f^\sim) = N(f)$$

$$\lambda_{f^\sim} = -\lambda_f^2$$

Ainsi, en associant à chaque fermion f un boson scalaire f^\sim , on protège la masse du Higgs contre toute correction quadratique, évitant ainsi l'apparition du problème d'ajustement fin. La correspondance étroite entre le couplage et la multiplicité de ces particules partenaires permettant l'annulation totale des divergences quadratiques laisse supposer qu'une nouvelle symétrie en est la cause, tout comme la symétrie de jauge $U(1)$ en QED protège la masse du photon. Ceci motive l'introduction d'une transformation dite supersymétrique qui transforme un fermion en un boson et vice-versa, formant ainsi des couples appelés superpartenaires.

3.6.4 Hélicité et chiralité des particules dans le Modèle Standard

L'hélicité est définie comme : $h = \vec{S} \cdot \vec{p}$ avec \vec{S} le spin de la particule et \vec{p} son moment.

Ainsi l'hélicité d'une particule est positive (dite aussi droite) si la direction de son spin est

la même que la direction de son impulsion. Elle sera négative (ou gauche) si les directions de spin et d'impulsion sont opposées.

La chiralité détermine si la particule se transforme via une représentation gauche ou droite du groupe de Poincaré. Cependant, certaines représentations (comme les spineurs de Dirac) ont des composantes droite et gauche. Dans de tels cas, nous pouvons définir des opérateurs de projection droits et gauches et discuter des parties de cette représentation.

On définit les projecteurs de chiralité $P_{L,R}$ par :

$$P_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) \quad \text{avec} \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} -\sigma^0 & 0 \\ 0 & \sigma^0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

nous obtenons, pour un spineur de Dirac Ψ , ses composantes droite Ψ_R et gauche Ψ_L par la relation :

$$\Psi_{R,L} = P_{R,L}\Psi = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\Psi$$

Pour une particule de masse nulle (photon, gluon) ou **relativiste** hélicité et chiralité sont égales .

Pour une particule massive hélicité et chiralité doivent être différenciées. Dans ce cas il est possible pour un observateur de changer de référentiel et de dépasser la particule en rotation. Dans ce cas la particule semble se déplacer vers l'arrière et son hélicité (assimilé à la «chiralité apparente») sera inversée.

Chapitre 4

Analyse des Modèles Exotiques à 4 tops

*Dès que nous sommes en mesure de
comprendre une théorie, une autre vient
prendre sa place.*

Carl Sagan

Sommaire

4.1	Le Modèle Topophile	85
4.1.1	Description théorique	85
4.1.2	Cadre de l'étude	87
4.1.3	Caractéristiques du signal exotique	89
4.1.4	Etude du canal <i>2 leptons de même signe</i>	90
4.1.5	Etude du canal <i>1 lepton+jets</i>	95
4.1.6	Conclusion	99
4.1.7	Étude des événements attendus à 7 TeV	99
4.1.8	Théorie Effective	101
4.2	Le Modèle Supersymétrique	102
4.2.1	Configuration du modèle supersymétrique	103
4.2.2	Extraction de la luminosité de découverte	104
4.2.3	Conclusion	106
4.3	Reconstruction des événements pour les Modèles Topophile et Supersymétrique	107
4.3.1	Algorithme de reconstruction	107
4.3.2	Reconstruction des événements	109
4.4	Synthèse	111
	Annexe	113
	Bibliographie	114

Introduction

Nous avons vu que si le Modèle Standard est le modèle de base de la physique des particules, il reste cependant incomplet car il ne parvient pas à résoudre de nombreux problèmes tels que le problème de la hiérarchie ou la présence de matière noire dans l'Univers. Les modèles au-delà du Modèle Standard (appelés modèles de nouvelles physiques) tentent de résoudre ces problèmes.

On s'intéresse ici au cas où la nouvelle physique se couple préférentiellement au quark top. On s'attend à ce qu'il possède en effet des liens privilégiés avec les modèles exotiques de par ses propriétés très particulières :

- sa masse est très élevée comparée aux autres quarks : $m(t) \sim 40 \cdot m(b)$
- son couplage de Yukawa au boson de Higgs est très proche de 1
- les résonances $q\bar{q}$ telles que J/Ψ ($c\bar{c}$) ou Υ ($b\bar{b}$) sont présentes dans le MS pour tous les quarks sauf pour le quark top dû à sa masse élevée. On s'attend à la présence de telle résonance dans la nouvelle physique.

Nous étudions ici deux modèles bien particuliers de physique exotique : un modèle topophile non supersymétriques pour la production d'événements à 4 tops et un modèle supersymétrique. Le modèle topophile est un modèle générique pour la production de 4 tops due à une nouvelle résonance topophile qui peut facilement être extrapolé à tout modèle composite. Ce type d'étude de modèle générique est pour l'instant inexistante au LHC.

La production d'événements exotiques à 4 tops est un état final particulièrement intéressant. Il est relativement peu contraint par les mesures de précision au LEP ou les recherches de résonances au Tevatron. Aucune limite expérimentale sur la section efficace des théories effectives non supersymétriques donnant 4 tops dans l'état n'existe à ce jour.

L'état final à 4 tops est en particulier très sensible à la nouvelle physique à l'échelle d'énergie du TeV. En effet, la production de 4 tops du Modèle Standard possède une section efficace très faible : pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse, elle vaut $\sigma \sim 7.5$ fb. Cette production est dominée à 91% par la fusion de gluon (Cf Figure 4.1) au LHC, collisionneur proton-proton.

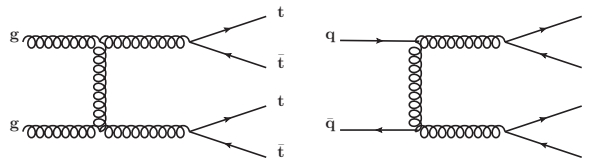


FIGURE 4.1 – Diagrammes de Feynman pour la production des 4 tops dans le Modèle Standard

De tels états finaux se retrouvent dans des modèles où le quark top est composite ou dans des modèles où de nouvelles particules se couplent très fortement, voir exclusivement au quark top (modèle de Randall-Sundrum par exemple). De plus, on retrouve également cet état final dans les modèles supersymétriques via la désintégration du gluino en top-antitop + neutralino. Ce chapitre se concentre donc sur l'étude de 2 modèles particuliers :

- Le premier est un modèle avec une résonance notée Z' pouvant se désintégrer soit en paires $t\bar{t}$ soit en paires $\nu'\bar{\nu}'$ où ν' est un neutrino lourd candidat à la matière noire [1]. Ce modèle sera appelé par la suite *modèle topophile*. Une limite de ce modèle sera également présentée : dans le cas d'une résonance Z' trop lourde pour être produite on parle d'interaction de contact ou de théorie effective.

- Le deuxième est un modèle provenant de la supersymétrie où les gluinos se désintègrent en paires $t\bar{t}$ plus une grande énergie manquante, via la production de stops.

Ces modèles sont étudiés au niveau théorique : les résultats présentés ici ne sont pas des résultats obtenus par l'analyse des données ATLAS mais par simulation Monte Carlo des événements. La simulation du détecteur ATLAS n'est pas ici prise en compte.

Dans tout ce chapitre les événements sont étudiés pour des collisions proton proton de 14 GeV dans le centre de masse (énergie nominale du LHC), sauf dans la section 4.1.7 où $\sqrt{s} = 7$ TeV.

Le modèle topophile a été étudié pour 2 différents états finaux : un premier avec 2 leptons de même signe dans l'état final et un deuxième avec un seul lepton dans l'état final. Les deux autres modèles ont été étudiés dans le canal dileptonique uniquement. Pour conclure, une estimation de la luminosité de découverte à 7 TeV pour le modèle topophile a été effectuée.

4.1 Le Modèle Topophile

4.1.1 Description théorique

Les nouvelles résonances exotiques (notée Z') interagissent suivant 2 types de processus bien distincts, chacun dépendant de la masse de la nouvelle particule Z' :

- Si la masse de la particule Z' reste dans l'échelle du TeV les processus de génération et désintégration du Z' peuvent être décrits par le diagramme de Feynman de la Figure 4.2(a).
- Si la masse de la particule devient trop élevée, la résonance est remplacée par une interaction de contact comme le montre la Figure 4.2(b).

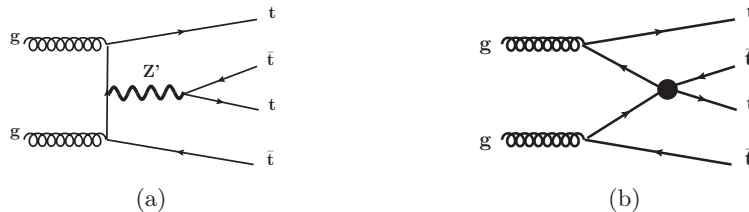


FIGURE 4.2 – Diagrammes de Feynman pour la production des 4 tops de la physique exotique avec (a) ou sans (b) la présence d'une résonance

Modèle avec résonance Z' lié au top droit et à la matière noire

Pour estimer la sensibilité au LHC de cet état final, nous introduisons une théorie effective générale. Cette théorie possède une nouvelle brisure spontanée de symétrie $U(1)'$ impliquant la présence d'une nouvelle particule lourde Z' et un neutrino lourd ν' , candidat à la matière noire. Ce modèle est décrit par la symétrie de groupe $SU(3)_C SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)'$.

La nouvelle particule Z' possède un couplage très faible aux fermions légers du MS et se couple fortement aux particules lourdes du Modèle telles que le quark top de chiralité droite et le neutrino lourd, candidat à la matière noire [1].

Cette interaction est décrite par le lagrangien suivant :

$$L = L_{SM} - \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + M_{Z'}^2 Z'_\mu Z'^\mu + i\bar{\nu}\gamma^\mu D_\mu \nu + g_R^t \bar{t}\gamma^\mu P_R Z'^\mu t + \frac{\chi}{2} F'_{\mu\nu} F_Y'^{\mu\nu} \quad (4.1)$$

avec

- L_{SM} le lagrangien du Modèle Standard
- $\frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}$ l'interaction de la nouvelle physique
- $M_{z'}^2 Z'_\mu Z'^\mu$ le terme de masse de la résonance Z'
- $i\bar{\nu}\gamma^\mu D_\mu\nu$ l'interaction entre matière noire et résonance Z' avec $D^\mu \equiv \partial_\mu - i(g_R^\mu P_R + g_L^\mu P_L)Z'^\mu$
- $g_R^t \bar{t}\gamma^\mu P_R Z'^\mu t$ l'interaction entre quark top et résonance Z'
- $\frac{\chi}{2}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}$ l'interaction entre les fermions légers du MS et la nouvelle physique

Comme le Z' ne se couple qu'au top droit nous n'avons pas de résonance $Z' \rightarrow t\bar{t}$ seul mais une résonance Z' produite avec un top et un antitop spectateurs. Le Z' peut se désintégrer soit en paires $t\bar{t}$ soit en paires $\nu'\bar{\nu}'$. Ces désintégrations sont schématisées sur la Figure 4.3.

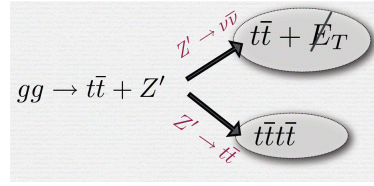


FIGURE 4.3 – Schéma de désintégration du Z' pour le modèle topophile

Dans la suite de ce chapitre nous nous placerons dans la limite où le Z' se désintègre uniquement en paires top-antitop. Ainsi nous avons les diagrammes de Feynman représentés sur la Figure 4.4.

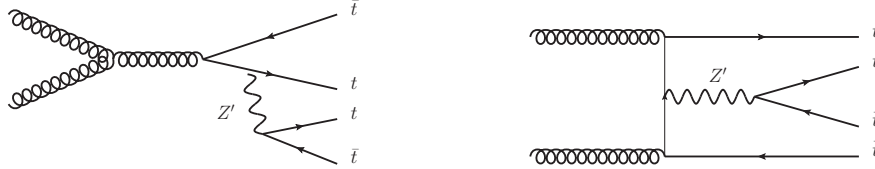


FIGURE 4.4 – Diagrammes de Feynman pour la production du Z' associé à une paire $t\bar{t}$ spectateur

L'état final à 4 tops est quasiment l'unique signature de ces modèles topophiles puisqu'ils ne donnent pas lieu à des résonances $t\bar{t}$. Ils sont très peu contraints par les expériences de physique après des accélérateurs. Il n'existe aucune contrainte par exemple sur un tel Z' de 300 GeV.

Modèle de théorie effective

Dans la limite où la masse de la nouvelle particule devient trop élevée pour être produite, la résonance Z' est remplacée par une interaction de contact. On se trouve alors dans une théorie effective de basse énergie. Il faut ainsi intégrer les résonances lourdes dans le Lagrangien 4.1 du modèle avec un Z' résonant. On se retrouve ainsi avec des opérateurs de dimensions 6 :

$$\frac{1}{\Lambda^2}(\bar{t}_R\gamma^\mu t_R)(\bar{t}_R\gamma_\mu t_R)$$

où Λ est l'échelle d'énergie du processus. L'interaction de contact peut alors être décrite par le diagramme de Feynman de la Figure 4.2(b).

4.1.2 Cadre de l'étude

Valeur des couplages

Nous travaillons dans une classe de modèles où le couplage du Z' au fermions légers est supprimé face au couplage du Z' au top droit. Nous choisissons de travailler dans ce chapitre avec les constantes suivantes : $g_{t_R} = 3$ et $g_{f_L} = g_{f_R} = g_{t_L} = 10^{-4}$.

La largeur de désintégration du Z' est reliée aux couplages droit g_{iR} et gauche g_{iL} avec les fermions i de masse m_i par la relation :

$$\Gamma = \Sigma_i (g_{iL}^2 + g_{iR}^2) \cdot \sqrt{1 - \frac{4m_i^2}{M^2(Z')}} \cdot \frac{M^2(Z') - 2m_i^2}{24\pi M(Z')}$$

Comme ici le Z' se couple uniquement au top droit nous avons :

$$\Gamma = \frac{g^2}{24\pi} \cdot \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{M^2(Z')}} \cdot \frac{M^2(Z') - 2m_t^2}{M(Z')} \text{ avec } m_t = 171.2 \text{ GeV (valeur donnée par le Particle Data Groupe)}$$

Échelle de renormalisation et de factorisation

La section efficace du signal étudié dépend du choix des valeurs des échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F comme le montre la Figure 4.5(a).

Pour la génération des événements et calcul de la section efficace nous décidons pour cette étude de fixer les valeurs des échelles μ_F et μ_F pour le modèle topophile à :

$$\mu_R = \mu_F = m_t + \frac{M(Z')}{2}$$

Dans ce cas, les valeurs de section efficace du processus $pp \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ pour différentes énergies dans le centre de masse en fonction de la masse du Z' étudiée sont représentées sur la Figure 4.5(b) ainsi que l'erreur due au choix des échelles de renormalisation et factorisation.

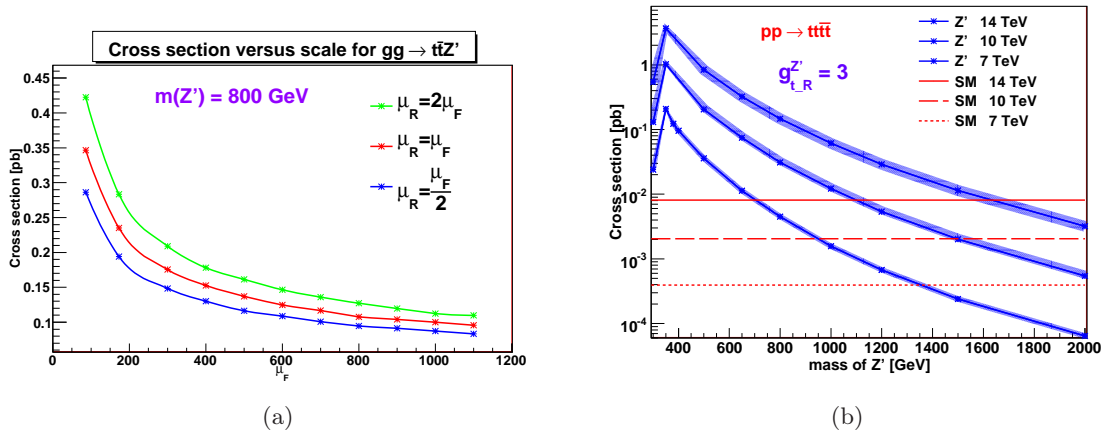


FIGURE 4.5 – (a) Section efficace de production à 14 TeV du Z' (pour une masse de 800 GeV) associé à une paire $t\bar{t}$ en fonction de l'échelle de factorisation pour différentes relations entre l'échelle de renormalisation et de factorisation, (b) Section efficace du processus $pp \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ pour différentes énergies dans le centre de masse lorsque $\mu_R = \mu_F$ pour le signal et les 4 tops du MS. Les erreurs sur la section efficace sont obtenues en faisant varier μ_R entre $\frac{1}{2}\mu_F$ et $2\mu_F$.

Signal et bruit de fond

Le Z' se désintégrant uniquement en paires $t\bar{t}$, nous avons un état final $t\bar{t}t\bar{t}$.

Le top se désintègre à 99% en $W + b$. Puis le W peut se désintégrer hadroniquement (67.6%) en paires de jets ou leptoniquement (21.3%) en lepton + neutrino. On ne prend pas en compte dans cette analyse la désintégration tauique des W (considérée comme du bruit de fond) donc on se limite au cas où un lepton est un électron (e) ou un muon (μ).

Ainsi le rapport de branchement hadronique des 4 tops est de 21%, la désintégration avec 1 lepton (e, μ) dans l'état final est de 26.3%, celle avec 2 leptons est de 12.5%, la désintégration avec 3 leptons est de 2.6% et enfin le rapport de branchement purement leptonique des 4 tops est de 0.2%. Ces rapports de branchement sont résumés dans la Table 4.1. Si les désintégrations hadroniques nous donnent le rapport de branchement le plus élevé, ce canal est le plus difficile à étudier en raison du bruit de fond QCD de ce processus. Ainsi ce sont les canaux avec 1 et 2 leptons dans l'état final qui semblent les plus prometteurs. Nous allons par la suite comparer quel canal est le plus efficace pour une découverte des modèles avec 4 tops dans l'état final.

canal de désintégration	rapport de branchement
hadronique (0 lepton)	21%
1 lepton (e ou μ)	26.3%
2 leptons (e ou μ)	12.5% : (même signes) 4.4% , (signes opposés) 8.1%
3 leptons (e ou μ)	2.6%
4 leptons (e ou μ)	0.2%

TABLE 4.1 – Rapport de branchement par canal de désintégration pour les événements à 4 tops

Notons que pour ces 2 canaux le bruit de fond $t\bar{t}$, qui possède une très grande section efficace (Cf table 4.2) est notre bruit de fond principal. Pour l'état final avec 2 leptons, nous choisissons de travailler avec 2 leptons de même signe (e ou μ) dans l'état final ce qui nous permet de rejeter une grande part du bruit de fond $t\bar{t}$. Nous avons alors un rapport de branchement de 4.38% ; cela semble faible mais reste compétitif dû à l'élimination du bruit de fond $t\bar{t}$. Dans ce cas la contribution des événements $t\bar{t}$ au bruit de fond provient d'une erreur de reconstruction sur la charge du lepton dans le détecteur (les quarks b n'ont pas été désintégrés). Cette erreur (étudiée en détail dans le chapitre suivant) dépend fortement du moment transverse des leptons (p_T) et de leur pseudo-rapidité (η) : l'erreur augmente avec p_T et η . Elle peut cependant être simulée à 1% pour les électrons (l'étude de cette erreur est effectuée dans le chapitre suivant présentant l'étude expérimentale des modèles exotiques). Comme cette erreur est négligeable pour les muons ($\epsilon_{mis} \sim 10^{-4}$), elle n'est pas ici prise en compte. La contribution au bruit de fond du processus $t\bar{t}$ devient : $\sigma_{bkg} \sim 4 \times \left(\frac{2}{9}\right)^2 \times 1\% \times \sigma_{t\bar{t}} = 2.4 \times 10^{-2} \times \sigma_{t\bar{t}}$.

Le bruit de fond restant de notre processus est multiple et provient notamment des productions suivantes du MS : $t\bar{t}t\bar{t}$, $t\bar{t}W^+W^- + jets$ (en incluant les résonances $t\bar{t}h + jets$), $t\bar{t}W^\pm + jets$, $W^+W^-W^\pm + jets$ (en incluant les résonances $Wh + jets$ pour $m_h \geq 2m_W$), $W^\pm W^\pm + jets$ et $t\bar{t}$. Pour être conservatif et considérer le cas où le bruit de fond est le plus large possible, nous avons considéré une masse du Higgs de 180 GeV. Cela favorise grandement les bruits de fond $t\bar{t}W^+W^- + jets$ et $W^+W^-W^\pm + jets$. Les sections efficaces de ces modèles sont résumées dans la Table 4.2.

Ce modèle a été implémenté sous le générateur Madgraph4 [2] pour cette étude. La production et désintégration de ces événements ont alors été simulés à l'aide de ce générateur et le programme DECAY puis l'hadronisation des particules a été effectuée sous PYTHIA 6.4 [3] pour

prendre en compte les radiations initiales et finales de particules. Il en va de même pour tous les bruits de fond excepté $t\bar{t} + 0, 1, 2, 3, 4 \text{ jets}$ ¹. Du au grand nombre de jets produits, la génération n'a pas été possible sous MadGraph : les événements ont été générés à l'aide d'ALPGEN [4] puis l'hadronisation des particules a été effectuée sous PYTHIA 6.4.

Les jets ont été reconstruits en utilisant un algorithme de cône (algorithmes GETJET de MadGraph) avec $E_T = 30 \text{ GeV}$ et une taille de cône $\Delta R = 0.4$.

processus	σ [fb]	$\sigma.BR(l^\pm l^\pm)$ [fb]	$\sigma.BR(l^\pm)$ [fb]
signal $m(Z') = 500 \text{ GeV}$	1002	41.9	264.2
signal $m(Z') = 1 \text{ TeV}$	82.5	3.5	21.8
$t\bar{t}\bar{t}$	7.5	0.3	1.98
$t\bar{t}W^+W^- + 0, 1, 2 \text{ jets}$	450	13.7	118.4
$t\bar{t}W^\pm + 0, 1, 2, 3 \text{ jets}$	595	18.4	173.9
$W^+W^-W^\pm + 0, 1, 2 \text{ jets}$	603	18.7	176.3
$W^\pm W^\pm + 0, 1, 2, 3 \text{ jets}$	340	15.5	98.0
$t\bar{t}$	442 657	203	127 574
$t\bar{t} + 1 \text{ jet}$	315 999	145	91 071
$t\bar{t} + 2 \text{ jets}$	182 868	84	52 543
$t\bar{t} + 3 \text{ jets}$	101 057	46	29 118
$t\bar{t} + 4 \text{ jets}$	36 236	17	10 439

TABLE 4.2 – Section efficace du signal et bruit de fond en fonction du rapport de branchement en 2 leptons de même signe (e ou μ)

Les valeurs des sections efficaces du signal et bruits de fond ont été calculées par les générateurs utilisés. Pour les sections efficaces en 2 leptons de même signe, le calcul a été fait par MadGraph pour le signal exotique et les 4 tops du MS tandis que les autres valeurs ont été calculées connaissant le rapport de branchement du W en qq' ou en $l\nu$.

Deux valeurs de masse du Z' sont ici étudiées : $m(Z') = 500 \text{ GeV}$ et $m(Z') = 1 \text{ TeV}$. Pour le signal exotique les processus générés sont $t\bar{t}\bar{t}$ et $t\bar{t}\bar{t} + 1 \text{ jet}$.

4.1.3 Caractéristiques du signal exotique

Étudier les propriétés de notre signal nous permet de trouver des variables discriminantes afin de mieux séparer le signal du bruit de fond et/ou de trouver des variables nous permettant de remonter à la masse du Z' .

L'impulsion transverse totale est définie comme la somme des impulsions transverses des leptons et jets en plus de l'impulsion transverse manquante, soit $H_T = \sum_{j,l,E_{miss}} |p_T^\vec{j}|$.

La distribution de cette variable pour différents modèles est représentée Figure 4.6(a). Le maximum de cette distribution varie en fonction de la masse du Z' généré pour le modèle topophile. Ainsi il serait possible de remonter à la masse du Z' via l'étude de cette variable. Nous avons donc représenté sur la Figure 4.6(b) le maximum de la distribution de cette variable en fonction de la masse du Z' généré. Le maximum est extrait par un ajustement gaussien. Il présente une forte dépendance linéaire en fonction de la masse du Z' pour des masses inférieures

1. Les échelles de renormalisation sont les suivantes : $\mu = \mu_R = \mu_F = m_t + \frac{M(Z')}{2}$ pour le signal, $\mu = 2m_t$ pour $t\bar{t}\bar{t}$, $\mu = 2m_t + m_W$ pour $t\bar{t}W^\pm + \text{jets}$, $\mu = 2m_t + m_h$ pour $t\bar{t}W^+W^- + \text{jets}$, $\mu = m_W + m_h$ pour $W^+W^-W^\pm + \text{jets}$ et enfin $\mu = 2m_W$ pour $W^\pm W^\pm + \text{jets}$

à 1.5 TeV puis stagne autour de 1.4 TeV.

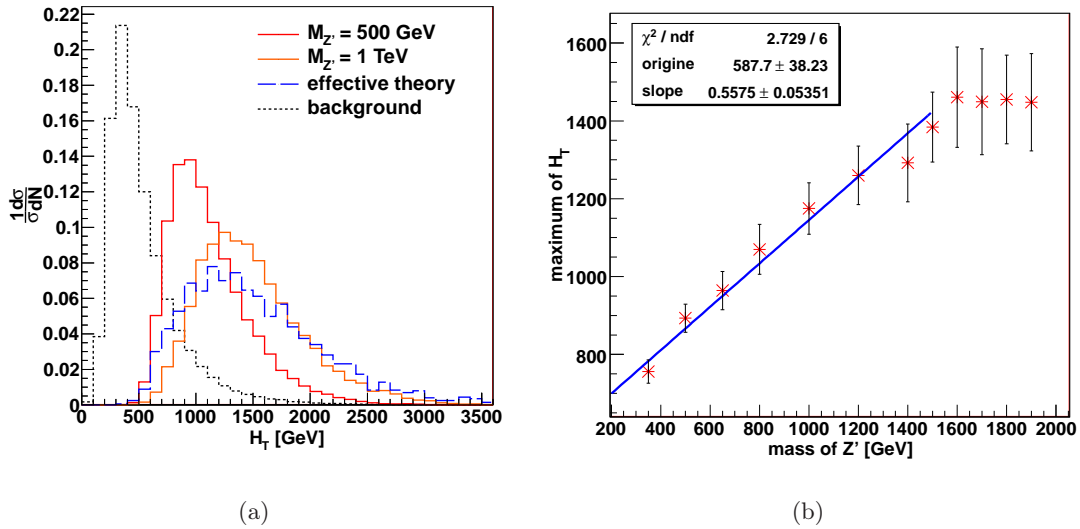


FIGURE 4.6 – (a) Distribution de l'impulsion transverse totale pour le modèle topophile avec 2 masses de Z' généré et le cas de l'interaction effective en plus du bruit de fond, (b) Maximum de l'impulsion transverse totale en fonction de la masse du Z'

Il est ainsi possible, pour des masses inférieures à 1500 GeV de remonter à la masse du Z' sans avoir à reconstruire les tops, travail non négligeable étant donné le grand nombre de jets de l'état final et la présence de 2 neutrinos : il n'est pas possible d'extraire de manière simple et précise l'impulsion transverse de chaque neutrinos à partir de l'impulsion transverse manquante.

Notons que la déduction de la masse du Z' à partir de la variable H_T demande une bonne maîtrise du bruit de fond.

Dans la limite où la masse du Z' devient trop élevée pour être produite, la résonance Z' est remplacée par une interaction de contact. On se trouve alors dans une théorie effective de basse énergie. Dans ce cas, la forme de la distribution de l'impulsion transverse totale reste la même quelle que soit la valeur de la section efficace du processus tandis que l'amplitude de cette distribution change.

4.1.4 Etude du canal 2 leptons de même signe

Le but de notre analyse est d'extraire la luminosité de découverte de ce modèle. Pour cela on se place tout d'abord dans le canal avec 2 leptons de même signe dans l'état final qui semble réduire le plus de bruit de fond. L'estimation de cette luminosité va être étudiée dans les cas où la présence ou non de jets issus de mésons B dans notre état final est requise. Nous allons enfin, travailler tout d'abord avec un algorithme de b-tagging idéal avant d'extrapoler nos résultats à un algorithme d'efficacité plus raisonnable de 60%.

4.1.4.1 Estimation pour un algorithme de b-tagging idéal

Nous nous concentrons sur la découverte des événements à 4 tops en proposant une stratégie simple, sans passer par la reconstruction complexe des événements. Nous travaillons avec une

luminosité intégrée de 10 fb^{-1} pour les 2 valeurs de masse $M(Z') = 500 \text{ GeV}$ et $M(Z') = 1 \text{ TeV}$.

Nous allons extraire la luminosité de découverte de cette nouvelle physique en fonction de différents jeux de coupures pour différentes masses du Z' recherché.

Le signal exotique se caractérise par 2 leptons de même signe et un grand nombre de jets dans l'état final (8 au total) dont 4 sont des jets b. Afin de supprimer les jets issus des radiations des particules et les leptons issus de désintégrations des jets, nous ne gardons que des jets et des leptons d'impulsion transverse $p_T \geq 30 \text{ GeV}$.

Dans un premier temps nous considérons le cas idéal d'un algorithme de b-tagging avec une efficacité $btage_{eff} = 100\%$ pour une première estimation de la luminosité de découverte. Avec de telles coupures et définitions nous avons les distributions en nombre total de jets et en nombre de jets b représentées sur la Figure 4.7.

Le choix des coupures se fait par la mesure de la signification statistique [5], notée \mathfrak{S} . Pour un nombre donné d'événements de signal et bruit de fond attendu (S et B respectivement) il existe de nombreuses façons de calculer cette signification [6]. Deux définitions ont été ici utilisées :

$$\begin{aligned} - \mathfrak{S}_1 &= \sqrt{2[(S+B)\log(1+\frac{S}{B}) - S]} \\ - \mathfrak{S}_2 &= \frac{S}{\sqrt{B+1}} \end{aligned}$$

Après extraction des valeurs pour différents jeux de coupures ces deux variables se sont estimées quasi-équivalentes et la deuxième définition a été utilisée.

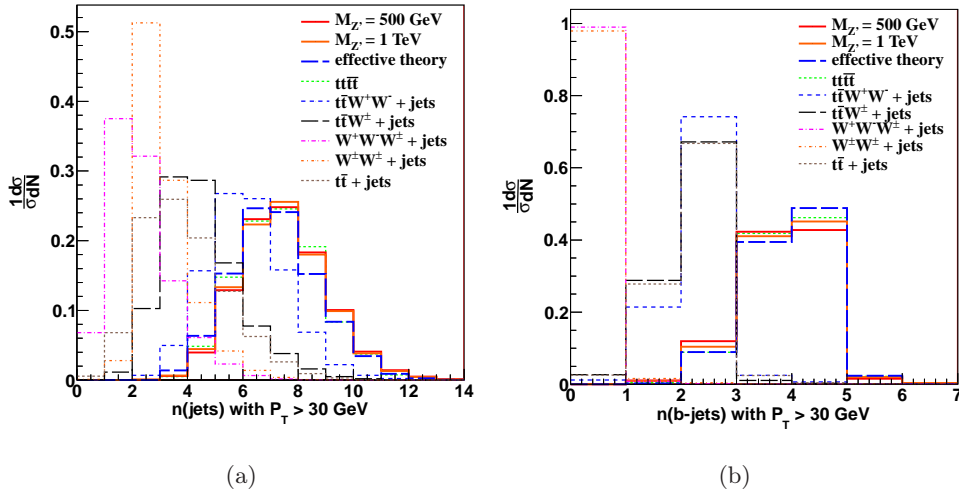


FIGURE 4.7 – Distribution pour le signal exotique et les différents bruits de fond du nombre total de jets (a) et du nombre de jets lourds (b)

Les coupures utilisées pour le calcul de la luminosité de découverte en fonction de la masse du Z' ont été déterminées de façon à maximiser la signification statistique. Les valeurs de cette signification en fonction des différentes coupures utilisées sont reportées dans l'annexe. Nous avons obtenu les valeurs suivantes :

Pour $m(Z') = 500 \text{ GeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 6 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 700 \text{ GeV} \end{cases}$$

Pour $m(Z') = 1 \text{ TeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 5 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 1.2 \text{ TeV} \end{cases}$$

Luminosité de découverte

La luminosité de découverte \mathcal{L}_{deco} est définie comme la luminosité pour laquelle la signification statistique vaut 5. Le nombre d'événements N est égal à $\sigma \times \mathcal{L}$ avec σ la section efficace de génération des événements et \mathcal{L} la luminosité à laquelle sont produits les événements. Ainsi si $\mathfrak{S} = \frac{N_S}{\sqrt{N_B+1}}$ la luminosité de découverte est la suivante :

$$\mathcal{L}_{deco} = \frac{5\mathcal{L}}{2N_S^2} \left[5N_B + \sqrt{25N_B^2 + 4N_S^2} \right] \quad (4.2)$$

Avec les coupures définies ci-dessus nous obtenons 42 événements de bruit de fond pour 297 événements de signal si $M(Z') = 500 \text{ GeV}$ donc la luminosité de découverte vaut $2.4 \cdot 10^{-1} \text{ fb}^{-1}$. Pour un Z' de 1 TeV nous avons une luminosité de découverte de 9.7 fb^{-1} comme le montre la Table 4.3.

Cette luminosité de découverte est très faible et nous permettrait ainsi de découvrir le modèle topophile avec un Z' résonant dès les premières prises de données du LHC à haute luminosité. Cependant, cette étude a été effectuée pour une efficacité de b-tagging de 100% alors que les algorithmes utilisés au LHC possèdent des efficacités comprises habituellement entre 60 et 80%. Pour un résultat plus réaliste de luminosité de découverte nous allons extrapoler nos résultats à une valeur plus raisonnable de b-tagging. Nous choisissons de travailler avec une efficacité de b-tagging de 60%, afin de rester cohérent avec les détecteurs du LHC et de ne pas sous estimer notre luminosité de découverte.

$M_{Z'}$	$\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$			$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$
	N_S	N_B	\mathfrak{S}	
500 GeV	297	42	45.2	$2.4 \cdot 10^{-1}$
1 TeV	22	17	5.2	9.7

TABLE 4.3 – Nombre d'événements de signal, bruit de fond et signification statistique pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , et luminosité de découverte pour les deux masses de Z' générée avec les coupures définies précédemment

Notons enfin que ces valeurs sont dérivées pour $g_{t_R} = 3$ et peuvent être obtenues pour une autre valeur de couplage sachant qu'approximativement $\sigma_{4t,Z'} \propto g_{t_R}^4$ et donc il suffit de renormaliser $N_S(g_{t_R}) \sim N_S(g_{t_R} = 3) \cdot \left(\frac{g_{t_R}}{3}\right)^3$.

4.1.4.2 Extrapolation pour une efficacité de b-tagging de 60%

Les algorithmes de b-tagging possèdent une certaine efficacité d'identification des jets lourds et légers. Celle-ci dépend notamment de la pseudo-rapacité des jets et de leur impulsion transverse :

- à faible impulsion transverse l'efficacité diminue à cause de la diffusion multiple des particules chargées dans les jets (diffusion élastique ou inélastique avec le milieu environnant qui défléchit la trajectoire de la particule),
- à haute impulsion transverse les jets sont collimatés, donc plus dense, ce qui augmente l'erreur sur la reconstruction spatiale des jets faisant diminuer l'efficacité d'identification des jets issus de méson B,
- enfin, à grande pseudo-rapidité les calorimètres sont moins bien calibrés et l'acceptance des jets chargés est plus faible donc l'efficacité d'identification diminue

Pour finir, il est important de noter qu'un algorithme de b-tagging associe une valeur, comprise entre 0 et 1 à chaque jet : des jets issus de méson B, appelés lourds, sont associés à des valeurs élevées et inversement pour des jets issus des quarks u, d, c et s appelés jets légers. Le choix d'une valeur de coupure dépendra de l'efficacité d'identification (sélection des jets b) et de la pureté de l'événement choisie (rejet des jets légers) : plus la coupure est haute, plus la pureté augmente mais l'efficacité de l'événement diminue.

Le choix du point de référence est donc un compromis entre efficacité et pureté du b-tagging.

Nous choisissons ici une efficacité d'identification de 60%. La simulation de la pureté des événements (environ 94% pour les algorithmes d'ATLAS sur les événements $t\bar{t}$) n'a pas été prise en compte.

Afin d'extrapoler de manière simple les résultats, nous normalisons les distributions avec n jets b par 0.6^n . Les distributions de la masse invariante totale (définie comme $M_{tot} = \sum_i E_i - \sum_i P_{xi} - \sum_i P_{yi} - \sum_i P_{zi}$) obtenue pour $btageff = 100\%$ et 60% sont représentées sur la Figure 4.8.

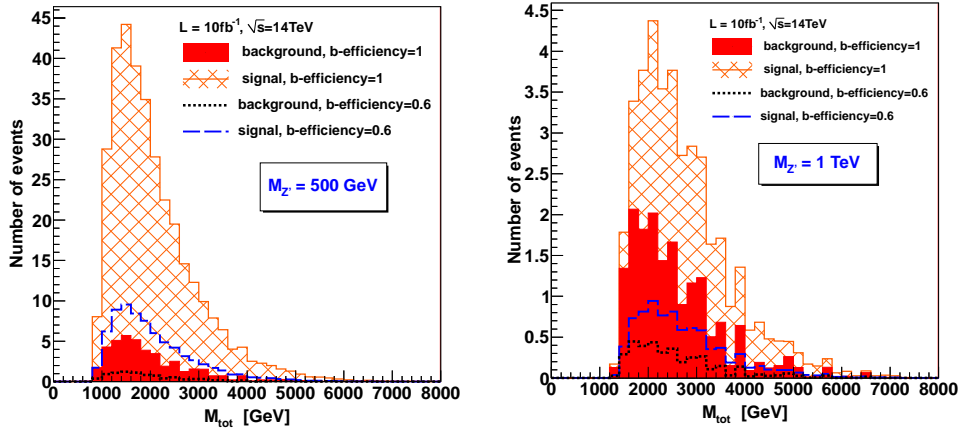


FIGURE 4.8 – Distribution de la masse invariante totale M_{Tot} pour $btageff = 100\%$ et 60% avec les coupures définies précédemment.

En choisissant un point de fonctionnement de 60% d'efficacité pour le b-tagging le nombre d'événement diminue par 5 environ pour le signal et le bruit de fond : nous obtenons une luminosité de découverte de 1.1 fb^{-1} pour un Z' de 500 GeV et de 45 fb^{-1} pour un Z' de 1 TeV comme le montre la Table 4.4.

On s'aperçoit que la luminosité de découverte diminue fortement avec l'efficacité du b-tagging : en diminuant le nombre d'événements par 4.6, on augmente la luminosité de découverte par ce même facteur pour une diminution d'efficacité de 30%. On peut donc se questionner, pour des valeurs moyennes de b-tagging, sur l'utilité de la coupure du nombre de jets b, celle

signal :		$M(Z') = 500 \text{ GeV}$	$M(Z') = 1 \text{ TeV}$
$btag_{eff} = 100\%$:	$\mathfrak{S} [\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}]$	45.2	5.2
	$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	$2.4 \cdot 10^{-1}$	9.7
$btag_{eff} = 60\%$:	$\mathfrak{S} [\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}]$	20.2	2.2
	$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	1.1	45.0

TABLE 4.4 – Signification statistique pour une luminosité de 10 fb^{-1} et luminosité de découverte pour les coupures et masse de Z' définies précédemment avec $btag_{eff} = 100\%$ et 60%

ci réduisant grandement notre nombre d'événements. Nous allons donc étudier dans la partie suivante la luminosité de découverte sans la coupure sur le nombre de jets lourds et comparer l'efficacité de ce choix de coupures avec les résultats précédents.

4.1.4.3 Analyse sans b-tagging

Les coupures utilisées ici se font uniquement sur le nombre total de jets et l'impulsion transverse totale. La maximisation de la signification statistique nous donne les coupures suivantes :

Pour $m(Z') = 500 \text{ GeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 7 \\ H_T \geq 700 \text{ GeV} \end{cases}$$

Pour $m(Z') = 1 \text{ TeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 7 \\ H_T \geq 1.1 \text{ TeV} \end{cases}$$

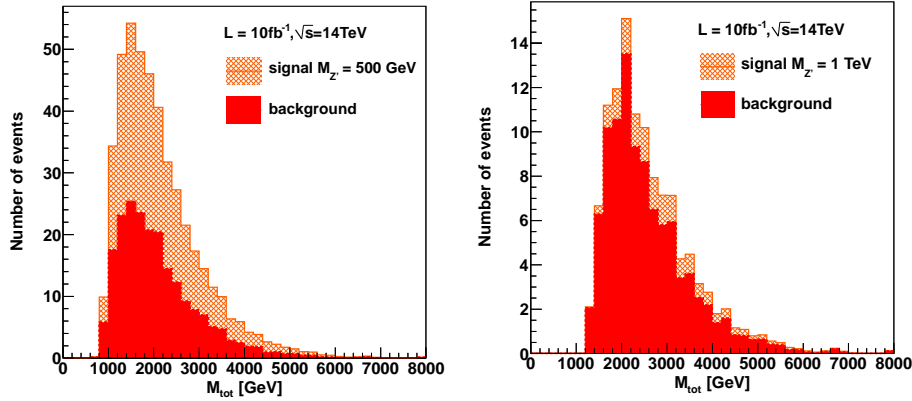


FIGURE 4.9 – Distribution de la masse invariante totale M_{Tot} pour $n_j \geq 7$ et (a) $H_T > 700 \text{ GeV}$, (b) $H_T > 1.1 \text{ TeV}$

Avec de telles coupures, les distributions de la masse invariante totale sont représentées sur la Figure 4.9. Nous obtenons une luminosité de découverte de $9.7 \cdot 10^{-1} \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 500 GeV et une luminosité de découverte de 87 fb^{-1} pour un Z' de 1 TeV comme le montre la Table 4.5.

En ne prenant pas en compte le nombre de jets lourds dans l'événement, la luminosité de découverte reste du même ordre de grandeur qu'une efficacité de b-tagging 60% pour de petites masses de Z' tandis qu'elle diminue fortement pour des valeurs élevées de Z' .

Ainsi la coupure sur le nombre de jets lourds reste nécessaire pour la découverte des événements topophile auprès du LHC à faible luminosité intégrée.

$M_{Z'}$	$\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$			$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$
	N_S	N_B	\mathfrak{S}	
500 GeV	239	212	16.4	$9.7 \cdot 10^{-1}$
1 TeV	17	98	1.7	87.2

TABLE 4.5 – *Signal, bruit de fond et signification statistique pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , et luminosité de découverte pour les deux masses de Z' générée avec les coupures définies précédemment*

4.1.5 Etude du canal 1 lepton+jets

Le canal avec 2 leptons de même signe dans l'état final est celui qui réduit le plus de bruit de fond avant coupures. Cependant il réduit également les événements de signal. Afin d'optimiser au mieux le choix du canal de découverte nous allons maintenant extraire la luminosité de découverte pour le canal 1 lepton+jets et regarder la compétitivité de ce canal par rapport au canal précédent.

Comme le montre la Table 4.2, le bruit de fond $t\bar{t}$ est largement supérieur aux autres bruits de fond qui deviennent négligeables. Nous pouvons donc ici ne pas les prendre en compte.

Comme précédemment nous étudions le cas d'un algorithme de b-tagging d'efficacité de 100% afin d'extrapoler les résultats à une efficacité de b-tagging de 60%.

4.1.5.1 Estimation de la luminosité de découverte

Le signal exotique se caractérise désormais par 1 lepton et 10 jets dans l'état final dont 4 sont des jets b. Nous ne gardons toujours que des jets et des leptons d'impulsion transverse $p_T \geq 30 \text{ GeV}$ afin de supprimer les jets de radiations et les leptons issus de jets. En considérant un algorithme de b-tagging idéal nous obtenons les distributions en nombre total de jets et en nombre de jets lourds représentées sur la Figure 4.10(a,b).

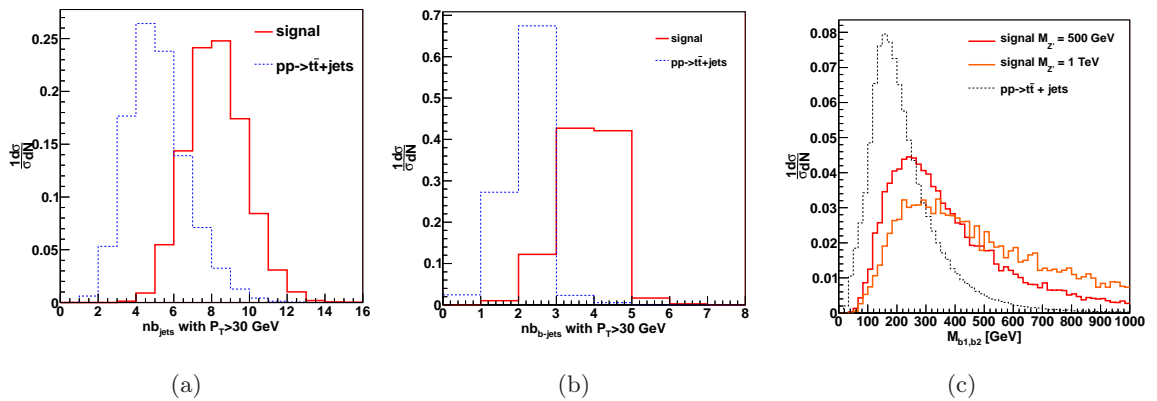


FIGURE 4.10 – *Distribution du nombre de jets lourds et légers (a), du nombre de jets lourds (b) et de la masse invariante des 2 jets b de plus grande impulsion transverse (c)*

Afin de couper le maximum de bruit de fond nous devons augmenter la coupure sur l'impulsion transverse totale H_T par rapport au canal précédent. Par exemple, pour un Z' de 500 GeV la coupure optimale passe de 700 GeV à 800 GeV pour $n_j \geq 6$ et $n_b \geq 3$. Cependant, la signification statistique reste faible : pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} nous obtenons \mathfrak{S}

= 9.1. Nous sommes beaucoup moins compétitif que précédemment.

Une autre variable discriminante a donc été recherchée, nous permettant de couper au mieux le bruit de fond : il s'agit de la masse invariante des 2 jets b de plus grande impulsion transverse. Cette distribution est représentée sur la Figure 4.10(c). Le signal exotique tend vers des valeurs de masses plus élevées que les événements du MS étant donné que les quarks top issus du Z' sont plus énergétiques que les tops spectateurs.

Si l'on ne garde que les événements avec $M_{bb} > 100$ GeV en plus des coupures précédentes nous augmentons la signification statistique : $\mathfrak{S}=12.7$.

L'ajustement des coupures sur n_j , n_b , H_T et M_{bb} a été effectué pour les deux masses de Z' étudiées. Nous avons obtenus : $n_j \geq 6$, $n_b \geq 3$, $M_{bb} \geq 100$ GeV et $H_T \geq 800$ GeV pour $m(Z') = 500$ GeV tandis que $H_T \geq 1.2$ TeV pour $m(Z') = 1$ TeV.

Avec ce jeu de coupures nous obtenons une luminosité de découverte de 1.6 fb^{-1} pour un Z' de 500 GeV et 129 fb^{-1} pour un Z' de 1 TeV comme le montre la Table 4.6.

$M_{Z'}$	$\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}$			$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	
	N_S	N_B	\mathfrak{S}	$btageff = 100\%$	$btageff = 60\%$
500 GeV	1920	22984	12.7	1.6	6.8
1 TeV	126	8217	1.4	128.9	583

TABLE 4.6 – Luminosité de découverte pour les deux masses de Z' avec les coupures suivantes : $n_j \geq 6$, $n_b \geq 3$, $M_{bb} \geq 100$ GeV et $H_T \geq 800$ GeV (1.2 TeV) pour un Z' de 500 GeV (1 TeV).

On s'aperçoit ici que ce canal est beaucoup moins compétitif que l'état final à deux leptons de même signe. De plus, si l'on extrapole les résultats précédents pour une efficacité $btageff = 60\%$ la luminosité de découverte augmente considérablement : nous obtenons une luminosité de 6.8 fb^{-1} pour un Z' de 500 GeV et de 583 pour un Z' de 1 TeV. Cette dernière valeur de luminosité extrêmement élevée ne peut être atteinte auprès des détecteurs du LHC à énergie nominale qu'après plusieurs années de fonctionnement.

Nous avons vu dans la partie 4.1.4.3 que le fait de ne pas imposer la présence de jet b dans l'état final est encore moins efficace pour notre étude que de demander des jets b dans l'état final en utilisant une efficacité $btageff = 60\%$. Ainsi ce choix de coupures n'est pas ici pris en compte.

4.1.5.2 Etude de la polarisation du quark top

Nous savons que le Z' exotique se couple uniquement au tops de chiralité droite alors que les tops du MS sont produits par des processus de QCD, invariants par parité : on attend autant de tops de chiralité droite que de tops de chiralité gauche. Ainsi étudier les corrélations de spin [7] ou la polarisation des quarks top [8–10], pourrait nous donner de bonnes indications sur la façon de séparer le signal du bruit de fond.

La polarisation des quarks top est étudiée à partir de la distribution angulaire de leurs produits de désintégration. Dans le canal de désintégration $t \rightarrow W^+b \rightarrow l^+\nu$ la distribution angulaire de la particule X (où $X = W^+, l^+, \nu$) est donnée par :

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta_X} = \frac{1}{2}(1 + \alpha_X \cos\theta_X) \quad (4.3)$$

où θ_X est l'angle entre la direction de la particule X et l'axe du spin du top dans le référentiel du quark top.

Les constantes α_X prennent les valeurs suivantes :

- $\alpha_{l^+} = \alpha_{\bar{d}} = 1$
- $\alpha_\nu = \alpha_u = -0.32$
- $\alpha_{W^+} = -\alpha_b = 0.41$

De l'équation 4.3 nous obtenons la section efficace de production différentielle suivante :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_X} = F_R + F_L = \frac{A}{2}(1 + \alpha_X \cos\theta_X) + \frac{1-A}{2}(1 - \alpha_X \cos\theta_X)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_X} = (A - \frac{1}{2})\alpha_X \cos\theta_X + \frac{1}{2} \quad (4.4)$$

La distribution de $\cos\theta_{l^+}$ pour $M(Z') = 800$ GeV est représentée sur la Figure 4.11(a).

Grâce à un ajustement de cette distribution par l'équation 4.4 nous obtenons les valeurs suivantes :

- $A \simeq 0.78 \pm 0.18$ pour le modèle exotique
- $A \simeq 0.50 \pm 0.11$ pour le MS

Le même travail est effectué pour différentes valeurs de la masse du Z' . Les résultats sont reportés sur la Figure 4.11(b) :

- pour de faibles masses de Z' la valeur de polarisation diminue. Cela est attendu car pour des quarks top de petite impulsion transverse le spin a le temps de se retourner,
- pour de hautes masses du Z' le quark top est boosté mais la valeur maximale à 0,8 s'explique par la masse du quark top [11]. En effet, si la chiralité du top est toujours droite, la variable mesurée expérimentalement est l'hélicité de la particule. Si l'hélicité et la chiralité sont équivalentes pour des particules de masse nulle, cela n'est plus le cas pour des particules massives. Comme celles-ci ne sont plus relativistes mais quasi-relativistes, la valeur de polarisation s'approche de 1 sans l'atteindre. Si le top était une particule sans masse on aurait $A \sim 1$.

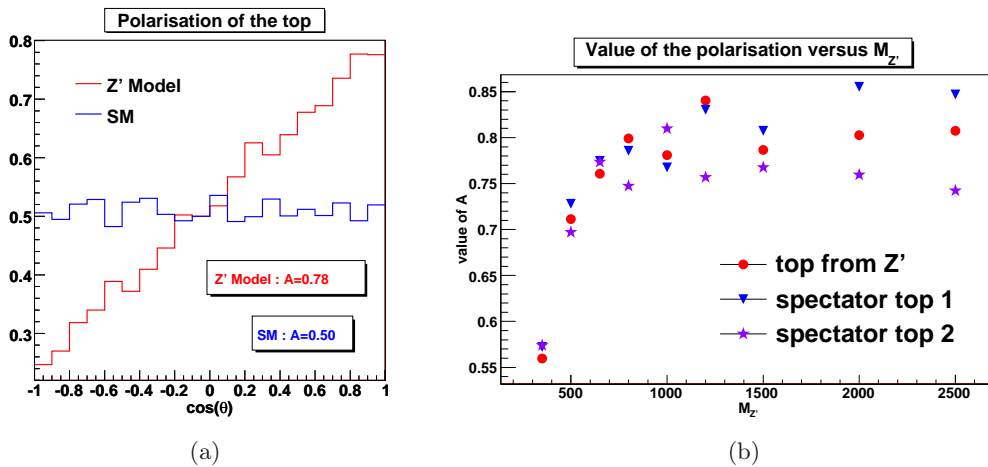


FIGURE 4.11 – (a) Distribution de $\cos\theta_{l^+}$ pour le modèle exotique et pour le MS (b) Valeur du paramètre A en fonction de la masse du Z' pour les tops issus du Z' et les (anti)tops spectateurs

Ainsi la mesure de la polarisation du quark top nous permet de mettre en évidence du signal de nouvelle physique, pour une bonne mesure du bruit de fond.

Cependant cela implique d'une part de reconstruire les quarks tops et d'autre part de posséder une statistique suffisante.

Polarisation du top dans les événements reconstruits

Nous regardons maintenant la polarisation du quark top pour les événements reconstruits du signal et du bruit de fond dans le canal avec 1 lepton dans l'état final. Pour reconstruire les tops leptoniques nous utilisons l'algorithme suivant :

- La masse transverse du W est égale à la masse transverse invariante du lepton et du neutrino. Nous ne gardons que les événements satisfaisant la coupure suivante : $|M_T(W)_{reco} - M(W)_{pdg}| \leq 20$ GeV où $M(W)_{pdg} = 80$ GeV.
- Le top est reconstruit en choisissant le jet b le plus proche du lepton. Puis nous coupons sur $|M(top)_{reco} - M(top)_{pdg}| \leq 30$ GeV où $M(top)_{pdg} = 171$ GeV

Les distributions de l'angle entre la direction du lepton et l'axe du spin du top reconstruit dans le référentiel du quark top sont représentées sur la Figure 4.12 pour le bruit de fond $t\bar{t}$ + jets et le modèle exotique avec $M(Z') = 500$ GeV et $M(Z') = 1$ TeV.

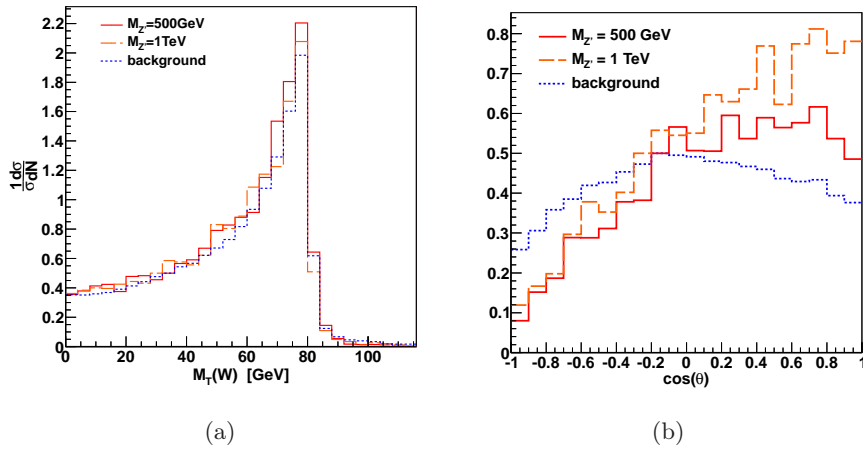


FIGURE 4.12 – Pour le bruit de fond $t\bar{t}$ + jets et le modèle exotique avec $M(Z') = 500$ GeV et $M(Z') = 1$ TeV : (a) Distribution de la masse transverse du boson W et (b) Distribution de l'angle entre la direction du lepton et l'axe du spin du top reconstruit dans le référentiel du quark top

La valeur de la polarisation est alors extraite grâce à la formule 4.3 pour le bruit de fond et les deux masses de Z' étudiées. Nous trouvons :

- $A \simeq 0.69 \pm 0.02$ pour le modèle exotique avec $M(Z') = 500$ GeV
- $A \simeq 0.79 \pm 0.02$ pour le modèle exotique avec $M(Z') = 1$ TeV
- $A \simeq 0.62 \pm 0.02$ (si $\cos(\theta) < 0$) et $A \simeq 0.44 \pm 0.02$ (si $\cos(\theta) > 0$) pour le bruit de fond

En effectuant les coupures de la partie 4.1.5.1 sur le signal puis en extrayant la polarisation du signal obtenue (somme du signal exotique et du bruit de fond), nous trouvons dans les 2 cas une polarisation coïncidant avec celle du Modèle Standard : nous sommes dominés par le bruit

de fond et le manque de statistique.

4.1.6 Conclusion

Les événements du modèle topophile attendus au LHC ont été étudiés, pour un énergie de 14 TeV dans le centre de masse du collisionneur, dans le canal 2 leptons de même signe puis 1 lepton dans l'état final. Dans ces 2 cas, nous avons travaillé dans un premier temps avec un algorithme de b-tagging de 100% puis de 60% et dans un deuxième temps nous avons regardé les événements attendus sans imposer la présence de jet b dans l'état final. Les luminosités de découverte obtenues dans ces différents cas sont résumées dans la Table 4.7.

Le canal d'étude avec 2 leptons de même signe dans l'état final est ce que l'on appelle le « canal en or » de découverte des résonances topophiles : il nous permet d'atteindre à 14 TeV des luminosités de découverte de $2.4 \cdot 10^{-1} \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 500 GeV et de 9.7 fb^{-1} pour un Z' de 1 TeV avec un algorithme de b-tagging idéal tandis qu'un algorithme de b-tagging de 60% d'efficacité nous donne 1.1 fb^{-1} pour un Z' de 500 GeV et 45.0 fb^{-1} pour un Z' de 1 TeV.

De plus, ces valeurs sont basées sur une stratégie simple de sélection des événements et l'on n'a ici pas besoin de passer par la reconstruction complexes des événements.

canal	$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	$M(Z') [\text{GeV}]$	
		500	1000
2 leptons de même signe	$btag_{eff} = 100\%$	$2.4 \cdot 10^{-1}$	9.7
	$btag_{eff} = 60\%$	1.1	45.0
	aucun jet b	$9.7 \cdot 10^{-1}$	87.2
1 lepton	$btag_{eff} = 100\%$	1.6	128.9
	$btag_{eff} = 60\%$	6.8	583

TABLE 4.7 – Luminosité de découverte pour chaque canal et efficacité de b-tagging utilisé lorsque la présence de jets b est requise.

Une autre possibilité de découverte du modèle topophile est l'étude des corrélations de spin ou, par intégration, de la polarisation des quarks tops. Cependant, cette analyse demande une statistique très importante pour être concluante.

Enfin, il est important de noter qu'il est possible de remonter à la masse du Z' sans avoir à reconstruire les tops si le maximum de la distribution de l'impulsion transverse totale de l'événement est inférieure à 1.4 TeV. En effet, l'impulsion transverse totale de l'événement est relié linéairement à la masse du Z' par la formule : $H_T = 0.6 * M_{Z'} + 588$ si la masse de la particule exotique est inférieure à 1.5 TeV. Ceci demande cependant une bonne maîtrise et réjection des bruits de fond.

4.1.7 Étude des événements attendus à 7 TeV

La luminosité de découverte du modèle topophile avec une résonance Z' est très faible pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse du LHC. On peut donc se demander s'il est possible de découvrir ce modèle au LHC avec une énergie de 7 TeV.

Nous allons regarder dans cette partie de faibles masses de Z' : une masse de 350 GeV et une autre de 500 GeV. En effet, la section efficace du processus augmente pour de faible masse de Z' et, à partir des résultats obtenus précédemment à 14 TeV, nous pouvons en déduire que ce

modèle ne peut pas être découvert à 7 TeV si la masse de la résonance Z' est trop grande. Dans ce cas, seule une limite sur la masse du Z' pourra être estimée.

Tous les bruits de fond n'ont pu être générés, mais nous savons d'après l'étude qui précède que c'est $t\bar{t}$ qui domine de loin et cela nous permet en première approche de se faire une idée de la luminosité utile à la découverte du modèle topophile. Ainsi, seul le bruit de fond principal ($t\bar{t} + jets$) a ici été pris en compte avec le bruit de fond $tt\bar{t}$.

Les événements exotiques et le processus $tt\bar{t}$ ont été générés avec MadGraph4 puis hadronisés sous PYTHIA 6.4 tandis que les processus $t\bar{t} + jets$ ont été générés à l'aide d'ALPGEN puis hadronisés sous PYTHIA 6.4. Les valeurs des sections efficaces du signal exotique et des bruits de fond sont reportés dans la Table 4.8. Nous allons étudier le canal avec 2 leptons de même signe dans l'état final car nous avons vu précédemment que ce canal est le plus discriminant pour la découverte de notre modèle.

process	σ [fb]	$\sigma.BR(l^\pm l^\pm)$ [fb]
signal $m(Z') = 350$ GeV	227	9.4
signal $m(Z') = 500$ GeV	41	1.7
$tt\bar{t}$	0.7	0.03
$t\bar{t}$	93 100	42.7
$t\bar{t} + 1$ jet	71 700	32.9
$t\bar{t} + 2$ jets	37 200	17.1
$t\bar{t} + 3$ jets	15 800	7.3
$t\bar{t} + 4$ jets	4 200	1.9

TABLE 4.8 – Section efficace du signal et bruit de fond en fonction du rapport de branchement en 2 leptons de même signe (e ou μ)

Comme pour l'étude des événements à énergie nominale, nous coupons sur le nombre total de jets, le nombre de jets lourds et l'impulsion transverse totale. Les coupures utilisées, dépendant de la masse du Z' générée, sont les suivantes :

Pour $m(Z') = 350$ GeV :

$$\begin{cases} n_j \geq 6 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 400 \text{ GeV} \end{cases}$$

Pour $m(Z') = 500$ GeV :

$$\begin{cases} n_j \geq 6 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 700 \text{ GeV} \end{cases}$$

Avec ces coupures, la luminosité de découverte est de 5.7 fb^{-1} pour $btag_{eff} = 100\%$ et 32.0 fb^{-1} pour $btag_{eff} = 60\%$ en choisissant un Z' de 500 GeV comme le montre la Table 4.9. Si la masse diminue nous pouvons atteindre 0.8 fb^{-1} pour $btag_{eff} = 100\%$ et 3.6 fb^{-1} pour $btag_{eff} = 60\%$ en choisissant un Z' de 350 GeV.

Etant donnée que la luminosité intégrée enregistrée au LHC pour 7 TeV dans le centre de masse est de 5 fb^{-1} , il est possible de découvrir ce modèle uniquement si le Z' est de faible masse et si on travaille avec un bon algorithme de b-tagging. Dans le cas contraire une limite sur la masse du Z' pourra être estimée.

Nous en concluons qu'un Z' de 350 GeV avec un couplage au top droit $g_{t_R} = 3$ peut être exclu avec les données du LHC à 7 TeV et les prises de données de 2012 à 8 TeV permettront de contraindre ces modèles dans l'intervalle de masse [350, 500] GeV.

signal :		$M(Z') = 350 \text{ GeV}$	$M(Z') = 500 \text{ GeV}$
$btag_{eff} = 100\%$:	$\mathcal{S} [\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}]$	39.3	8.57
	$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	0.79	4.92
$btag_{eff} = 60\%$:	$\mathcal{S} [\mathcal{L} = 10 \text{ fb}^{-1}]$	12.7	1.82
	$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	3.56	32.02

TABLE 4.9 – *Signal, bruit de fond et signification statistique pour une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} , et luminosité de découverte pour les deux masses de Z' générée avec les coupures définies précédemment pour $btag_{eff} = 100\%$ et 60%*

4.1.8 Théorie Effective

De même que pour un Z' résonnant, le signal de théorie effective a été généré et désintégré avec MadGraph4 puis l'hadronisation a été effectuée à l'aide de PYTHIA 6.4. Les bruits de fonds ne changent pas comme nous avons toujours 4 tops dans l'état final. L'étude de ce signal exotique a été effectuée pour une section efficace inclusive $\sigma = 111.5 \text{ fb}$ donc la section efficace de désintégration en deux leptons de même signe est $\sigma.BR(l^\pm l^\pm) = 39.4 \text{ fb}$.

A partir de ce point de référence, la luminosité de découverte peut être ensuite facilement extrapolée pour d'autres sections efficaces. En effet, nous avons constaté que la forme des distributions sur lesquelles sont effectuées nos coupures ne changent pas en fonction de l'échelle d'énergie Λ supprimant l'interaction effective à 4 tops comme le montre la Figure 4.6 : pour $M(Z') \geq 1.5 \text{ TeV}$ les formes des distributions sont inchangées.

Les coupures utilisées dans cette partie sont plus strictes que pour un Z' résonnant car la section efficace du signal effectif est bien plus faible. Nos coupures portent sur : l'impulsion transverse totale, représentée sur la Figure 4.6, le nombre total de jets et de jets b, représentées sur la Figure 4.7 et la masse invariante des 2 jets b les plus énergétiques, représentée sur la Figure 4.13.

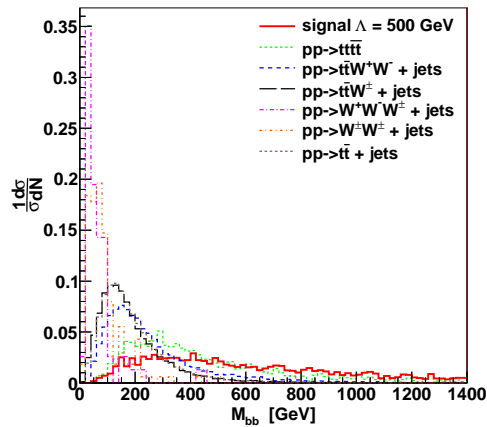


FIGURE 4.13 – *Distribution de la masse invariante des 2 jets b les plus énergétiques.*

L'ajustement des coupures sur ces variables, obtenue en maximisant la signification statistique nous donne les valeurs suivantes : $n_j \geq 5$, $n_b \geq 3$, $H_T \geq 1.2 \text{ TeV}$, $M_{bb} \geq 130 \text{ GeV}$.

Ces coupures nous donnent une luminosité de découverte de 4.5 fb^{-1} pour une section efficace inclusive de 111.5 fb avec une efficacité de b-tagging de 100% . Par extrapolation nous obtenons

$\mathcal{L}_{deco} = 25.4 \text{ fb}^{-1}$ pour une efficacité de b-tagging de 60%.

Afin de calculer la luminosité de découverte pour chaque valeur de la section efficace, nous partons de l'équation 4.2. Nous savons que $N_i = \sigma'_i \cdot \mathcal{L}$ où la section efficace après coupure σ'_i est reliée à la section avant coupure σ par la relation $\sigma'_i = x_i \cdot \sigma_i$ comme la forme des distributions ne change pas avec Λ . Ainsi l'équation 4.2 peut se réécrire de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{deco} = \frac{5}{\mathcal{L} x_S^2 \sigma_S^2} \left[5\sigma'_B + \sqrt{25\sigma_B'^2 + 4x_S^2 \sigma_S^2} \right] \quad (4.5)$$

- Pour le bruit de fond nous avons 17 événements pour une luminosité de 10 fb^{-1} donc $\sigma'_B = 1.7 \text{ fb}$ quelle que soit la valeur de la section efficace.
- Pour le signal nous avons $\mathcal{L}_{deco} = 4.5 \text{ fb}^{-1}$ pour $btag_{eff} = 100\%$ et $\mathcal{L}_{deco} = 25.4 \text{ fb}^{-1}$ pour $btag_{eff} = 60\%$ en prenant une section efficace de 112 fb.
Ainsi $x_S = 0.83$ si $btag_{eff} = 100\%$ et $x_S = 0.03$ si $btag_{eff} = 60\%$.

Nous pouvons ainsi remonter à la luminosité de découverte connaissant la section efficace du processus à l'aide de l'équation 4.5. Cette luminosité est représentée sur la Figure 4.14.

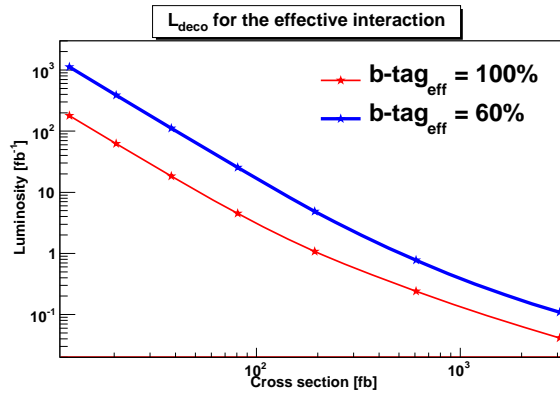


FIGURE 4.14 – Luminosité de découverte de l'interaction effective en fonction de sa section efficace pour $btage_{eff} = 60\%$ et 100%

Comme attendue, la luminosité de découverte d'une interaction effective est bien plus grande que celle d'un modèle avec résonance car, comme illustré Figure 4.6 ; la distribution de H_T est moins piquée. Du fait de l'absence de résonance, la forme des distributions ne dépend plus des variables étudiées : il devient donc plus difficile de discriminer le signal exotique du bruit de fond.

4.2 Le Modèle Supersymétrique

En supersymétrie chaque fermion (boson) possède un partenaire bosonique (fermionique), formant ainsi des couples super-partenaires (x, \tilde{x}) . Les partenaires des quarks sont appelés *squarks* et les partenaires des leptons sont les *sleptons*.

Les *gauginos*, partenaires des bosons de jauge, sont : le *gluino* (partenaire du gluon) portant une charge de couleur, le *wino* (partenaire du boson W) et le *bino* (partenaire du boson de jauge de l'hypercharge faible) qui se mélange avec le *gaugino* correspondant à l'isospin faible pour donner le *photino* et le *zino* : le *zino* est le partenaire du boson Z et le *photino* est le

partenaire du photon. Lors de la brisure spontanée de supersymétrie, les superpartenaires des bosons de jauge standards se mélangent avec les *higgsinos* (partenaires du Higgs) pour former des états propres de masse appelés *neutralinos* (neutre) et *charginos* (chargé).

Les neutralinos sont notés χ_i (où $i=1,2,3,4$) et comprennent une particule stable qui est la plus légère. Celle-ci est un candidat à la matière noire de notre univers. Le chargino est noté χ^\pm .

Le modèle supersymétrique peut également nous donner 4 tops dans l'état final avec une section efficace plus importante que la production à 4 tops du MS. On considère ici la production de paires de gluinos par fusion de gluon comme le montre la Figure 4.15(a). Chaque gluino se désintègre alors en paires top-antitop puis l'antitop se désintègre en antitop et neutralino comme le montre la Figure 4.15(b). Nous avons donc un état final avec 4 tops et 2 neutralinos soit 4 tops plus une grande énergie transverse manquante.



FIGURE 4.15 – Diagrammes de Feynman pour une production de paires de gluinos (gauche) et désintégration d'un gluino en paires top-antitop+neutralino(droite)

4.2.1 Configuration du modèle supersymétrique

Ce modèle permet de résoudre le problème de hiérarchie comme expliqué dans la partie 3.5.3. La masse du Higgs est surtout sensible à la masse du gluino et la masse du stop, nous considérons donc ici le modèle Supersymétrique dans une configuration particulière des masses des particules, motivée par des considérations de naturalité et de saveur des particules [12]. Tous les propriétés de ce modèle sont décrites par quelques paramètres physiques, quel que soit le modèle théorique sous-jacent. Ces paramètres, affectant la masse des particules supersymétriques, sont les suivants :

- Le paramètre μ (défini dans la brisure spontanée de symétrie) qui affecte l'échelle électrofaible et donne, en l'absence de mélange avec les gauginos, les masses des higgsinos.
- Les masses $m_{\tilde{Q}}$ et $m_{\tilde{u}}$ de la troisième génération de squarks qui sont couplés au Higgs par le couplage de Yukawa λ_t . Ces masses définissent, avec le terme de mélange des stops, les masses physiques notées $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{t}_2}$ des stops \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 et du sbottom gauche $m_{\tilde{b}}$ en l'absence de mélange avec le sbottom droit.

Cette configuration particulière permet une caractérisation simple des principales propriétés du modèle, utiles pour définir une stratégie de découverte.

Deux spectres de masses ont été établis à partir d'une masse de gluino de 800 GeV et 1 TeV. Les masses des particules supersymétriques générées sont reportées dans la Table 4.10

particules	gluino	neutralinos	charginos	sleptons	\tilde{t}_1	\tilde{t}_2	\tilde{b}	light squarks
masse	800	150	160	1000	400	680	580	1000
(GeV)	1000	150	200	1200	1000	500	1200	1200

TABLE 4.10 – Spectre de masse des particules supersymétriques générées pour un gluino de 800 GeV et 1 TeV.

Pour de tels spectres de masses, la section efficace de production de 2 gluinos puis de désintégration de ceux-ci en paires $t\bar{t}$ + neutralino est représentée dans la Table 4.11.

masse du gluino	processus	σ [fb]	$\sigma.BR(l^\pm l^\pm)$ [fb]
800 GeV	$pp \rightarrow \tilde{g}_0 \tilde{g}_0$	765	–
	$pp \rightarrow \tilde{g}_0 \tilde{g}_0 \rightarrow t\bar{t} t\bar{t} \chi\chi$	122	5.1
1 TeV	$pp \rightarrow \tilde{g}_0 \tilde{g}_0$	202	–
	$pp \rightarrow \tilde{g}_0 \tilde{g}_0 \rightarrow t\bar{t} t\bar{t} \chi\chi$	32.3	1.4

TABLE 4.11 – Section efficace de production et désintégration des événements à 4 tops du modèle supersymétrique

4.2.2 Extraction de la luminosité de découverte

Les événements du modèle supersymétrique ont été générés puis désintégrés avec MadGraph4 tandis que l’hadronisation a été effectuée sous PYTHIA. Les échantillons des bruits de fond sont les mêmes que ceux des modèles précédents.

La section efficace de production du modèle supersymétrique est plus faible que le modèle topophile, cependant son état final contient une grande énergie transverse manquante, à l’inverse des événements du Modèle Standard. Cette variable devrait nous permettre d’atteindre une faible luminosité de découverte.

Les distributions du nombre total de jets et de jets lourds sont représentées sur la Figure 4.16 tandis que l’impulsion transverse totale et l’énergie manquante sont représentées sur la Figure 4.17 pour une efficacité de b-tagging de 100%.

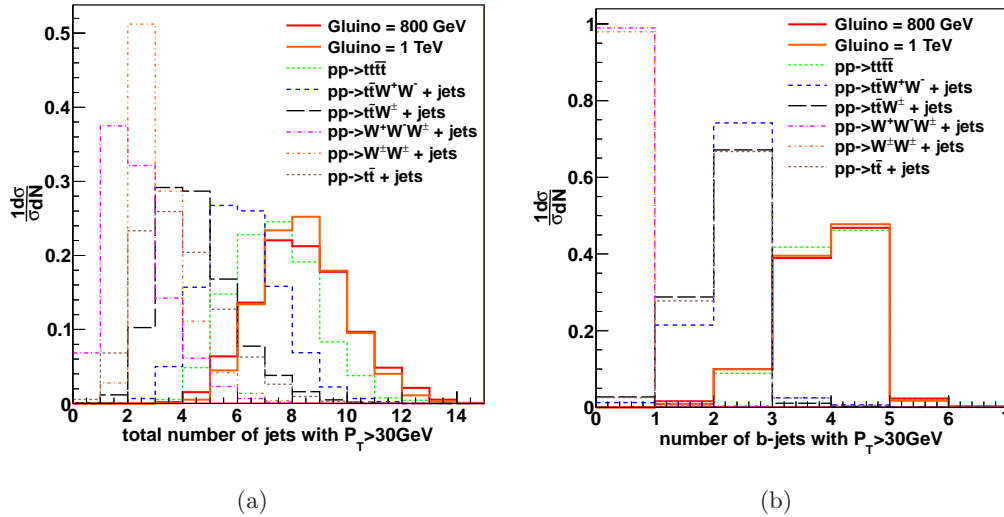


FIGURE 4.16 – Distribution pour le signal et les bruits de fond du nombre de jets totaux (a) et de jets b (b).

Grâce à la présence des 2 neutrinos et 2 neutralinos dans l’état final, l’énergie transverse manquante et l’impulsion transverse totale sont très élevées pour le signal supersymétrique nous permettant de rejeter le bruit de fond.

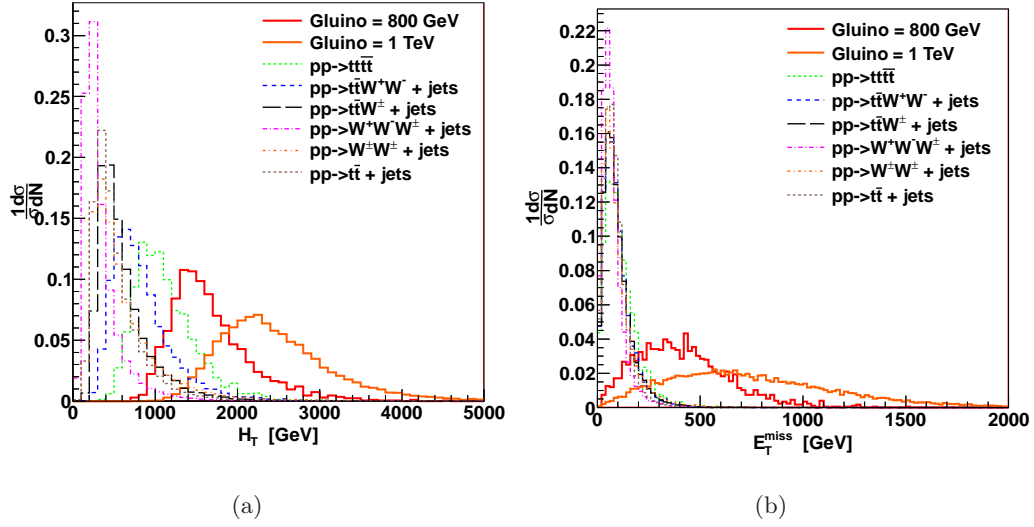


FIGURE 4.17 – Distribution pour le signal et les bruits de fond de l'impulsion transverse totale (a) et de l'énergie transverse manquante (b).

Avec coupures sur le nombre de jets lourds

L'optimisation de la signification statistique, avec prise en compte du nombre de jets lourds, nous donne les coupures suivantes pour les deux masses de gluino générées :

Pour $m(\tilde{g}_0) = 800$ GeV :

$$\begin{cases} n_j \geq 6 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 1.1 \text{ TeV} \\ E_T^{miss} \geq 240 \text{ GeV} \end{cases}$$

Pour $m(\tilde{g}_0) = 1$ TeV :

$$\begin{cases} n_j \geq 6 \\ n_b \geq 3 \\ H_T \geq 1.5 \text{ TeV} \\ E_T^{miss} \geq 250 \text{ GeV} \end{cases}$$

Avec de telles coupures nous obtenons une luminosité de découverte de 1.5 fb^{-1} si $btag_{eff} = 100\%$ et 7.3 fb^{-1} si $btag_{eff} = 60\%$ pour une masse de gluino de 800 GeV. La luminosité de découverte augmente pour une masse de 1 TeV : nous avons une luminosité de découverte de 5.6 fb^{-1} si $btag_{eff} = 100\%$ et 23.3 fb^{-1} si $btag_{eff} = 60\%$.

Si l'on compare cette luminosité avec un Z' généré de même masse, nous nous apercevons que ce modèle, malgré une section efficace de production plus petite, est bien plus compétitif que le modèle topophile. Nous avons ainsi un meilleur potentiel de découverte de ce modèle auprès du détecteur ATLAS avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse.

La coupure sur le nombre de jets lourds réduit grandement le nombre d'événements observés lorsque l'on utilise un b-tagging de 60%. Nous allons donc maintenant estimer nos nombres d'événements attendus sans effectuer de coupures sur n_b et comparer l'efficacité de réjection de nos événements avec les coupures incluant le nombre de jets de B.

Sans coupure sur le nombre de jets lourds

L'optimisation de la signification, sans prise en compte du nombre de jets lourds, nous donne les coupures suivantes :

Pour $m(\tilde{g}_0) = 800 \text{ GeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 7 \\ H_T \geq 1.1 \text{ TeV} \\ E_T^{miss} \geq 300 \text{ GeV} \end{cases}$$

Pour $m(\tilde{g}_0) = 1 \text{ TeV}$:

$$\begin{cases} n_j \geq 7 \\ H_T \geq 1.7 \text{ TeV} \\ E_T^{miss} \geq 250 \text{ GeV} \end{cases}$$

Ces coupures nous donnent une luminosité de découverte de 2.7 fb^{-1} pour une masse de gluino de 800 GeV et de 18.8 fb^{-1} si $m(\tilde{g}_0) = 1 \text{ TeV}$.

Ainsi, il est plus discriminant **de ne pas couper** sur le nombre de jets lourds si l'on n'utilise pas un b-tagging efficace. La comparaison entre la luminosité de découverte en fonction de l'efficacité du b-tagging utilisé et la luminosité obtenue sans la coupure sur le nombre de jets lourds est représentée sur la Figure 4.18.

Ainsi la coupure sur le nombre de jets lourds est efficace pour $m(\tilde{g}_0) = 1 \text{ TeV}$ si l'efficacité du b-tagging est supérieure à 66% tandis qu'elle ne devient efficace pour $m(\tilde{g}_0) = 800 \text{ GeV}$ que si elle dépasse les 83%.

Pour une analyse de ce modèle au LHC, le choix des coupures utilisées dépendra donc de la limite sur la masse du gluino obtenue par les expériences précédentes (actuellement la limite sur la masse du gluino est de 800 GeV) et de l'efficacité du b-tagging utilisé.

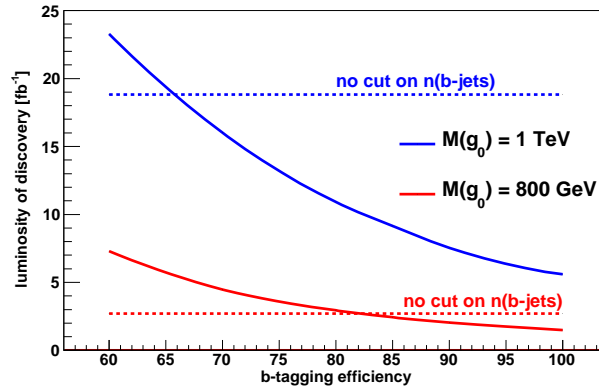


FIGURE 4.18 – Luminosité de découverte du Modèle Supersymétrique en fonction de l'efficacité du b-tagging utilisé et comparaison avec la luminosité obtenue sans la coupure sur le nombre de jets lourds.

4.2.3 Conclusion

Les événements du modèle supersymétrique ont été étudiés dans le canal avec 2 leptons de même signe l'état final pour un algorithme de b-tagging de 100% puis de 60% avant de regarder l'état final sans imposer la présence de jet b. Les luminosités de découverte obtenues dans ces différents cas sont résumées dans la Table 4.12.

En comparant des particules de même masse (pour une masse de 1 TeV) on remarque que la luminosité de découverte du modèle supersymétrique est 2 fois plus petite que celle du modèle topophile lorsque l'on requiert la présence de jets lourds dans l'état final.

De plus, il est très intéressant de constater que, contrairement au Modèle Topophile, il est plus efficace pour le modèle supersymétrique de ne pas couper sur le nombre de jets lourds si l'on n'utilise pas un algorithme de b-tagging d'efficacité élevée.

\mathcal{L}_{deco} [fb ⁻¹]	$M(\text{gluino})$ [GeV]	
	800	1000
$btag_{eff} = 100\%$	1.5	5.6
$btag_{eff} = 60\%$	7.3	23.3
aucun jet b	2.7	18.8

TABLE 4.12 – Luminosité de découverte pour chaque canal et efficacité de b -tagging utilisé lorsque la présence de jets b est requise.

L'état final $t\bar{t}t\bar{t} + E_T^{miss}$ est donc plus intéressant à analyser que l'état final $t\bar{t}t\bar{t}$ avec une énergie de collision de 7 TeV dans le centre de masse.

Le modèle présenté ici, dans le cas particulier de la configuration choisie, n'a pas été étudié expérimentalement au LHC. En revanche, une configuration très proche a été étudiée. Ce modèle n'a pas été mis en évidence mais une limite sur la masse du gluino a été obtenue : elle se situe entre 600 et 900 GeV, en fonction des paramètres du modèle [13, 14].

4.3 Reconstruction des événements pour les Modèles Topophile et Supersymétrique

Une autre façon de discriminer le signal par rapport au bruit de fond est la reconstruction des quarks top car le signal contient un plus grand nombre de tops que le bruit de fond. Cependant, comme nous avons 2 neutrinos et 2 neutralinos dans l'état final plus 8 jets, cette reconstruction ne peut se faire « simplement ». Nous n'allons pas ici chercher à reconstruire la masse des tops mais simplement à compter le nombre de tops (hadroniques et leptoniques) pouvant être reconstruits par événement.

4.3.1 Algorithme de reconstruction

L'algorithme de reconstruction utilisé, nous donnant le nombre de quarks top pouvant être reconstruits dans l'événement est le suivant :

1 - Reconstruction des tops leptoniques

On recherche tout d'abord à reconstruire les tops leptoniques : pour cela nous allons rechercher les 2 jets b associés aux tops leptoniques sans rechercher à reconstruire l'impulsion et la direction des neutrinos. Si l'on regarde la masse invariante du lepton et du jet lourd issus de la désintégration du quark top en $W+b$ au niveau générateur nous constatons que cette masse reste inférieure à 160 GeV comme le montre les Figures 4.19(a)(b). De plus, la distance entre ces deux produits de désintégration au niveau générateur est maximale aux alentours de 0.7 comme le montre la Figure 4.19(c). Ainsi, afin de trouver les jets lourds issus de la désintégration des tops leptoniques, nous utilisons l'algorithme suivant :

- Pour chaque lepton (nous commençons avec le lepton de plus haute impulsion transverse) nous bouclons sur tous les jets lourds et coupons sur la masse invariante M_{lb} afin de ne garder que les paires avec $M_{lb} < 160$ GeV.
- Ensuite, pour chaque paire (lepton, jet) trouvée, nous minimisons la différence entre la distance du lepton au jet avec x (maximum de la distribution $\Delta R_{l,b}$ au niveau générateur) où $x = 0.8$ pour le modèle Topophile, $x = 0.5$ pour la théorie effective et $x = 0.7$ pour le modèle supersymétrique. Ces distributions montrent que les quarks top sont boostés ainsi

nous pouvons avoir un regroupement dans un seul jet des deux jets issus de la désintégration d'un boson W. Ce cas particulier n'est pas ici étudié.

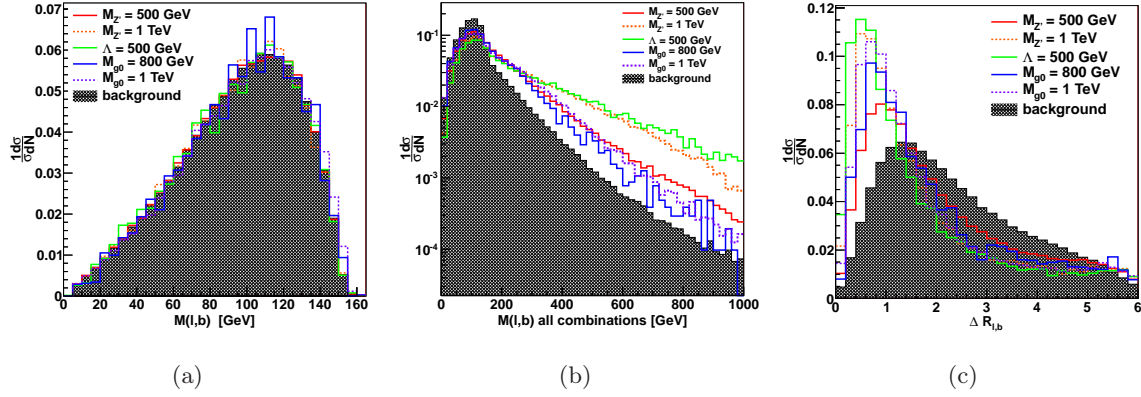


FIGURE 4.19 – (a) Masse invariante du lepton et du jet lourd issu de la désintégration du top leptonique et (b) pour toutes les combinaisons possible entre un lepton et un jet b. (c) Distance entre ces deux produits de désintégration.

2 - Reconstruction des tops hadroniques

Les tops hadroniques sont définis comme une combinaison de 2 jets légers et d'un jet lourd. Cette combinaison est la suivante et se réalise en bouclant sur les jets légers puis lourds :

- La masse invariante des 2 jets légers (notés j_1 et j_2) doit satisfaire la relation $65 < M_{j_1,j_2} < 95$ GeV comme la masse du W est de 80.40 GeV [15]
- La masse invariante entre un jet léger et le jet lourd issu de la désintégration du top hadronique est inférieure à 160 GeV comme le montre les Figures 4.20(a)(b). Ainsi nous ne gardons que les événements satisfaisant $M_{b,j_1} < 160$ GeV et $M_{b,j_2} < 160$ GeV.
- Ensuite la masse invariante des 3 jets sélectionnés doit satisfaire $125 < M_{j_1,j_2,b} < 225$ GeV comme la masse du quark top est de 172 GeV.
- Pour finir, on extrait le triplet de jets donnant la masse du top en demandant à ce que la différence $M_{j_1,j_2,b} - M_{top}$ soit minimale.

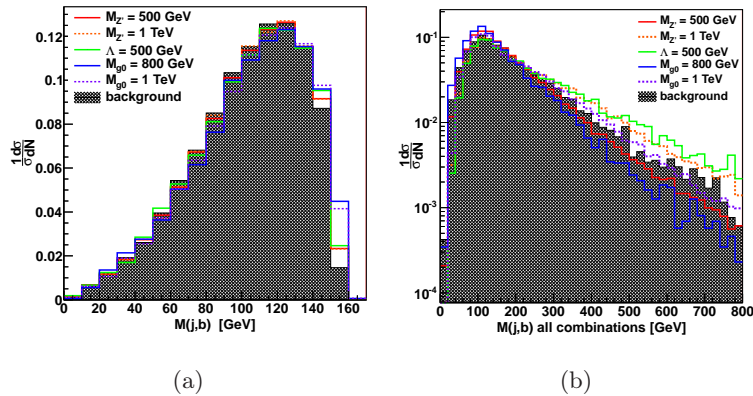


FIGURE 4.20 – (a) Masse invariante du jet léger et du jet lourd issu de la désintégration du top hadronique et (b) pour toutes les combinaisons possible entre un jet léger et un jet b.

Dans cette partie nous travaillons avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} et une efficacité de b-tagging de 60%.

4.3.2 Reconstruction des événements

Dans un premier temps, nous reconstruisons les événements sans effectuer de coupures et extrayons les luminosités de découverte pour chaque modèle afin de les comparer aux luminosités précédentes. Cette étude est faite pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV.

Les graphiques du nombre de tops (hadronique et leptonique) reconstruits pour chaque modèle sont représentés sur la Figure 4.21. En extrayant les luminosités de découverte à partir du bin avec 3 tops reconstruits (bin nous donnant la luminosité la plus faible pour tous les modèles) nous trouvons les valeurs de la Table 4.13.

modèle	topophile		SUSY	
masse	500 GeV	1 TeV	800 GeV	1 TeV
$\mathcal{L}_{deco} [\text{fb}^{-1}]$	1.9	261	16	380

TABLE 4.13 – Luminosité de découverte de chaque modèle extraite à partir du bin avec 3 tops reconstruits

Ces luminosités sont extrêmement élevées par rapport aux valeurs précédentes : il n'est pas possible d'obtenir de faibles luminosités de découverte à partir de l'étude du nombre de tops reconstituables.

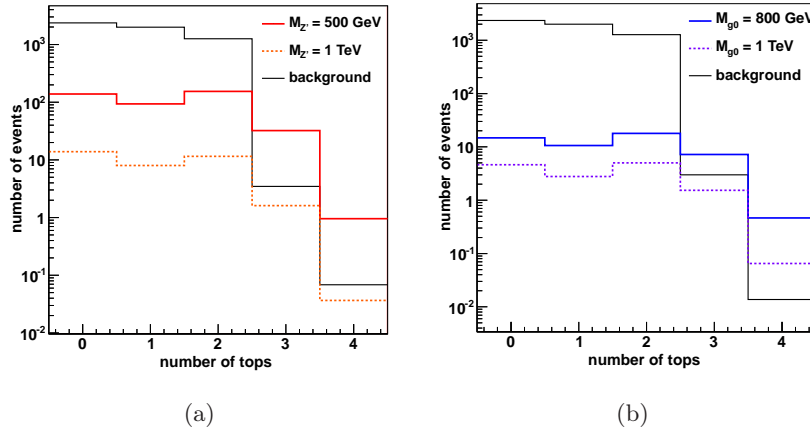


FIGURE 4.21 – Nombre de tops reconstituables avant coupures et avec une luminosité de 10 fb^{-1} pour le Modèle Standard et : (a) le modèle topophile pour une masse de Z' de 500 GeV et 1 TeV, (b) le modèle supersymétrique pour une masse de gluino de 800 GeV et 1 TeV.

Nous allons maintenant, pour chaque modèle, utiliser des coupures sur le nombre de jets, l'énergie transverse totale ou l'énergie transverse manquante puis calculer le nombre de tops reconstituables. Le but de cette méthode est de chercher à diminuer la luminosité de découverte obtenue précédemment pour des événements avec coupures.

Le modèle topophile

Pour le modèle avec une résonance Z' nous utilisons les coupures optimales trouvées précédemment à savoir :

- $n_j \geq 6$, $n_b \geq 3$ et $H_T \geq 700$ GeV pour un Z' de 500 GeV
- $n_j \geq 5$, $n_b \geq 3$, $H_T \geq 1.2$ TeV pour un Z' de 1 TeV

Dans ce cas nous obtenons les graphiques représentés sur la Figure 4.22. L'extraction de la luminosité de découverte est effectuée sur les 3 bins avec 2, 3 et 4 tops reconstituables, afin d'optimiser le résultat.

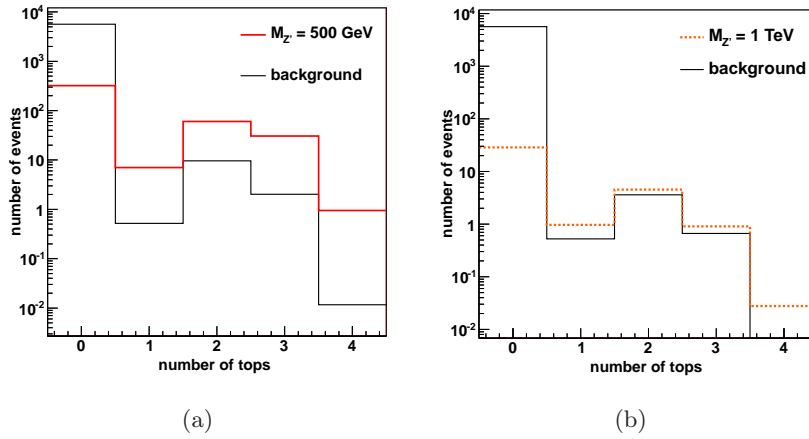


FIGURE 4.22 – Nombre de tops reconstituables après coupures pour le MS et le modèle topophile pour une masse de Z' de 500 GeV (a) et 1 TeV (b) avec une luminosité de 10 fb^{-1} .

Nous obtenons $\mathcal{L}_{deco} = 0.8 \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 500 GeV et $\mathcal{L}_{deco} = 36.3 \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 1 TeV. Ces valeurs sont à comparer à 1.1 fb^{-1} et 45 fb^{-1} respectivement, obtenus pour les mêmes coupures mais sans chercher à reconstruire les tops. Ainsi l'étude du nombre de tops reconstituables nous permet de diminuer la luminosité de découverte de ce modèle pour une efficacité de b-tagging de 60%.

Ceci n'est plus valable pour une efficacité de 100% puisque nous obtenons dans ce cas $\mathcal{L}_{deco} = 0.3 \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 500 GeV et $\mathcal{L}_{deco} = 13.6 \text{ fb}^{-1}$ pour un Z' de 1 TeV à comparer respectivement à 0.2 fb^{-1} et 9.7 fb^{-1} , valeur obtenues pour les mêmes coupures mais sans chercher à reconstruire les tops.

Le choix de la méthode d'extraction du modèle (avec ou sans estimation du nombre de tops constructibles en plus des coupures sur le nombre de jets et l'impulsion transverse totale) dépendra donc de l'efficacité de l'algorithme de reconstruction des jets b.

Cas du modèle supersymétrique

Dans le cas de la supersymétrie nous avons extrait la luminosité de découverte pour les mêmes coupures optimales que celles de la partie 4.2. Les graphiques du nombre de tops reconstituables pour ces coupures sont représentés sur la Figure 4.23.

Ces coupures donnent $\mathcal{L}_{deco} = 3.6 \text{ fb}^{-1}$ pour un gluino de 800 GeV et $\mathcal{L}_{deco} = 23.6 \text{ fb}^{-1}$ pour un gluino de 1 TeV.

Dans tous les cas, ces valeurs sont supérieures aux précédentes. Même en supprimant la coupure sur la masse invariante des 2 jets b les plus énergétiques pour l'interaction effective ou en utilisant les coupures sur le nombre de jets b pour le modèle supersymétrique cela ne diminue

pas la luminosité.

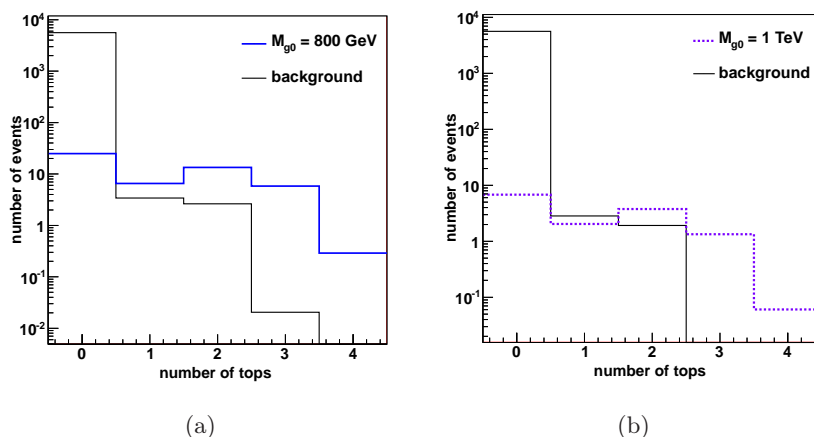


FIGURE 4.23 – Nombre de tops reconstructibles pour le MS et le modèle supersymétrique pour une masse de 800 GeV (a) et de 1 TeV (b) avec une luminosité de 10 fb^{-1} .

Comparaison des différents modèles

En conclusion la reconstruction des événements n'est pas toujours optimale suivant les différents modèles.

Le modèle topophile bénéficie de l'extraction du nombre de tops reconstruits : cela permet de réduire la luminosité de découverte de 20% dans le cas d'un algorithme de b-tagging de 60% d'efficacité, ce qui n'est plus valable pour un algorithme 100% efficace : le choix de l'extraction du nombre de tops constructibles dépendra donc de l'efficacité de l'algorithme utilisé.

Pour le cas d'une interaction effective ou du modèle supersymétrique, cette reconstruction n'optimise pas la découverte du modèle et va même dans le sens contraire.

Cette algorithme d'extraction des quarks tops est donc à utiliser avec précaution.

4.4 Synthèse

Pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse (luminosité du LHC en fonctionnement nominale), deux grandes classes de modèles théoriques ont été ici étudiés. Les canaux de désintégration avec 2 leptons de même signe dans l'état final puis un lepton ont été étudiés mais le canal dileptonique est le plus prometteur, quel que soit le modèle étudié.

Le modèle topophile

La reconstruire des quarks tops dans le canal avec 2 leptons de même charge est assez difficile étant donnée la présence de 2 neutrinos et 8 jets dans l'état final. Une autre solution a été choisie afin de découvrir ce modèle au LHC : il s'agit de couper sur des variables discriminantes, afin de réduire le bruit de fond au maximum, puis d'étudier à quelle énergie se trouve le maximum de la distribution de l'impulsion totale transverse comme celle-ci dépend de la masse du Z' . Les coupures utilisées dépendent de la masse du Z' et nous permettent de découvrir ce modèle dès les premières prises de données à 14 TeV si le Z' est de masse aux alentours de 500 GeV, même pour un algorithme de reconstruction des jets b avec une efficacité de 60%, la luminosité enregistrée devant être de 1.1 fb^{-1} . Pour un Z' de masse plus élevée (1 TeV) il nous faut une

luminosité totale intégrée de 45 fb^{-1} .

En combinant les coupures précédentes avec un algorithme extrayant le nombre de quarks top constructible, nous parvenant à faire baisser cette luminosité de 20% environ.

Enfin, ce modèle a été étudié pour une énergie au LHC de 7 TeV dans le centre de masse. Dans ce cas, ce modèle peut être découvert pour des masses de Z' de l'ordre de 350 GeV et nous anticipons que l'intervalle [350, 500] GeV pourra être contraint lors des prises de données à 8 TeV [16].

Lorsque le Z' est trop lourd pour être produit nous sommes dans le cas de l'interaction effective. Ce modèle reste plus difficile à découvrir que le précédent du fait de la faible section efficace du processus et de l'absence de résonances.

Le modèle supersymétrique

Dans ce modèle les gluinos se désintègrent en top et antitop puis l'antitop se désintègre en antitop et neutralino (candidat à la matière noire). La présence de 2 neutrinos et 2 neutralino dans l'état final implique une grande énergie transverse manquante, variable fortement discriminante pour notre analyse.

Ce modèle a été étudié avec coupure sur le nombre de jets b dans l'état final puis sans coupure et c'est l'absence de cette coupure qui nous donne la luminosité de découverte la plus basse si l'on n'utilise pas un algorithme de b-tagging de bonne efficacité. Le choix des coupures utilisées (présence requise ou non de jets b dans l'état final) va dépendre de la limite sur la masse du gluino obtenue par les expériences précédentes et de l'efficacité du b-tagging utilisé. Pour une absence de jets b dans l'état final, la luminosité de découverte pour un gluino de 800 GeV vaut 2.7 fb^{-1} tandis qu'elle passe à 19 fb^{-1} pour un gluino de 1 TeV.

Tout comme le modèle d'interaction effective, combiner les coupures précédentes avec un algorithme extrayant le nombre de quarks top reconstituable ne nous permet pas de faire baisser cette luminosité.

Annexe

coupures			nb(evt)			significance	
H_T	nb_j	nb_b	0.5 TeV	1 TeV	SM	0.5 TeV	1 TeV
500	5	2	396	33	983	12.6	1.1
500	6	2	343	28	511	15.2	1.3
500	6	3	313	26	53	42.7	3.6
700	6	3	297	26	42	45.2	4.0
800	6	3	267	26	35	44.4	4.3
1000	6	3	182	23	22	38.2	4.8
1200	6	3	109	19	13	28.6	5.1
1300	6	3	82	16	11	23.9	4.6
1000	5	3	201	27	28	37.2	5.0
1200	5	3	121	22	17	28.5	5.2
1300	5	3	91	19	14	23.8	4.9
600	7		247	21	234	16.1	1.3
700	7		239	21	212	16.4	1.4
1100	7		121	17	98	12.1	1.7
800	8		133	12	74	15.4	1.4

TABLE 4.14 – Nombre d'événements et valeur de la signification statistique pour différents jeux de coupures si $M_{Z'} = 500$ GeV et $M_{Z'} = 1$ TeV. Cette signification est calculée pour une luminosité de 10 fb^{-1}

Bibliographie

- [1] G. Shaughnessy T.M.P. Tait M. Taoso C.B. Jackson, G. Servant, “Higgs in Space!”, *arXiv :0912.0004v2 [hep-ph]*, 2009.
- [2] T. Stelzer F. Maltoni, “Madevent : Automatic Event Generation with MadGraph”, *JHEP0302 :027*, 2003.
- [3] S. Mrenna T. Sjostrand and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP0605 :026*, 2003.
- [4] F. Piccinini et al. M. L. Mangano, M. Moretti, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions”, *JHEP 0307, 001*, 2003.
- [5] P.K. Sinervo, “Signal Significance in Particle Physics”, *arXiv :hep-ex/0208005*, 2002.
- [6] M. Muhlleitner J.R. Espinosa, C. Grojean, “Composite Higgs Search at the LHC”, *10.1005/JHEP05(2010)065*, *arXiv :1003.3251v1 [hep-ph]*, 2010.
- [7] C. Benchouk L. Hinz and E. Monnier, “Top-Antitop spin correlation measurement in the semi-leptonic decay channel in the ATLAS experiment”, *ATL-PHYS-2002-024*, 2002.
- [8] J.C.Collins and D.E.Soper, “Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions”, *Phys.Rev.D16,2219-2225*, 1977.
- [9] A. Pomarol and J. Serra, “Top Quark Compositeness : Feasibility and Implications”, *Phys. Rev. D78 :074026*, 2008.
- [10] G.Mahlon and S.J.Parke, “Spin Correlation Effects in Top Quark Pair Production at the LHC”, *Phys.Rev.D81 :074024*, 2010.
- [11] S. Willenbrock, “The Standard Model and the Top Quark”, *arXiv :hep-ph/0211067*, 2002.
- [12] D. Pappadopulo R. Barbieri, “S-particles at their naturalness limits”, *JHEP 0910 :061,2009*, *arXiv :0906.4546v2 [hep-ph]*, 2009.
- [13] The ATLAS collaboration, “Search for supersymmetry in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets with the ATLAS detector”, *arXiv :1203.6193v1 [hep-ex]*, 2012.
- [14] The ATLAS collaboration, “Search for gluinos in events with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *arXiv :1203.5763v1 [hep-ex]*, 2012.
- [15] K. Nakamura et al, “Particle Data Group”, *J. Phys. G 37, 075021*, 2010.
- [16] G. Servant L. Gauthier, “Article in preparation”.

Chapitre 5

Étude expérimentale du modèle Topophile et des événements à 4 tops avec ATLAS

*C'est la théorie qui décide de ce que nous
pouvons observer*

Albert Einstein

Sommaire

5.1	Introduction	117
5.2	Les partenaires du quark top	117
5.2.1	Un modèle composite	118
5.2.2	But de l'analyse	120
5.3	Cadre de l'analyse	121
5.3.1	Données expérimentales, signal exotique et bruit de fond	121
5.3.2	Reconstruction des objets	123
5.4	Coupures utilisées	124
5.4.1	Coupures globales	124
5.4.2	Optimisation	126
5.5	Estimation du nombre d'événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons	128
5.5.1	Extraction des taux d'efficacité de reconstruction de la charge	128
5.5.2	Comparaison des différentes méthodes et test de finalité	131
5.5.3	Estimation du nombre d'événements	133
5.6	Estimation du nombre d'événements dus aux faux leptons	134
5.6.1	Extraction des taux d'efficacité des vrais et faux leptons	135
5.6.2	Estimation du nombre d'événements	138
5.6.3	Chevauchement des électrons-trident et électrons mal reconstruits	138
5.7	Incertitudes systématiques	139
5.7.1	L'échelle en énergie des jets (JES)	139
5.7.2	La résolution en énergie des jets (JER)	139
5.7.3	Les facteurs d'échelle des leptons	139
5.7.4	L'échelle en énergie des leptons et leur résolution	140

5.7.5	Les fonctions de distribution partonique	140
5.7.6	Le Monte Carlo	141
5.7.7	Le bruit de fond basé sur les données	141
5.8	Etude de la région de contrôle et résultat	142
5.8.1	Etude de la région de contrôle	142
5.8.2	Résultat dans la région de signal	143
5.9	Interprétation des résultats	144
5.10	Conclusion	146
	Bibliographie	148

5.1 Introduction

Le LHC, en effectuant des collisions avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 7 TeV, de mars 2010 jusqu'en décembre 2011, nous a permis d'accumuler une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} . Cela représente suffisamment de données pour sonder la physique au-delà du Modèle Standard (MS) et contraindre certains paramètres de la nouvelle physique, tels que la masse de nouvelles particules ou la section efficace des processus mis en jeu.

Le canal avec deux leptons de même signe (même charge) est une excellente sonde pour cette nouvelle physique : les processus conduisant à ces états finaux dans le MS sont peu fréquents ; de plus, cet état final est attendu dans une grande variété de modèles exotiques. Nous en verrons deux illustrations, dans le cadre de modèles faisant jouer un rôle majeur au quark top. Ce dernier est supposé avoir un lien très fort avec la nouvelle physique en raison de son couplage de Yukawa proche de 1.

Les partenaires exotiques du quark top (notamment le $T_{5/3}$ étudié ici) et les événements à quatre tops sont les manifestations les plus spectaculaires de modèles avec des Higgs et tops composites [1]. Leurs états finaux sont très proches : ils sont très complexes et diffèrent seulement de 2 quarks bottom. Aucune limite expérimentale n'a à ce jour été obtenue sur l'angle de mélange entre le secteur composite et le secteur du Modèle Standard.

Une approche indépendante du modèle a été utilisée afin de mettre des limites sur la masse des partenaires du quark top en fonction de leur couplage au top et W dans le cas d'une absence de découverte. Pour les 4 tops le but est de mettre une limite sur la section efficace des processus de théorie effective. Les événements ont été sélectionnés à partir de variables globales, telles que le nombre de jets, l'énergie manquante, ou encore l'impulsion transverse totale.

Le modèle de théorie effective à 4 tops ayant été présenté dans le chapitre précédent nous allons ici décrire le modèle des partenaires du quark top avant de détailler l'analyse effectuée auprès du détecteur ATLAS : le choix des coupures utilisées, l'étude du bruit de fond, l'étude des incertitudes systématiques et enfin l'extraction des limites.

La limite actuelle sur la masse d'un quark (b') de 4^{me} génération se désintégrant exclusivement en tW est de 611 GeV [2]. Cette limite a été obtenue par l'expérience CMS en ne prenant en compte que la production de paires de b' . La section efficace de production de paires de $T_{5/3}$ étant la même que la section efficace de production de paires du b' , cette limite est également valable par extension pour le $T_{5/3}$ en négligeant la production simple. Or pour des valeurs de couplage du $T_{5/3}$ au quark top et boson W (λ) supérieures ou égales à $\lambda = 3$ la section efficace de production simple devient équivalente à la section efficace de production de paires $T_{5/3}T_{5/3}^-$ et l'approche utilisée par CMS (non prise en compte de la production simple) n'est plus valable.

Nous présentons donc ici la première recherche expérimentale au LHC de partenaires exotiques au quark top incluant la production simple et la première étude des événements exotiques avec 4 tops dans l'état final.

5.2 Les partenaires du quark top

Une solution naturelle et non supersymétrique au problème de hiérarchie requiert des partenaires fermioniques au quark top [3]. Nous étudions ici la production de paires et la production simple de partenaires du quark top avec une charge électrique $Q_e = 5/3$ (particule notée $T_{5/3}$) et $Q_e = -1/3$ (particule notée B). Ces particules sont prédites dans des modèles où le boson de

Higgs est un boson pseudo-Goldstone issu d'un secteur composite.

5.2.1 Un modèle composite

Ce modèle est basé sur deux blocs de construction : le premier est le secteur élémentaire du MS faiblement couplé tandis que le deuxième est un secteur composite comprenant deux multiplets lourds $(\mathbf{2}, \mathbf{2})_{2/3}$, $(\mathbf{1}, \mathbf{1})_{2/3}$ plus le boson de Higgs :

$$\mathcal{Q} = (\mathbf{2}, \mathbf{2})_{2/3} = \begin{bmatrix} T & T_{5/3} \\ B & T_{2/3} \end{bmatrix}, \quad \tilde{T} = (\mathbf{1}, \mathbf{1})_{2/3}, \quad \mathcal{H} = (\mathbf{2}, \mathbf{2})_0 = \begin{bmatrix} \phi_0^\dagger & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi_0 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Les deux secteurs sont linéairement couplés par l'intermédiaire de termes de mélange de masses. Il en résulte que les états propres de masse sont des mélanges d'états élémentaire et composite. Le doublet de Higgs se couple aux fermions composites via le couplage de Yukawa noté Y_* .

Ce modèle est décrit par le lagrangien suivant :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q}_L \not{\partial} q_L + \bar{t}_R \not{\partial} t_R \\ & + Tr\{\bar{\mathcal{Q}}(\not{\partial} - M_Q)\mathcal{Q}\} + \bar{\tilde{T}}(\not{\partial} - M_{\tilde{T}})\tilde{T} + Y_* Tr\{\bar{\mathcal{Q}}\mathcal{H}\}\tilde{T} + h.c. \\ & + \Delta_L \bar{q}_L(T, B) + \Delta_R \bar{t}_R \tilde{T} + h.c. \end{aligned} \quad (5.2)$$

où $q_L = (t_L, b_L)$ est le doublet élémentaire usuel, M_Q et $M_{\tilde{T}}$ sont les masses des états composites et Δ_L , Δ_R sont les termes de mélange de masse entre les états élémentaires et composites.

Après rotation dans la base des états propre de masse :

$$\begin{aligned} \hat{t}_L &= \cos\phi_L.t_L + \sin\phi_L.T_L \\ \hat{T}_L &= -\sin\phi_L.t_L + \cos\phi_L.T_L \\ \hat{t}_R &= \cos\phi_R.t_R + \sin\phi_R.\tilde{T}_R \\ \hat{T}_R &= -\sin\phi_R.t_R + \cos\phi_R.\tilde{T}_R \end{aligned}$$

le lagrangien de Yukawa $\mathcal{L}_{yuk} = Y_* Tr\{\bar{\mathcal{Q}}\mathcal{H}\}\tilde{T}$ devient (on enlève les $\hat{\cdot}$ pour alléger la notation) :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{yuk} = & Y_* \sin\varphi_L \sin\varphi_R (\bar{t}_L \phi_0^\dagger t_R - \bar{b}_L \phi^- t_R) + Y_* \cos\varphi_L \sin\varphi_R (\bar{\tilde{T}} \phi_0^\dagger t_R - \bar{B} \phi^- t_R) \\ & + Y_* \sin\varphi_L \cos\varphi_R (\bar{t}_L \phi_0^\dagger \tilde{T} - \bar{b}_L \phi^- \tilde{T}) + Y_* \sin\varphi_R (T_{5/3}^- \phi^+ t_R + T_{2/3}^- \phi_0 t_R) + F.L. \end{aligned} \quad (5.3)$$

où $F.L.$ représente les termes avec 2 fermions lourds et les angles de mélange entre secteurs élémentaire et composite sont donnés par $\tan\varphi_L = \Delta_L/M_Q$ et $\tan\varphi_R = \Delta_R/M_{\tilde{T}}$.

L'équation 5.3 est correcte seulement dans la limite où l'on néglige les effets de la brisure de symétrie électrofaible. Dans le cas contraire, il faut dériver les couplages de Yukawa dans la base des états propres de masse après prise en compte de la brisure de symétrie électrofaible qui mélange les états de charge $Q_e = 2/3$ ($T_{2/3}, \tilde{T}, T, t$) (diagonalisation des matrices 4×4).

Cas des fermions lourds $T_{5/3}$ et B

On se concentre dans cette étude sur les nouveaux fermions lourds $T_{5/3}$ et B .

Les interactions de jauge du doublet $\begin{pmatrix} T_{5/3} \\ T_{2/3} \end{pmatrix}$ sont :

$$\mathcal{L}_{gauge} = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{T}_{5/3} \gamma^\mu W_\mu^+ T_{2/3,R} + \bar{T}_{5/3} \gamma^\mu W_\mu^+ T_{2/3,L}) \quad (5.4)$$

et génèrent dans la base des états propres de masse les termes

$$\mathcal{L}_{gauge} \supset \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\sin(\theta_{T_{2/3},t_R}) \bar{T}_{5/3} \gamma^\mu W_\mu^+ t_R + \sin(\theta_{T_{2/3},t_L}) \bar{T}_{5/3} \gamma^\mu W_\mu^+ t_L \right) \quad (5.5)$$

Ainsi, pour déterminer le couplage du $T_{5/3}$ au top, nous avons besoin de connaître son mélange au $T_{2/3}$ défini par l'angle de mélange $\sin\theta$ ($T_{2/3}, t_{L,R}$). Les couplages sont représentés sur la Figure 5.1.

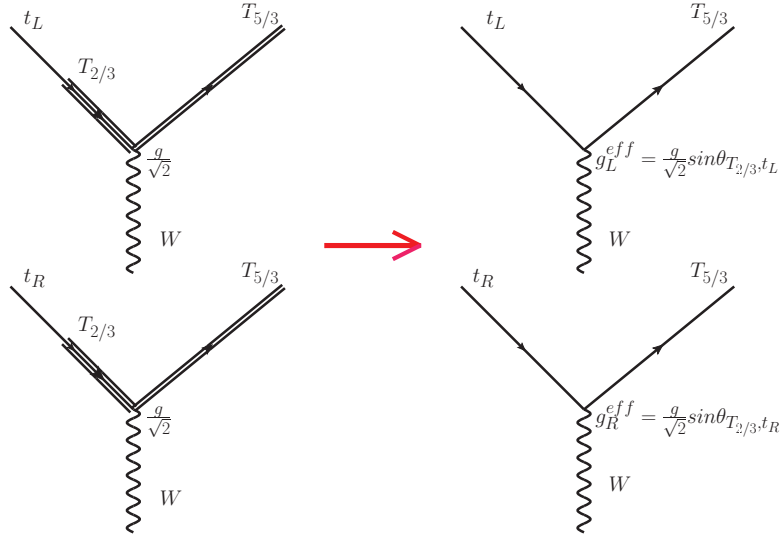


FIGURE 5.1 – Schéma des couplages du $T_{5/3}$ au top via le mélange du $T_{5/3}$ au $T_{2/3}$.

Ces fermions lourds ($T_{5/3}$, B) se couplent donc fortement à la troisième génération de quarks du MS et au boson W . Les interactions décrites par l'équation 5.5 régissent la désintégration et la production simple des fermions lourds B et $T_{5/3}$ comme le montre la Figure 5.2(a) : $pp \rightarrow qT_{5/3}\bar{t}$ et $pp \rightarrow q\bar{T}_{5/3}t$ tandis que la production de paires a lieu via les processus QCD comme le montrent les Figures 5.2(b,c).

Les deux fermions lourds se désintègrent en tW , amenant à un état final $t\bar{t}W^+W^-$ pour la production de paires, mais avec une topologie différente due à leur charge respective : $T_{5/3} \rightarrow tW^+$ et $B \rightarrow tW^-$. Il est ainsi possible de reconstruire la masse du $T_{5/3}$ dans le canal avec 2 leptons de même signe à l'inverse du fermion B . Cependant, ce canal reste le plus prometteur pour la découverte du quark lourd B .

A partir de l'équation 5.4, on calcule la largeur de désintégration de ces particules afin de pouvoir générer les événements. Celle-ci vaut :

$$\Gamma(T_{5/3}/B \rightarrow t_R W_L) = \frac{\lambda^2}{32\pi} M \left[\left(1 + \frac{m_t^2 - m_W^2}{M^2} \right) \left(1 + \frac{m_t^2 + 2m_W^2}{M^2} \right) - 4 \frac{m_t^2}{M^2} \right] \times \zeta^{1/2} \quad (5.6)$$

où

$$\zeta = 1 - 2\frac{m_t^2 + m_W^2}{M^2} + \frac{(m_t^2 - m_W^2)^2}{M^4}$$

et $M = M_{T_{5/3}}$ ($M = M_B$), $\lambda = \lambda_{T_{5/3}} = Y_* \sin\phi_R$ ($\lambda = \lambda_B = Y_* \cos\phi_L \sin\phi_R$) lorsqu'on néglige les effets de brisure électrofaible dans le cas du $T_{5/3}$ (B). Par exemple pour un couplage $\lambda = 3$ nous obtenons $\Gamma = 25$ GeV (57 GeV) pour $M = 450$ GeV (750 GeV). Lorsque ν (état du vide) ne peut pas être négligé devant $M(T_{5/3})$ nous avons :

$$\lambda_{T_{5/3}} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\frac{M(T_{5/3})}{m_W} \right) \sqrt{\sin^2(\theta_{T_{2/3}, t_L}) + \sin^2(\theta_{T_{2/3}, t_R})}$$

où $\sin(\theta_{T_{2/3}, t})$ dépend de Y_* , $\sin\phi_R$ et $\sin\phi_L$ (expression numérique déterminée par la diagonalisation de la matrice 4×4).

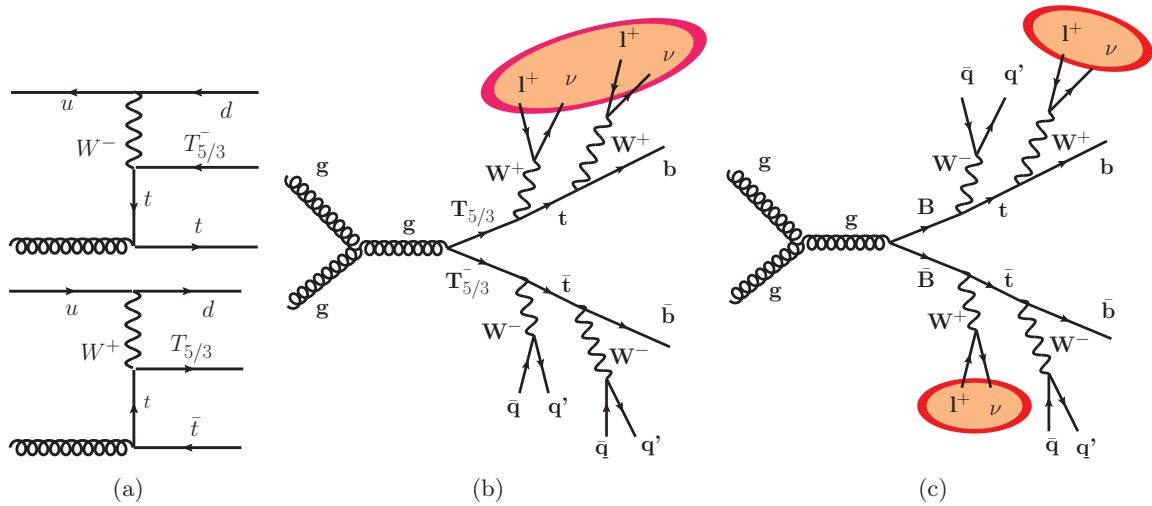


FIGURE 5.2 – Diagramme de Feynman de : (a) la production simple du $T_{5/3}$ et de son antiparticule, (b) la production de paires du $T_{5/3}$, (c) la production de paires du B .

5.2.2 But de l'analyse

Pour le modèle des partenaires du quark top, les masses des fermions lourds ne sont pas prédites par la théorie. Nous allons donc chercher à mettre une limite sur la masse de ces fermions en fonction de leur couplage à la paire (quark top - boson W). Pour ce faire, différents points de masse $M_{T_{5/3}}$ pour 2 valeurs de couplage λ ont été choisis : $\lambda = 1$ et $\lambda = 3$ avec $M_{T_{5/3}} = 450$ GeV, 550 GeV, 650 GeV et 750 GeV. Le cas $\lambda \ll 0$, lorsque l'on ne prend pas en compte que la production de paires, est aussi étudié.

Pour chaque point de masse et valeur de couplage, la production de paires et production simple ont été simulées et les sections efficaces ont été extraites. Celles-ci sont représentées sur la Figure 5.3. La valeur du couplage λ n'intervenant pas dans la production de paires, la section efficace dans ce cas est la même pour les deux valeurs de couplage.

Pour les événements à 4 tops notre but est de mettre une limite sur la section efficace de production de ces événements. Pour cela, un modèle de théorie effective a été utilisé pour la génération de ces événements.

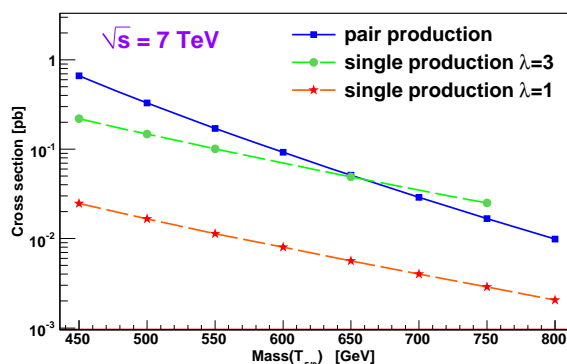


FIGURE 5.3 – Section efficace de production de paires et production simple pour des valeurs de couplage $\lambda = 1$ et 3 .

5.3 Cadre de l'analyse

Nos événements de signal exotique contiennent quatre bosons W et deux jets b dans l'état final pour les partenaires du quark top tandis que le modèle de théorie effective des 4 tops donne quatre bosons W et quatre jets b dans l'état final. Afin de rejeter au maximum le bruit de fond tout en gardant le maximum d'événements nous choisissons de travailler dans l'état final avec deux leptons de même signe afin de supprimer notamment le bruit de fond $t\bar{t}$.

Les caractéristiques des données d'ATLAS recueillies, du bruit de fond et du signal exotique simulé sont décrites dans la partie 5.3.1. La partie suivante traite de la reconstruction des objets utilisés dans l'analyse : leptons et jets.

5.3.1 Données expérimentales, signal exotique et bruit de fond

Les données utilisées dans cette analyse ont été enregistrées avec le détecteur ATLAS entre mars et décembre 2011. L'enregistrement des événements a été effectué par déclenchement sur un électron ou un muon. La luminosité intégrée de ces événements est de 4.7 fb^{-1} .

Le signal exotique a été simulé à l'aide de MadGraph [4] puis hadronisé sous Pythia [5] (le modèle des partenaires du quark top n'existant pas sous MadGraph nous avons dû l'implémenter). Pour la production de paires, la section efficace a été normalisée à l'ordre NNLO à l'aide d'HATHOR (HADronic Top and Heavy quarks crOSS section calculatoR) [6] et pour la production simple la section efficace utilisée est celle donnée par MadGraph. Afin de pouvoir mettre une limite sur la masse du $T_{5/3}$ et restreindre le couplage du secteur composite de ce modèle en fonction de la masse des fermions lourds, différents points de masse pour 2 valeurs de couplage ($T_{5/3}, t, W$) ont été choisis : nous avons choisi comme couplage $\lambda = 1$ et $\lambda = 3$ avec $M_{T_{5/3}} \in [450 \text{ GeV}, 750 \text{ GeV}]$ par pas de 100 GeV.

Pour les événements Monte Carlo (signal exotique et bruit de fond irréductible), la simulation de la réponse du détecteur ATLAS a été effectuée à l'aide de Geant4 [7].

Afin de décrire le mieux possible les effets d'interaction multiple proton-proton par croisement de faisceau, les échantillons Monte Carlo contiennent de multiples interactions par croisement de faisceau qui sont pondérés en fonction des données. Tous les échantillons ont été générés avec

la fonction de distribution des partons (PDF) CTEQ6L1 [8].

La même procédure a été utilisée pour la génération des événements à 4 tops pour une théorie effective [9]. La section efficace utilisée est celle donnée par MadGraph. Un point de repère avec une section efficace de 12.6 fb a été choisi.

Plusieurs processus du Modèle Standard (appelé ici bruit de fond de notre analyse) imitent l'état final avec 2 leptons de même signe. Ces processus peuvent être divisés en trois catégories : le bruit de fond irréductible, les événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons, les faux leptons.

• Les bruits de fond irréductibles

Ce bruit de fond est appelé irréductible car il contient 2 leptons réels de même signe. Ces processus sont les suivants (Cf Figure 5.4) :

- les dibosons : $W^\pm W^\pm$, $W^\pm Z^0$ et $Z^0 Z^0$
- les processus $t\bar{t}W^\pm + (0, 1)jet$, $t\bar{t}Z^0 + (0, 1)jet$ et $t\bar{t}W^+W^-$

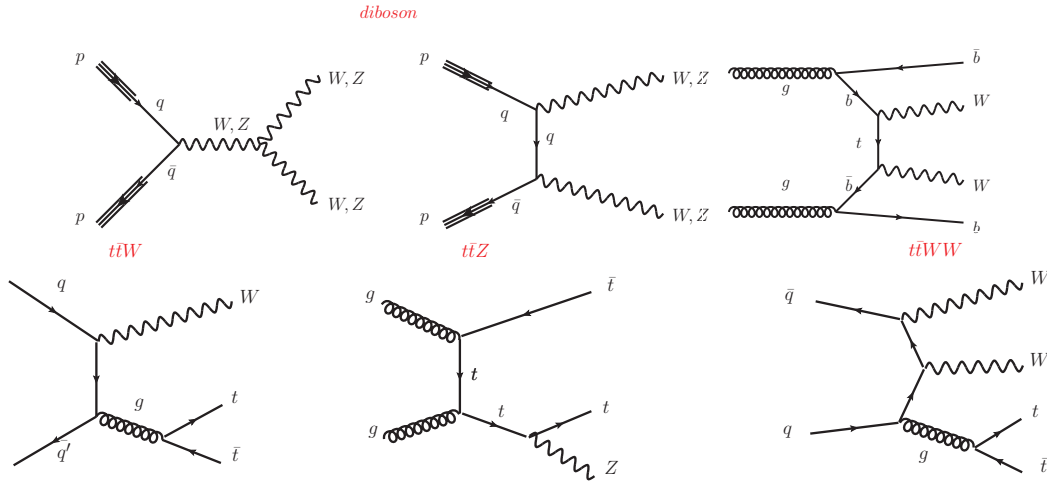


FIGURE 5.4 – Diagramme de Feynman de production des dibosons et des processus $t\bar{t}W^\pm + (0, 1)jet$, $t\bar{t}Z^0 + (0, 1)jet$, $t\bar{t}W^+W^-$

Le taux d'événements correspondant à ces fonds a été estimé à partir de la simulation Monte Carlo. Les dibosons ont été produits à l'aide du générateur ALPGEN [10] pour prendre en compte l'émission dure jusqu'à deux partons et du générateur HERWIG [11] pour décrire les radiations de gluons et l'hadronisation. Les autres processus ont été générés à l'aide de MadGraph puis hadronisés sous Pythia. Les sections efficaces utilisées sont reportées dans la Table 5.1.

processus	WW	WZ	ZZ	$t\bar{t}W$	$t\bar{t}Z$	$t\bar{t}WW$
$\sigma \cdot BR(l^\pm l^\pm)$ [fb]	41	60	74	26	14	0.2

TABLE 5.1 – Section efficace de production des différents bruits de fond irréductibles.

• Les événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons

Le signe de la charge des leptons n'est pas toujours bien reconstruit. Cette erreur est particulièrement importante pour les leptons de haute impulsion transverse car plus la trace est droite,

plus la courbure est difficile à reconstruire. Cette erreur de reconstruction étant bien plus grande pour les électrons que pour les muons (on observe un facteur 7 entre l'erreur de reconstruction de la charge des électrons et des muons), on ne regarde ici que l'erreur de reconstruction de la charge des électrons.

Ces événements sont estimés par une méthode basée sur les données recueillies par le détecteur, en sélectionnant les événements $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Une vérification sur le Monte Carlo a été effectuée. Cette méthode est présentée par la suite.

• Les faux leptons

Lors de la désintégration de jets b, des leptons peuvent être produits. Ces leptons sont le plus souvent à l'intérieur du jet donc une coupure sur la distance entre un lepton et un jet suffit souvent à rejeter ces faux leptons. De plus, leur impulsion transverse est plus faible que celle d'un lepton issu de la désintégration d'un boson W. Cependant, il arrive que le lepton produit soit d'une grande impulsion transverse lui permettant de sortir du jet est donc de passer la coupure d'isolation. Ce sont ces leptons, que l'on nomme « faux leptons », qui viennent perturber notre analyse.

Le taux de production de ces événements est estimé à partir d'une méthode basée sur les données, appelée « méthode de la matrice », décrite par la suite. Cette méthode nous permet d'estimer la contribution des événements avec au moins un faux lepton.

5.3.2 Reconstruction des objets

Les électrons reconstruits sont associés à une trace dans le détecteur interne et sont définis comme étant *tight++* (Cf section 1.4). Ils doivent satisfaire :

- $E_T = E_{amas}/\cosh(\eta_{track}) \geq 25 \text{ GeV}$ où « amas » fait référence à l'amas d'énergie déposée par l'électron dans le calorimètre,
- être dans la gamme de pseudo-rapacité $\eta_{amas} \leq 2.47$,
- mais en dehors de la région de transition entre le tonneau et les bouchons définie par $1.37 \leq |\eta_{amas}| \leq 1.52$.

De plus, les électrons doivent être isolés : la différence entre l'énergie transverse déposée dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.2$ autour de la direction de l'électron et l'énergie transverse de l'électron doit être plus petite que 10% ; et un cône de rayon $\Delta R = 0.3$ autour de la direction du lepton ne doit pas contenir de traces dont le dépôt d'énergie total soit supérieur à 10% de l'énergie de l'électron. Pour finir, les électrons se trouvant à une distance inférieure à $\Delta R = 0.4$ d'un jet reconstruit sont rejetés.

Pour les muons, leur trace reconstruite dans le spectromètre à muons doit concorder avec une trace dans le détecteur interne. Un rejet des muons cosmiques est effectué en rejetant les paires de muons dos à dos ($\Delta\phi(\mu_1, \mu_2) \geq 3.1$) dont le paramètre d'impact transverse, par rapport au faisceau, est plus grand que 0.5 mm. Les muons doivent satisfaire $p_T \geq 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| \leq 2.5$.

Les muons doivent également être isolés. Pour cela : un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ autour de la direction du muon doit contenir moins de 4 GeV additionnel d'énergie dans le calorimètre et un cône de rayon $\Delta R = 0.3$ autour de la direction du muon ne doit pas contenir de traces dont le dépôt d'énergie total soit supérieur à 10% de l'énergie du muon. Pour finir, les muons se trouvant dans un cône de rayon $\Delta R = 0.4$ autour d'un jet avec $E_T \geq 25 \text{ GeV}$ et $|JVF| \geq 0.75$ (cette coupure est expliquée dans le paragraphe suivant) sont rejetés.

Les jets sont reconstruits avec l'algorithme anti- k_T et un rayon de 0.4 (comme expliqué dans la section 1.4). Une correction sur l'échelle d'énergie de ceux-ci est appliquée pour prendre

en compte la réponse en énergie et la non-uniformité des calorimètres électromagnétique et hadronique. Le jet le plus proche d'un électron reconstruit et dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ est rejeté. Les jets restant doivent satisfaire $p_T \geq 25$ GeV et $|\eta| \leq 2.5$.

De plus, afin de réduire l'effet de l'empilement des données, pour chaque jet est mesurée la fraction jet-vertex (JVF) : celle ci représente la probabilité d'un jet de venir du vertex primaire ou d'un vertex secondaire, mesurée en calculant le nombre de traces provenant du vertex primaire par rapport aux nombres de traces totales du jet reconstruits. Il est ainsi possible de séparer les jets issus des processus de diffusion dure par rapport à ceux issus de l'empilement des données comme le montre la Figure 5.5. Cette figure représente des événements simulés avec $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et des paquets séparés de 25 ns. On sélectionne ici les jets ayant $|JVF| \geq 0.75$.

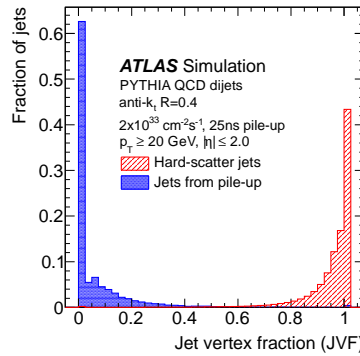


FIGURE 5.5 – Fraction du nombre de traces associées à un jet pour des jets issus des processus de diffusion dure et des jets issus de l'empilement des données

5.4 Coupures utilisées

Nous utilisons ici les coupures générales des analyse de physique du top auxquelles nous ajoutons des coupures spécifiques à notre analyse. Ces coupures ont la particularités d'être adaptées au modèle des partenaires du quark top et au modèle de théorie effective des 4 tops.

5.4.1 Coupures globales

Dans cette analyse, l'état final du signal exotique doit contenir au moins une paire de leptons avec la même charge électrique, ainsi qu'une énergie transverse manquante conséquente due à la présence des neutrinos et un grand nombre de jets dans l'état final.

Ainsi les événements sélectionnés doivent satisfaire les coupures suivantes :

- ils doivent contenir un vertex primaire, cohérent avec la position du faisceau, déterminé par au moins 5 traces, chacune avec $p_T \geq 0.4$ GeV,
- au moins 2 leptons doivent être présents avec la même charge électrique et $|\eta| \leq 2.5$. Les muons μ doivent satisfaire $p_T \geq 20$ GeV et les électrons e : $p_T \geq 25$ GeV. Pour les événements avec plus d'une paire de même signe, celle avec les leptons de plus haute impulsion transverse est gardée. Le lepton le plus énergétique doit satisfaire $p_T \geq 25$ GeV et le second doit avoir $p_T \geq 20$ GeV,
- Dans le canal ee ou $\mu\mu$ la masse invariante des 2 leptons doit être plus grande que 15 GeV et ne doit pas être dans le pic du Z : on rejette les événements avec $|M_{ll} - M_Z| \geq 10$ GeV

où $M_Z = 91.18$ GeV,

- les événements où un électron et un muon se trouvent être au même endroit (dans un cône de rayon 0.005) sont rejetés,
- l'énergie transverse manquante E_T^{miss} doit être supérieure à 40 GeV,
- l'impulsion transverse totale H_T définie comme la somme scalaire de l'énergie transverse des leptons et jets sélectionnés doit être supérieure à 350 GeV,
- au moins 2 jets doivent être présents, chacun avec $p_T \geq 20$ GeV et $|\eta| \leq 2.5$. et 1 au moins doit être étiqueté b (jet issu de la désintégration d'un méson B).

Les distributions de l'impulsion transverse totale, de l'énergie transverse manquante, du nombre de jets et du nombre de jets b pour les différents bruit de fond superposés à un $T_{5/3}$ de masse de 500 GeV et couplage $\lambda=3$ sont représentées sur les Figures 5.6 à 5.9. Elles ont été réalisées avec au moins 2 leptons de même charge, au moins 1 jet (les leptons mal reconstruits sont calculés si au moins 1 jet est présent dans l'événement) et avec un veto sur la masse du Z.

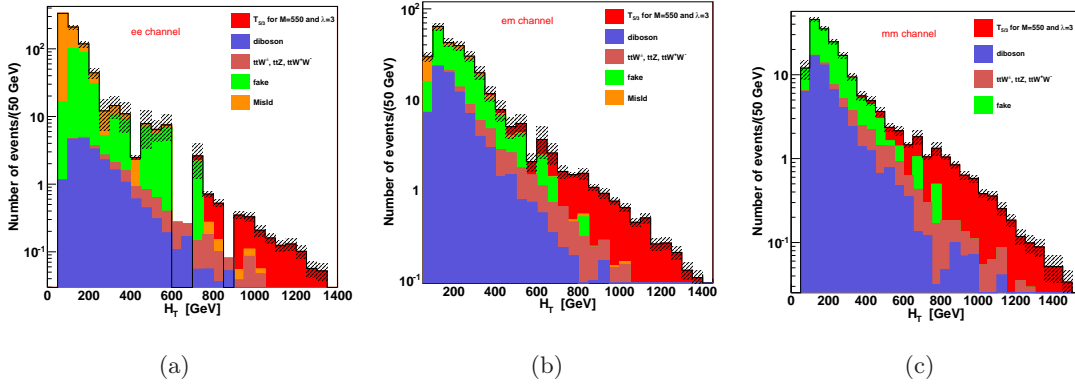


FIGURE 5.6 – Distribution de H_T pour le signal et le bruit de fond avec des leptons de même signe pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

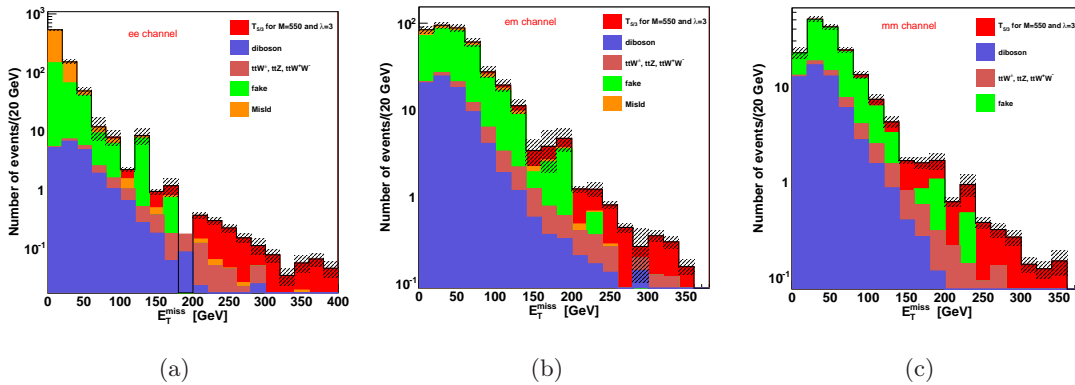


FIGURE 5.7 – Distribution de E_T^{miss} pour le signal et le bruit de fond avec des leptons de même signe pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

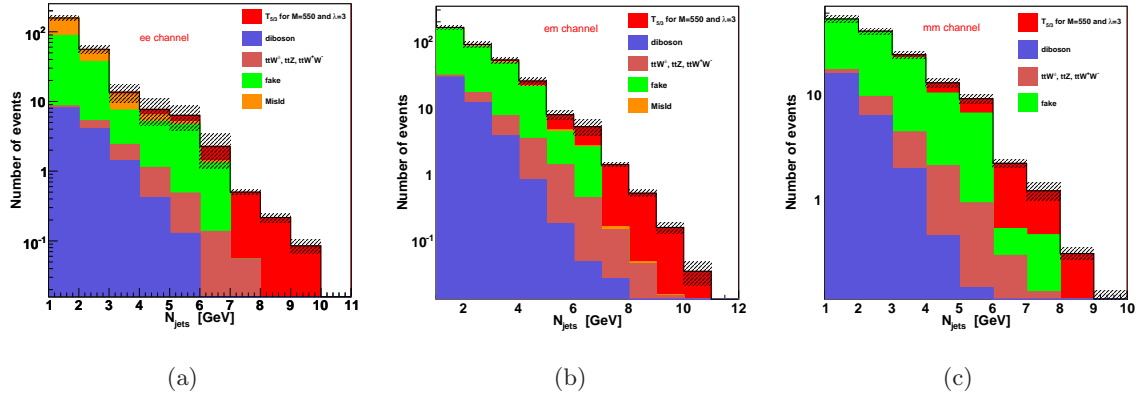


FIGURE 5.8 – Distribution du nombre de jets pour le signal et le bruit de fond avec des leptons de même signe pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

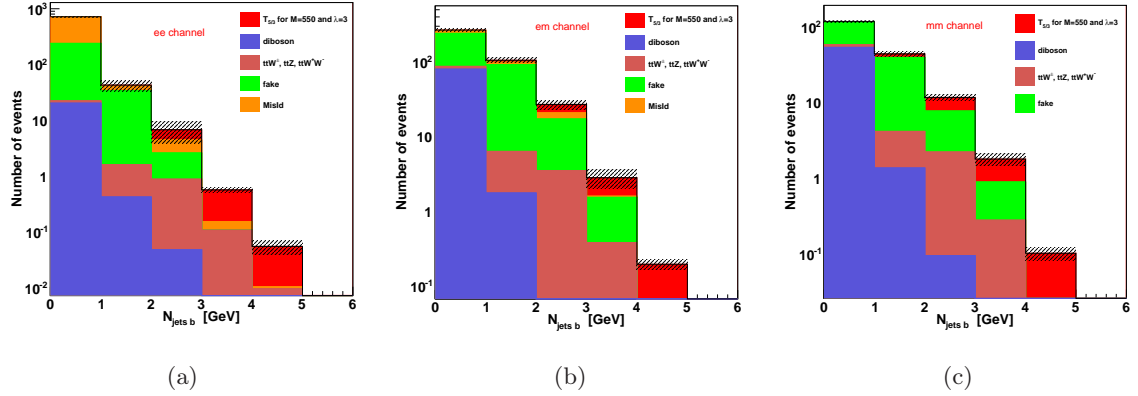


FIGURE 5.9 – Distribution du nombre de jets b pour le signal et le bruit de fond avec des leptons de même signe pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

5.4.2 Optimisation

A partir des coupures précédentes, une optimisation a été effectuée sur l'impulsion transverse totale H_T , le nombre de jets N_j et le nombre de jets b N_b afin d'optimiser la signification statistique définie comme $\mathfrak{S} = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$ (définition utilisée sous ATLAS).

Cette optimisation a été effectuée à partir du signal exotique généré, du bruit de fond irréductible, du bruit de fond dû à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons (étudié dans la partie 5.5) et du bruit de fond dû aux faux leptons (étudié dans la partie 5.6).

Cette optimisation a été étudiée pour chaque masse générée et chaque valeur de couplage λ en faisant varier en parallèle l'impulsion transverse totale H_T , le nombre de jets N_j et le nombre de jets b N_b . Ces paramètres varient de la façon suivante :

- H_T varie entre 350 GeV et 650 GeV par pas de 50 GeV.
- N_j varie de 2 à 4 jets
- N_b varie de 1 à 3 jets.

Pour toutes les valeurs de masse et de couplages λ générés, les résultats obtenus sont résumés

dans la Table 5.2. Ces résultats ne prennent pas en compte les erreurs incertitudes systématiques.

couplage	«1				1				3			
	450	550	650	750	450	550	650	750	450	550	650	750
H_T	450	550	650	650	450	550	650	650	450	450	550	650
N_j	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
N_b	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

TABLE 5.2 – Valeur optimales des coupures sur H_T , N_j et N_b maximisant la signification statistique.

Pour plus de précision, l'optimisation des choix de coupures a également été effectuée à l'aide de la limite attendue en prenant en compte les incertitudes systématiques. Les résultats sont représentés sur la Figure 5.10

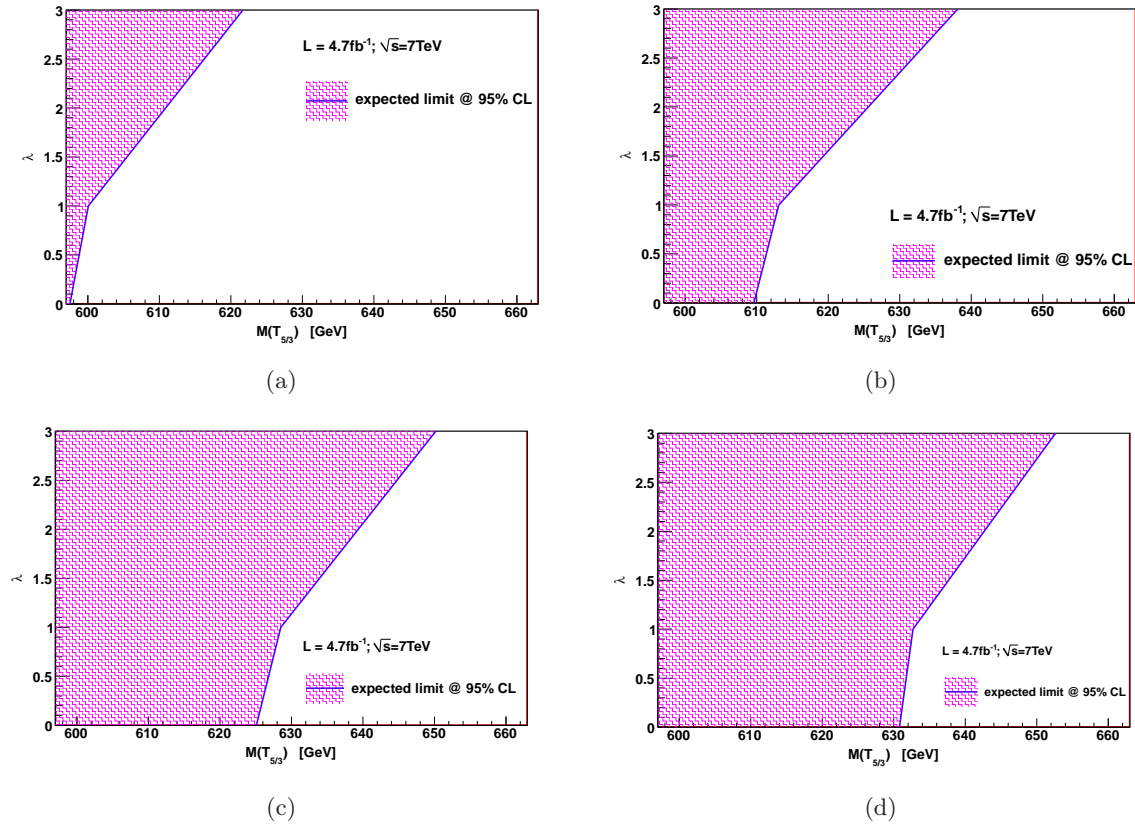


FIGURE 5.10 – Limite attendue sur la masse du $T_{5/3}$ pour $N_j > 2$, $N_b \geq 1$ et plusieurs coupures sur H_T : (a) $H_T \geq 450$ GeV, (b) $H_T \geq 500$ GeV, (c) $H_T \geq 550$ GeV et (d) $H_T \geq 600$ GeV.

Une coupure sur $H_T \geq 600$ GeV nous donne la meilleure limite cependant le bruit de fond devient inférieur à 1 événement. Nous avons donc choisi, afin d'obtenir la meilleure limite, de travailler avec les coupures suivantes : $H_T \geq 550$ GeV, $N_j \geq 2$ et $N_b \geq 1$. Ce sont également ces choix de coupures qui minimise la section efficace limite de production des 4 tops.

5.5 Estimation du nombre d'événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons

Un taux non négligeable d'événements avec 2 électrons de charges opposés passe les coupures. Pour les muons, la probabilité de se tromper de signe est négligeable (un facteur 7 a été calculé entre le taux de mauvaise reconstruction de la charge de l'électron et de celle du muon).

Ces événements proviennent de deux sources principales :

- le rayonnement continu de freinage dur (« hard Bremsstrahlung ») qui produit des électrons trident ($e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma^* \rightarrow e^\pm e^+ e^-$) où l'amas d'énergie sera identifié à la mauvaise trace d'électron, induisant une mauvaise identification de la charge,
- une faible courbure des traces qui induit une erreur de mesure : cet effet est dominant à haute impulsion transverse.

La stratégie d'estimation de ce bruit de fond est de mesurer le taux de mauvaise reconstruction de la charge ϵ_{ch} puis d'appliquer ce taux aux événements avec 2 électrons de charge opposées (dans toute cette section électrons signifie à la fois électron et positron). Ces taux ϵ_{ch} sont estimés par une méthode basée sur les données puis le Monte Carlo est utilisé pour vérification des résultats. Cette méthode utilise les électrons provenant de la désintégration du boson Z pour obtenir un échantillon le plus pur possible en 2 leptons de signe opposés afin d'étudier le spectre des leptons de même signe [12].

Le taux d'efficacité dans les données est obtenue en utilisant différentes méthodes. Trois méthodes sont ici utilisées :

- la méthode *Tag and Probe*
- la méthode d'extraction directe
- la méthode de vraisemblance

Une fois les taux extraits en fonction de η pour chacune de ces méthodes, nous allons effectuer un test de finalité pour vérifier la bonne mesure des efficacités puis nous allons extraire le nombre d'événements attendus pour chacune de ces méthodes. La différence entre les résultats obtenus sera prise comme incertitude systématique.

5.5.1 Extraction des taux d'efficacité de reconstruction de la charge

Estimation Monte Carlo

Avant d'extraire le taux d'efficacité de reconstruction de la charge sur les données et le Monte Carlo en parallèle, nous allons estimer le taux d'efficacité de reconstruction Monte Carlo à partir des vrais électrons simulés.

Dans les événements Monte Carlo, les leptons reconstruits doivent correspondre aux leptons simulés. C'est à partir de cette hypothèse que l'on évalue l'erreur sur le signe de la charge. On utilise un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.2$ autour des électrons produits par la désintégration du boson Z pour trouver l'électron reconstruit. Cela évite de considérer des électrons de conversion ou des électrons produits par d'autre processus.

L'erreur d'identification de la charge des électrons en fonction de différentes gammes en η est représentée sur la Figure 5.11 : l'erreur a été extraite en fonction de la pseudo-rapacité et non l'impulsion transverse des électrons pour des raisons de statistiques. Plus la rapidité augmente, plus l'erreur augmente car à haute pseudo-rapacité les particules chargées traversent plus de matière et l'on a donc une probabilité plus élevée de mal reconstruire la charge.

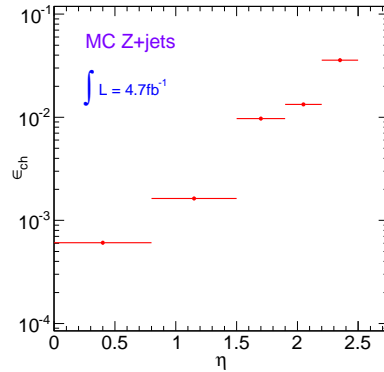


FIGURE 5.11 – Erreur d’identification de la charge des électrons en fonction de η , mesurée à partir de la vérité Monte Carlo avec un algorithme de cône de rayon $\Delta R = 0.2$.

Estimation dans les données

Nous allons maintenant mesurer le taux d’efficacité dans les données (et le Monte Carlo pour vérification) en utilisant trois différentes méthodes.

Pour chacune de ces méthodes nous travaillons à partir de la désintégration du boson Z en électrons. Nous allons pour cela sélectionner des événements avec exactement deux électrons dont la masse invariante est comprise dans l’intervalle [61,121] GeV (pic du Z) comme le montre la Figure 5.12. Les électrons issus de la désintégration du boson Z se trouve dans la même gamme d’impulsion transverse que les électrons de l’analyse grâce auxquels l’estimation de ce bruit de fond a été effectué. Il nous faut ensuite soustraire le bruit de fond dans le pic du Z. Pour cela nous utilisons la « *méthode des bandes* » en divisant le pic en trois parties A=[61;81] GeV, B=[81;101] GeV et C=[101;121] GeV. Le nombre d’événements de signal est évalué dans la région B, ainsi le bruit de fond est estimé dans les régions A et C puis extrapolé à la région B. Cela est similaire à une soustraction linéaire du bruit de fond. Le nombre d’événements issus de la désintégration du boson Z est défini comme

$$N_B^S = N_B - \frac{N_A + N_C}{2}$$

C’est à partir de ces événements N_B^S que nous allons travailler.

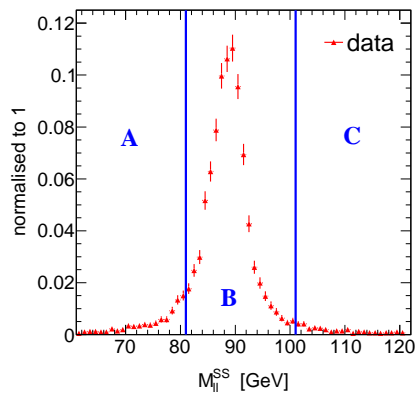


FIGURE 5.12 – Masse invariante des 2 leptons de même signe pour les données.

5.5.1.1 Méthode *Tag and Probe*

Dans cette partie nous déterminons l'erreur d'identification de la charge de l'électron dans les données et le Monte Carlo en utilisant une technique de *tag-and-probe* sur différentes gammes de pseudo-rapidité η .

Les électrons sélectionnés sont divisés en 2 classes : la classe *tag* regroupe des électrons ayant une très faible erreur d'identification de la charge et la classe *probe* regroupe les électrons sélectionnés que nous allons étudier. Dans ces 2 classes les électrons seront *tight++*. Les électrons *tag* sont définis comme étant dans la gamme en $|\eta| \leq 0.8$ (gamme d'énergie dans laquelle l'erreur est la plus basse comme le montre la Figure 5.11 : l'erreur dans cette région est d'un ordre de grandeur plus basse que dans les bouchons). Nous sélectionnons ensuite les paires d'électrons dont au moins un est *tag* puis nous évaluons le nombre d'événements de signe opposé et de même signe en fonction de la pseudo-rapidité de l'autre électron définis comme étant la *probe*. Le taux de mauvaise identification de la charge est obtenu par la formule suivante :

$$\delta_e^i = \frac{N_{ss}^i}{N_{ss}^i + N_{os}^i}$$

où i correspond à chaque gamme de pseudo-rapidité. Ces valeurs contiennent les taux de mauvaise identification pour un électron *tag* et un électron *probe*. Pour extraire l'erreur de reconstruction de la charge pour chaque lepton, il faut extraire l'efficacité de l'électron *tag*. Comme la première gamme en η ($\eta \leq 0.8$) contient 2 électrons *tag*, la probabilité de mauvaise identification finale de la charge est donnée par :

$$\epsilon_{chg}^0 = \frac{\delta_e^0}{2}$$

Pour les autres gammes en η celle-ci vaut :

$$\epsilon_{chg}^i = \delta_e^i - \epsilon_{chg}^0, i \neq 0$$

Et l'erreur sur la mauvaise identification finale de la charge est donnée par :

$$\Delta R_{chg} = \sqrt{\frac{\epsilon_{chg}(1 - \epsilon_{chg})}{N_{ss} + N_{os}}}$$

Les taux extraits par cette méthode et leur erreur pour le Monte Carlo et les données sont représentés sur la Figure 5.13.

5.5.1.2 Méthode d'extraction directe

En se basant sur le même principe que la méthode de *tag-and-probe* on extrait ici directement l'erreur de reconstruction de la charge pour une gamme en η donnée où les deux électrons se trouvent dans cette même gamme. Avec cette approche l'erreur sur la mauvaise identification de la charge vaut :

$$\epsilon_{chg}^i = \frac{N_{ss}^{ii}}{2(N_{ss}^{ii} + N_{os}^{ii})}$$

Et l'erreur sur la mauvaise identification finale de la charge est la même que précédemment.

Un inconvénient de cette méthode est la sélection des 2 électrons qui a lieu dans la même gamme en η : cela implique un changement des distributions en η et p_T des électrons étudiés. Mais cette méthode est utilisée pour étudier les incertitudes systématiques de la méthode finale. Les taux extraits par cette méthode et leurs erreurs pour le Monte Carlo et les données sont représentés sur la Figure 5.13.

5.5.1.3 Méthode de vraisemblance

La méthode de *tag-and-probe* requiert un électron tag avec une très faible erreur d'identification de la charge. Dans notre cas nous utilisons les électrons avec $\eta \leq 0.8$. Cette méthode donne de bon résultats mais comme nous forçons l'électron à être dans une région cinématique bien définie, cela biaise les propriétés cinématiques de notre électron *probe*. De plus, cela réduit la statistique utilisée dans la méthode. Des effets similaires sont observés dans la méthode d'extraction directe.

Nous présentons ici une autre méthode basée sur la vraisemblance pour extraire l'erreur de reconstruction de la charge de l'électron en prenant en compte les paires d'électrons pour toutes combinaison en $|\eta|$.

Nous partons de l'hypothèse que les erreurs de reconstruction pour différentes régions en η (ϵ_i) sont indépendantes les unes des autres. Ainsi, la probabilité d'avoir un nombre d'événements de même signe N_{ss}^{ij} avec un électron dans la région i en η et l'autre dans la région j est fonction du nombre d'événements N^{ij} par la relation :

$$N_{ss}^{ij} = N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)$$

Le nombre d'événements N_{ss}^{ij} est décrit par une distribution de Poisson : $f(k, \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}$ où l'on note $\lambda = (\epsilon_i + \epsilon_j)N^{ij}$.

Ainsi la probabilité pour une paire d'électrons d'avoir une erreur de charge est donnée par :

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

Nous pouvons alors évaluer toutes les combinaison en $|\eta|$ pour obtenir la vraisemblance :

$$L(\epsilon | N_{ss}, N) = \prod_{i,j} \frac{[N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)]^{N_{ss}^{ij}} e^{-N^{ij}(\epsilon_i + \epsilon_j)}}{N_{ss}^{ij}!}$$

Nous minimisons $-\ln(L)$:

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

Pour finir, nous supprimons les termes ne dépendant pas de la variable que nous voulons extraire (ϵ) et la fonction finale à minimiser est :

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

Le signal est extrait sous le pic du Z toujours en utilisant la méthode des bandes pour extraire le bruit de fond. On utilise MINUIT et MINOS pour la minimisation des événements et le calcul d'erreurs.

5.5.2 Comparaison des différentes méthodes et test de finalité

L'erreur de reconstruction de la charge de l'électron est extraite par les trois méthodes décrites ci-dessus pour les données et le Monte Carlo pour vérification comme le montre la Figure 5.13 : la mauvaise identification de la charge augmente avec η et les résultats sont très

similaires pour les différentes méthodes, avec des différences correspondant à l'incertitude systématique de cette mesure.

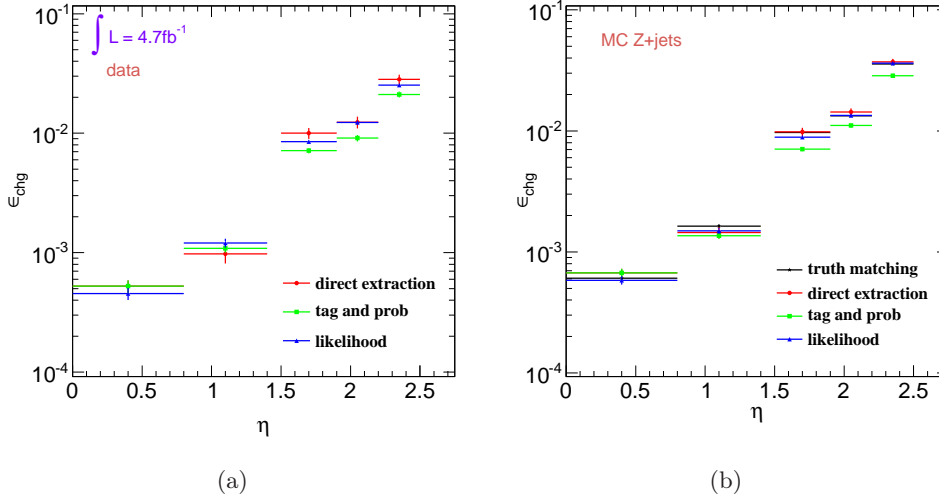


FIGURE 5.13 – Taux de mauvaise identification finale de la charge de l'électron extraits par les trois méthodes présentées ci-dessus (plus la vérité Monte Carlo (*truth matching*) sur les événements simulés) pour les données (a) et le Monte Carlo (b).

La plus grande mauvaise identification de charge par gamme en η est obtenue pour la méthode d'extraction directe. Cela est dû à la sélection cinématique qui est appliquée. Ensuite, la méthode de *tag-and-probe* prédit la plus faible mauvaise identification : là encore, cela est dû au fait que l'électron *tag* est forcé dans la région centrale. La restriction de ces 2 méthodes dans l'espace des phases est montré sur la Figure 5.14.

La méthode de vraisemblance prend en compte toutes les autres combinaisons possibles en η , à l'inverse des 2 autres méthodes. Cela amène à une prédiction comprise entre les deux autres méthodes et, dans le cas du Monte Carlo, un très bon accord avec la méthode de *truth matching*.

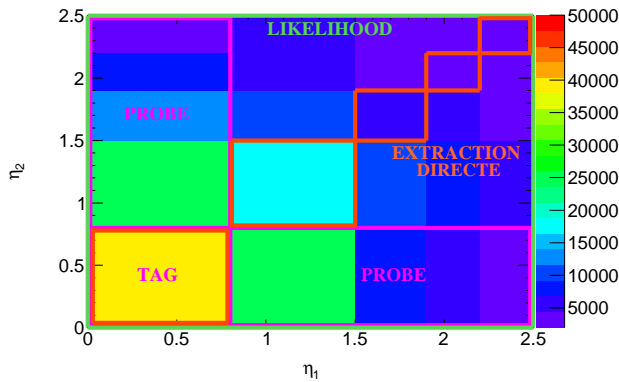


FIGURE 5.14 – Espace des phases (η_1, η_2) utilisé par les différentes méthodes d'extraction de l'erreur de reconstruction de la charge de l'électron

Afin de valider les performances des trois méthodes décrites précédemment (quatre pour le Monte Carlo), nous appliquons les taux de mauvaise identification trouvés pour chaque méthode à la région correspondant au pic du Z. La méthode utilisée est la suivante :

- on sélectionne les événements avec 2 électrons de signe opposés dans le pic du Z,
- on pondère chaque événement avec le poids suivant :

$$\omega(i, j) = \frac{(\epsilon_i + \epsilon_j)}{(1 - \epsilon_i)(1 - \epsilon_j)} \quad (5.7)$$

où ϵ_i correspond à la probabilité de mauvaise identification de la charge pour la gamme i en η . Le dénominateur vient du fait que l'on applique le test de finalité seulement aux électrons de signe opposé.

- on doit retrouver le même nombre d'événements avec deux leptons de même signe.

Les résultats de ce test de finalité sont représentés sur la Figure 5.15 pour le Monte Carlo et les données. Nous pouvons observer un léger décalage vers des masses plus faibles pour le maximum de la distribution M_{ll}^{ss} par rapport à la distribution des événements M_{ll}^{os} repondérés. Cela est dû au fait que les électrons de même signe (électrons trident) irradient plus que les électrons de signe opposés. Ainsi de l'énergie est perdue lors de la reconstruction.

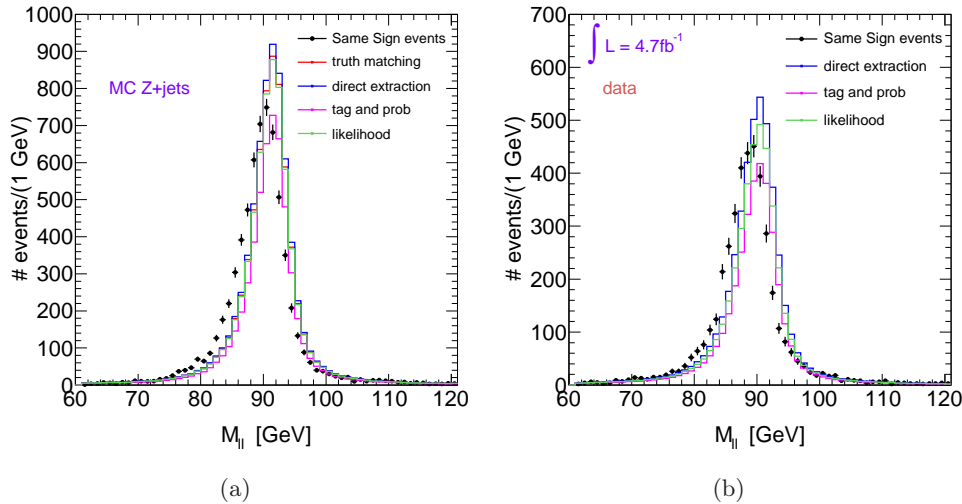


FIGURE 5.15 – Masse invariante de la distribution des 2 électrons pour les événements de même signe et les événements de signe opposés qui ont été pondérés par chaque méthode pour le Monte Carlo (a) et les données (b).

Pour la méthode de *truth matching* nous observons une sur-estimation du nombre d'événement de 3.40%. Pour la méthode de *tag-and-probe* nous avons une sous-estimation du nombre d'événement de 15.54% pour le Monte Carlo et de 15.95% pour les données. La méthode d'extraction directe donne une sur-estimation du nombre d'événement de 7.00% pour le Monte Carlo et de 9.60% pour les données. Le meilleur accord est obtenu par la méthode de vraisemblance grâce à laquelle nous obtenons une sur-estimation du nombre d'événements de seulement 2.11% pour le Monte Carlo et une sous-estimation du nombre d'événements de 1.22% pour les données.

5.5.3 Estimation du nombre d'événements

La méthode de vraisemblance nous donnant le meilleur accord avec la vérité MC, nous utilisons cette méthode pour extraire le nombre d'événements de bruit de fond attendu, tandis que

les méthodes de *tag-and-probe* et d'extraction directe sont utilisées pour l'extraction des incertitudes systématiques. Cette méthode surestime légèrement cette incertitude. Cette systématique est particulièrement importante pour $|\eta| \geq 1.5$.

Le principe d'extraction des événements est le même que pour le test de finalité : nous utilisons les mêmes coupures que celles de l'analyse (expliquées dans la partie 5.4) exception faite de la coupure des 2 leptons de même signe. Nous demandons ici 2 leptons de signe opposés puis nous re-pondérons les événements par le poids $\omega(i, j)$ de la formule 5.7.

Ceci est effectué pour les trois méthodes afin d'extraire le nombre d'événements attendu et la systématique associée à ce bruit de fond. Les résultats obtenus sont représentés dans la Table 5.3.

méthode	canal ee	canal $e\mu$
extraction directe	0.18 ± 0.07	0.29 ± 0.05
<i>tag-and-probe</i>	0.14 ± 0.05	0.25 ± 0.04
vraisemblance	0.16 ± 0.06	0.28 ± 0.05

TABLE 5.3 – Nombre d'événements de bruit de fond attendu pour les trois méthodes utilisées

Ainsi le nombre de bruit de fond attendu dû à l'erreur de reconstruction de la charge de l'électron et ses erreurs statistiques et systématiques est le suivant :

$$\begin{cases} N_{charge}^{ee} = 0.16 \pm 0.06^{+0.02}_{-0.02} \\ N_{charge}^{em} = 0.28 \pm 0.05^{+0.01}_{-0.03} \end{cases}$$

5.6 Estimation du nombre d'événements dus aux faux leptons

On nomme « faux leptons » (*fake*) ou leptons mal-reconstruits les leptons provenant de la désintégration d'un jet, de la désintégration en vol d'un π^\pm ou d'un méson K , de la reconstruction d'un π^0 en tant qu'électron, d'un photon ou encore d'un photon de conversion. Afin d'estimer la contribution des événements avec un ou deux faux leptons, nous utilisons une méthode basée sur les données appelée « méthode de la matrice » et décrite dans cette partie.

La méthode de la matrice détermine le nombre de leptons mal-reconstruits dans la région de deux leptons de même signe. Pour cela, nous définissons tout d'abord deux séries de critères de sélection des leptons, surnommés *Loose* et *Tight*. Puis nous mesurons les probabilités r et f qu'un vrai ou faux *Loose* lepton passe les critères de sélection *Tight* en utilisant une région de contrôle purifiée en événement vrai ou faux.

Le nombre d'événements avec des leptons *Loose* et *Tight*, dépend de la vraie composition d'un échantillon, à savoir le nombre d'événements avec des leptons vrais et faux. Cette relation est représentée par la formule 5.8.

$$\begin{bmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} rr & rf & fr & ff \\ r(1-r) & r(1-f) & f(1-r) & f(1-f) \\ (1-r)r & (1-r)f & (1-f)r & (1-f)f \\ (1-r)(1-r) & (1-r)(1-f) & (1-f)(1-r) & (1-f)(1-f) \end{bmatrix}}_{M(T,L,R,F)} \begin{bmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{RR} \end{bmatrix} \quad (5.8)$$

où N_{TT} se réfère aux événements *Tight-Tight*, N_{TL} et N_{LT} sont les événements *Tight-Loose* (ordonnés en p_T) et N_{LL} est le nombre d'événements *Loose-Loose*.

Le nombre d'événements attendus ayant au moins un lepton mal reconstruit est obtenu en inversant l'équation 5.8. La solution de cette équation est la suivante :

$$\begin{cases} N_{RR} = \frac{(1-f)^2 N_{TT} - f(1-f)(N_{TL} + N_{LT}) + f^2 N_{LL}}{(r-f)^2} \\ N_{RF} = \frac{-(1-f)(1-r)N_{TT} + r(1-f)N_{TL} + f(1-r)N_{LT} - rfN_{LL}}{(r-f)^2} \\ N_{FR} = \frac{-(1-f)(1-r)N_{TT} + f(1-r)N_{TL} + r(1-f)N_{LT} - rfN_{LL}}{(r-f)^2} \\ N_{FF} = \frac{(1-r)^2 N_{TT} - r(1-r)(N_{TL} + N_{LT}) + r^2 N_{LL}}{(r-f)^2} \end{cases} \quad (5.9)$$

Et le nombre d'événements de bruit de fond dû à la présence d'au moins un lepton mal-reconstruit est

$$N_{fake} = N_{RF} + N_{FR} + N_{FF}$$

5.6.1 Extraction des taux d'efficacité des vrais et faux leptons

Afin d'estimer le bruit de fond attendu dû aux leptons mal-reconstruits, il faut tout d'abord extraire des taux r et f qu'un lepton réel ou faux passe les critères *Tight*. Cela est calculé séparément pour les électrons et les muons.

5.6.1.1 Etude des électrons

Les électrons *tight* sont définis comme ayant les mêmes critères que ceux de l'analyse (à savoir des électrons *tight++* comme expliqué dans la partie 5.3.2).

Les électrons *loose* ont les mêmes coupures en acceptation et en énergie que les électrons *tight*. Ils doivent être définis comme *Médium++* et ne doivent pas correspondre à des photons de conversion. Ils doivent également être isolés (la coupure d'isolation est plus faible que celle des électrons *tights*) : un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} = 0.2$ autour de la direction de l'électron doit contenir moins de 6 GeV additionnel de dépôt d'énergie et un cône de rayon $\Delta R = 0.3$ autour de la direction du lepton ne doit pas contenir de traces dont le dépôt d'énergie total soit supérieur à 6 GeV.

Mesure d'efficacité des vrais électrons

Afin de créer une région de contrôle riche en vrais électrons, un échantillon hautement purifié en boson Z est sélectionné en demandant un électron *tight* (nommé *tag*) et un électron *loose* (nommé *probe*) dont la masse invariante se trouve entre 81 et 101 GeV. De plus, afin d'éviter tout biais sur l'efficacité de déclenchement de l'électron *probe*, l'électron *tag* doit avoir déclenché la mesure de l'événement. Les paires d'électrons de même signe et de signe opposé sont considérées séparément.

Différentes méthodes de soustraction du bruit de fond, toutes basées sur la structure en pic de la distribution de masse invariante, ont été appliquées.

- La première rejette les événements de même signe dans la région de contrôle. Cela suppose des leptons non corrélés dans les événements de bruit de fond.
- La deuxième est la méthode des bandes expliquée dans la partie précédente
- La dernière ajuste la distribution du signal et du bruit de fond par des fonction différentes. Un ajustement est effectué au niveau *loose* puis un autre au niveau *tight* et l'efficacité de mesure est le rapport entre le nombre d'événements de signal sous le pic du Z pour les

deux sélections (tight/loose).

Les principales incertitudes systématiques sur les mesures d'efficacité sont liées à la contamination de l'échantillon d'électrons *probe*. Pour évaluer la précision de la soustraction du bruit de fond, différentes variantes de la sélection des électrons *probe* ont été utilisées pour modifier le niveau du bruit de fond et les différentes méthodes d'estimation. Les variations suivantes ont été utilisées :

- l'utilisation des trois méthodes décrites ci-dessus pour extraire le bruit de fond ,
- des variations sur la sélection de la régions de contrôle : [81-101], [76-106], [86-96] GeV,
- différentes gammes d'ajustement pour la dernière méthode : [60-120], [55-200] GeV,

Au total, 11 variations ont été étudiées pour les électrons. Comme il n'existe, à priori, aucun moyen de définir une sélection de base, une procédure utilisant les différentes variations mentionnées ci-dessus a été mise au point afin d'évaluer les valeurs centrales et l'incertitude systématique des mesures. Cette procédure consiste à considérer la valeur centrale et l'incertitude statistique d'une mesure de l'efficacité comme des moyennes de ces quantités sur toutes les variations de cette mesure. L'incertitude systématique est alors donnée par la propagation de toutes les variations.

Mesure d'efficacité des faux électrons

La région de contrôle riche en faux électrons est créée en demandant un unique électron loose qui doit avoir déclenché l'événement et au moins un jet d'impulsion supérieure à 25 GeV. La distance minimale entre le jet de plus haute impulsion transverse et le lepton doit être supérieure à 0.7. Une autre coupure cinématique est utilisée afin de renforcer les événements de QCD : l'énergie transverse manquante (*MET*) doit être inférieure à 20 GeV. Les régions avec $MET \leq 15$ GeV et $MET \leq 25$ GeV sont utilisées pour estimer les incertitudes systématiques. Comme des leptons provenant des bosons W et Z sont toujours présents, on augmente la pureté de l'échantillon en corrigeant le nombre des événements loose et tight observés dans les données par le Monte Carlo.

L'efficacité des faux leptons est mesurée pour les différents composants de cet échantillon :

- L'échantillon libellé *bt* correspond aux événements où au moins un jet est marqué b, (en utilisant l'algorithme MV1 expliqué dans la partie 1.4).
- L'échantillon libellé *ct* correspond aux événements où l'électron provient d'un photon de conversion.
- L'échantillon libellé *!b!c* correspond aux événements sans jet b et où l'électron ne provient pas d'un photon de conversion : ce sont surtout des leptons issus de la désintégration de jets légers.

Les efficacités de faux leptons sont mesurées séparément pour ces 3 échantillons. Idéalement, il faudrait combiner ces mesures pour obtenir le rendement moyen à utiliser dans la région de signal et l'incertitude systématique. L'estimation de la composition du bruit de fond pourrait être faite en utilisant le Monte Carlo, lorsque les échantillons disponibles seront plus importants.

L'efficacité finale est la suivante :

- l'efficacité extraite correspond à la valeur moyenne des 2 cas extrêmes , la valeur supérieure correspondant à l'échantillon *!b!c*,
- l'incertitude systématique est tirée de la propagation des valeurs extrêmes. Cette systématique est ajoutée en quadrature à celle obtenue en faisant varier la coupure sur *MET*.

Les taux r et f sont représentés sur la Figure 5.16. Ces taux f ont été paramétrés en fonction de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse de l'électron. On observe une forte dépendance de l'efficacité des faux électrons en fonction de l'impulsion transverse des électrons.

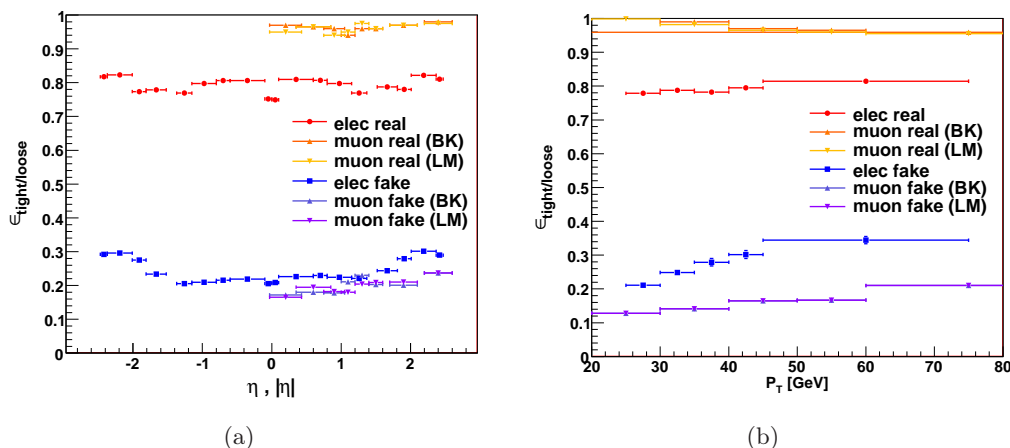


FIGURE 5.16 – Paramétrisation des efficacités r et f en fonction de (a) la pseudo-rapacité des leptons et (b) l'impulsion transverse des électrons (pour les électrons) ou l'impulsion transverse des jets (pour les muons) pour les vrais (a) et les faux (b) leptons

5.6.1.2 Etude des muons

Tout comme les électrons, les muons *tight* sont définis comme ayant les mêmes critères que ceux de l'analyse. Les muons *Loose* sont pris comme étant *Tight* moins le critère d'isolation sur l'énergie additionnelle et les traces. Notons que dans les deux cas nous rejetons les muons se trouvant proche d'un jet par la coupure $\Delta R(\text{muon}, \text{jet}) > 0.4$.

L'efficacité des vrais et faux muons a été paramétrée en fonction de la valeur absolue de la pseudo-rapacité du muon et du jet de plus grande impulsion transverse afin de tenir compte des dépendances sur l'acceptance du spectromètre à muons et de l'activité hadronique des jets durs qui affectent l'isolation du muon.

Les efficacités ont été calculées sur deux périodes : la première période (BK) couvre les données enregistrées de mars 2011 à août 2011 et la deuxième (LM) va de septembre 2011 à fin 2011. Les efficacités calculées sur la première période sont stables, tandis qu'elles sont légèrement différentes sur la deuxième en raison d'une accumulation des données plus importante (le nombre de particules par paquet, donc par croisement de faisceau, a été augmenté). Ces deux périodes sont donc analysées séparément (cet effet n'a pas été observé pour les électrons).

Mesure d'efficacité des vrais muons

La région de contrôle riche en vrais muons est obtenue de la même façon que celle des électrons en demandant un muon *tight* et un muon *loose* dont la masse invariante se trouve entre 79 et 103 GeV. Pour chaque muon *tight* de l'événement, il faut alors vérifier si l'autre muon passe la coupure *tight*.

Mesure d'efficacité des faux muons

Cette mesure a été optimisée pour les événements $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$. La région de contrôle riche en faux muons est créée en demandant un unique muon loose dans l'événement qui doit avoir déclenché l'événement. Une autre coupure cinématique est utilisée afin de renforcer les événements de QCD ; on travaille dans une région de faible masse transverse du W en effectuant les coupures suivantes : $M_T(W) \leq 20$ GeV, $E_T^{miss} + M_T(W) \leq 60$ GeV. L'intérêt de travailler dans cette zone de basse masse transverse (leptonique) est l'orthogonalité de cette zone par rapport aux événements $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$ ce qui en fait une région de contrôle idéale.

Les incertitudes systématiques proviennent du choix de la région de contrôle ($M_T(W) \leq 20 \pm 5$ GeV) et de la pureté de cette région : estimation des événements W et Z données par le Monte Carlo dans les données.

Les taux r et f sont représenté sur la Figure 5.16. Le taux f dépend fortement de l'impulsion transverse du jet le plus énergétique et de la pseudo rapidité du muon. Cela confirme l'utilité de paramétrer les taux d'efficacité en fonction de ces deux variables.

5.6.2 Estimation du nombre d'événements

Le principe d'extraction des événements est le même que pour les événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons : nous utilisons les mêmes coupures que celle de l'analyse mais nous travaillons avec des leptons *Loose* non *Tight*. Nous normalisons ensuite les événement suivant : les caractéristiques des leptons (*Loose* ou *Tight*), l'impulsion du jet le plus énergétique et la période de l'événement à l'aide des équations de la Formule 5.9 pour obtenir le nombre de leptons mal-reconstruits (fake) $N_{fake} = N_{RF} + N_{FR} + N_{FF}$.

Les incertitudes systématiques liées aux méthodes d'extraction des efficacités des vrais et faux leptons sont de 50% pour le canal avec 2 électrons, 40% pour le canal avec 1 électron et 1 muon et 30% pour le canal avec 2 muons.

Ainsi le nombre d'événements attendus dû aux leptons mal reconstruits et leur erreur statistique et systématique est reporté dans la Table 5.4.

canal	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
nombre d'événements	$0.52 \pm 1.12 \pm 0.26$	$0.82 \pm 1.05 \pm 0.33$	$0.13 \pm 0.13 \pm 0.04$

TABLE 5.4 – Nombre d'événements attendus dû à la mauvaise reconstruction des leptons pour les trois canaux de mesure avec leur incertitude statistique (première erreur) et systématique (deuxième erreur)

5.6.3 Chevauchement des électrons-trident et électrons mal reconstruits

Des électrons trident sont partiellement capturés par la méthode de la matrice comme ils ont une probabilité plus faible que la normale de passer les coupures *Tight*. Ils sont donc comptés deux fois (une fois dans chaque bruit de fond). Nous supprimons ce double comptage en mesurant la fraction de faux électrons capturé dans le bruit de fond la mis-identification de charge dans le pic du Z.

A partir des données nous sélectionnons le pic du Z dans la fenêtre de masse [61 GeV ; 121 GeV] : nous comptons 243 événements avec 2 électrons de même charge (sans normalisation) qui sont dominés par les électrons tridents. En appliquant la méthode de la matrice sur ces

événements nous trouvons 52.28 événements ce qui indique que 21.5% des électrons trident sont capturés en tant que bruit de fond dû aux leptons mal-reconstruits. Le même test sur le Monte Carlo $Z \rightarrow e^+e^-$ nous donne 20.0%, ce qui confirme nos observations sur les données.

Le bruit de fond des électrons trident étant estimé séparément du bruit de fond dû aux jets, nous normalisons l'estimation de la contribution des électrons trident à 78.5% pour éviter le double comptage lors de la sommation.

Ainsi le bruit de fond attendu dû à l'erreur de reconstruction de la charge de l'électron et ses erreurs statistiques et systématiques est le suivant :

$$N_{charge}^{ee} = 0.13 \pm 0.04_{-0.01}^{+0.02}$$

$$N_{charge}^{em} = 0.23 \pm 0.04_{-0.02}^{+0.03}$$

5.7 Incertitudes systématiques

De nombreuses incertitudes systématiques sont à prendre en compte dans notre analyse. Celles-ci sont décrites si dessous.

5.7.1 L'échelle en énergie des jets (JES)

Celle-ci a été calculée en utilisant les données de faisceau test, de collision et de simulation. Son incertitude varie entre 1% et 5% , selon l'impulsion transverse des jets et leur pseudo-rapacité [13]. Cela inclut les incertitudes sur la composition en saveur des échantillons et les erreurs de mesures des jets proches. Les incertitudes sur l'empilement des données sont de 5% (7%) dans la région centrale (vers l'avant). L'effet de l'échelle en énergie des jets sur l'acceptance de notre signal a été estimée en normalisant l'impulsion des jets en fonction de p_T et η pour les événements Monte Carlo simulés. L'estimation de l'effet de la JES sur l'acceptance de notre signal ou du bruit de fond est la différence relative entre cette acceptance avec et sans la renormalisation des jets.

5.7.2 La résolution en énergie des jets (JER)

Celle-ci est mesurée dans les événements avec 2 jets et en accord à plus ou moins 1.3% de la simulation [14]. Les effets d'une résolution finie en énergie des jets ont été mesurés en diminuant artificiellement la résolution des jets dans le Monte Carlo. L'impulsion transverse des jets, avant sélection de ceux ci, varie selon une distribution gaussienne dont la largeur varie en fonction du p_T et η des jets. Les incertitudes systématiques de la JER ont été estimées en tant que différence entre le nombre d'événements acceptés en diminuant artificiellement la résolution des jets et le nombre nominal d'événements acceptés.

5.7.3 Les facteurs d'échelle des leptons

La mauvaise modélisation de déclenchement, de l'efficacité de reconstruction et de sélection des muons et des électrons dans les simulations ont été corrigées à l'aide de facteurs d'échelle

dérivés des mesures d'efficacité dans les données. Les désintégrations $Z \rightarrow \mu\mu$, $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$ ont été utilisées afin d'obtenir ces facteurs en fonction de la cinématique des leptons. Les incertitudes ont été estimées en faisant varier la sélection des leptons. Une incertitude de 1.4% a été trouvée. Les incertitudes systématiques sur la reconstruction et l'efficacité de déclenchement ont été estimées en faisant varier ces efficacités d'une déviation standard.

5.7.4 L'échelle en énergie des leptons et leur résolution

Les processus $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ ont été utilisés pour mesurer l'échelle en impulsion des leptons et leur résolution. Des facteurs de correction et leur incertitude associée ont été dérivés pour être en accord avec la simulation.

Les incertitudes sur la correction de l'échelle d'énergie et de la résolution des leptons et des jets ont été propagées dans le calcul de l'énergie transverse manquante.

- Échelle en énergie des électrons (EES)

Cet effet a été mesuré en faisant varier l'énergie de l'amas de l'électron candidat d'une déviation standard. L'acceptance du signal et bruit de fond a alors été extraite en utilisant les électrons renormalisés et l'incertitude a été estimée comme la différence relative entre l'acceptance du signal et bruit de fond pour des électrons renormalisés et des électrons d'énergie nominale.

- Résolution en énergie des électrons (EER)

Les incertitudes systématiques ont été estimées en diminuant artificiellement la résolution en énergie de l'amas des électrons candidats dans le Monte Carlo. Ceci a été effectué en utilisant une distribution gaussienne dont la valeur moyenne varie en fonction de p_T et η . On a alors mesuré la différence entre le nombre d'événements passant les critères de sélection.

- Échelle en énergie des muons (MES)

L'estimation des incertitudes systématiques a été effectuée en renormalisant l'énergie des muons dans le Monte Carlo en fonction du p_T et η mesuré des muons. Elles correspondent à la différence relative entre le nombre d'événements pour des muons nominaux et renormalisés.

- Résolution en énergie des muons (MER)

Cette incertitude, pour des muons combinés, consiste en des incertitudes sur l'échelle de l'impulsion du muon mesuré par le détecteur interne et le spectromètre à muon. Pour estimer l'ordre de grandeur de cette incertitude, les énergies reconstruites ont été variées artificiellement et séparément en utilisant une distribution gaussienne dans le Monte Carlo avant la sélection des muons ou toute coupure. L'effet global de l'incertitude de la résolution en énergie du muon est estimé à partir de fluctuations se propageant du détecteur interne au spectromètre à muons.

5.7.5 Les fonctions de distribution partonique

Les fonctions de distribution partonique (PDF) sont déterminées par ajustement des données expérimentales, qui sont dépendantes des PDF à travers les sections efficaces de processus physiques ou les fonctions de structure. Ainsi, les PDF sont déterminées avec des incertitudes

provenant des erreurs statistiques et systématiques des données expérimentales. L'incertitude sur la détermination des PDF se propage aux incertitudes globale de certaines observables physiques dans les étude de Monte-Carlo. Afin d'estimer quantitativement les incertitudes dues aux PDF, des séries spéciales d'erreurs sont fournies pour de multiples PDF. Les erreurs sur ces séries sont obtenues par variation de l'ajustement des paramètres libres des PDF sur les points de données expérimentales. La méthode d'estimation des incertitudes des fonctions de distribution partonique utilise ces séries pour calculer un poids par événement et pour chaque membre d'une série de PDF. Les incertitudes sur les fonctions de distribution partonique sont de +1% et -0.9% indépendamment du canal étudié.

5.7.6 Le Monte Carlo

- **La luminosité** délivrée par le LHC et enregistrée par ATLAS possède une incertitude provenant de sa mesure et du nombre d'événements de *pile-up*. Cette incertitude a été estimée à 3.7% à l'aide des scans de Van der Meer [15].

- **Les sections efficaces** utilisées pour le bruit de fond irréductible sont celles données par le générateur utilisé. Elles dépendent fortement du générateur (LO ou NLO) et des PDF choisies. Cette incertitude est de 50% pour le bruit de fond $W^\pm W^\pm + 2\text{jets}$ et 34% pour $W^\pm Z^0$ et $Z^0 Z^0$. Les processus $t\bar{t}W^\pm + 0,1\text{jet}$ et $t\bar{t}Z^0 + 0,1\text{jet}$ ont 35% d'incertitude et le processus $t\bar{t}W^+W^-$ possède une incertitude de +35% et -24%. Pour le signal, la section efficace de la production de paires a été normalisée à l'ordre NNLO à l'aide d'HATHOR. Les incertitudes sur ces valeurs sont comprises entre 46.8% et 1.22% selon la masse du $T_{5/3}$ générée : plus la masse augmente, plus l'incertitude diminue. Pour la production simple, la section efficace utilisée est celle donnée par MadGraph (générateur LO) et l'incertitude correspondante est de 50%. Enfin, pour la génération des processus effectifs à 4 tops, la section efficace utilisée étant celle donnée par MadGraph l'incertitude correspondante est également de 50%.

- **L'algorithme de modélisation du b-tagging** : nous avons choisi de travailler avec une efficacité de *b-tagging* de 70%. Cette efficacité a été mesurée comme une efficacité moyenne sur des jets d'impulsion transverse comprise entre 20 GeV et 500 GeV. Elle dépend de la nature des jets (jets b, jets c ou jets légers) et de leur impulsion transverse et est comprise entre 5% et 12%.

5.7.7 Le bruit de fond basé sur les données

La méthode d'extraction de ces incertitudes et les résultats obtenus sont présentés dans la partie 5.5 pour le bruit de fond dû à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons et dans la partie 5.6 pour le bruit de fond dû aux faux leptons. L'incertitude systématique due au premier bruit de fond est environ -7% et +13%. L'incertitude systématique due aux faux leptons est de 50% dans le canal ee , de 40% dans le canal $e\mu$ et de 30% dans le canal $\mu\mu$.

5.8 Etude de la région de contrôle et résultat

5.8.1 Etude de la région de contrôle

Afin de valider les performances de la sélection des événements (leptons, énergie transverse manquante et jets) et la modélisation des sources de bruit de fond avec 2 leptons de même signe nous regardons les événements avec 2 leptons de même signe dans une région de contrôle. Nous demandons une énergie transverse totale (H_T) inférieure à 550 GeV afin de rejeter notre région de signal et éviter toute contamination.

Les distributions obtenues pour les 3 canaux étudiés sont représentées de la Figure 5.17 à la Figure 5.20 et représentent respectivement les distributions de : l'énergie totale transverse, l'énergie transverse manquante, le nombre de jets et le nombre de jets b de l'événement.

Même si l'on observe une petite fluctuation sur l'énergie totale transverse et l'énergie totale transverse pour le canal $e\mu$, nous avons un accord raisonnable entre le bruit de fond et les données ce qui valide ainsi les méthodes d'extraction des événements pour les bruits de fond basés sur les données.

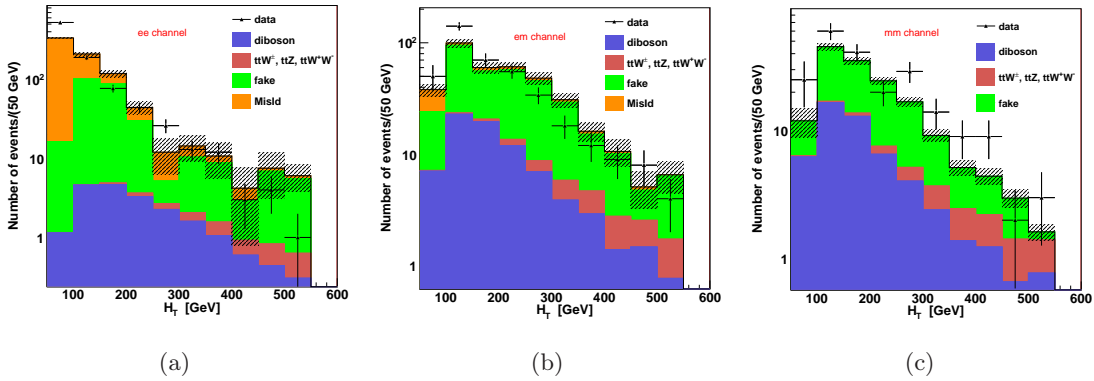


FIGURE 5.17 – Distribution de H_T pour les événements de même signe avec $H_T \leq 500$ GeV pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (b).

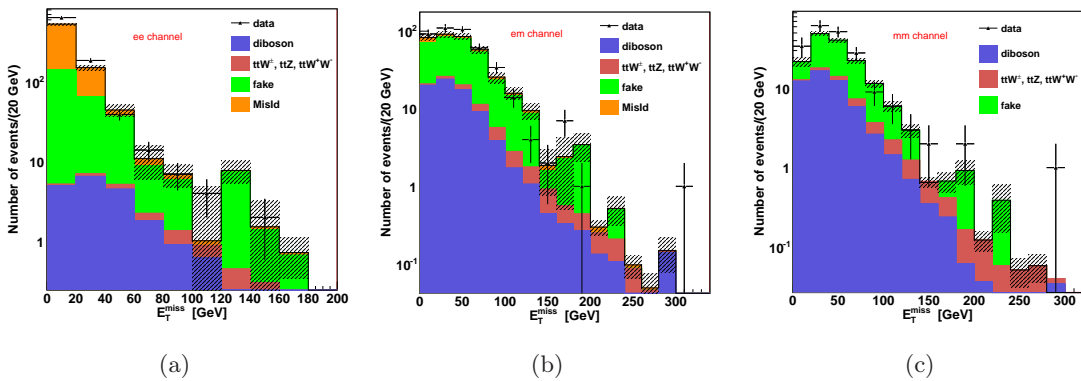
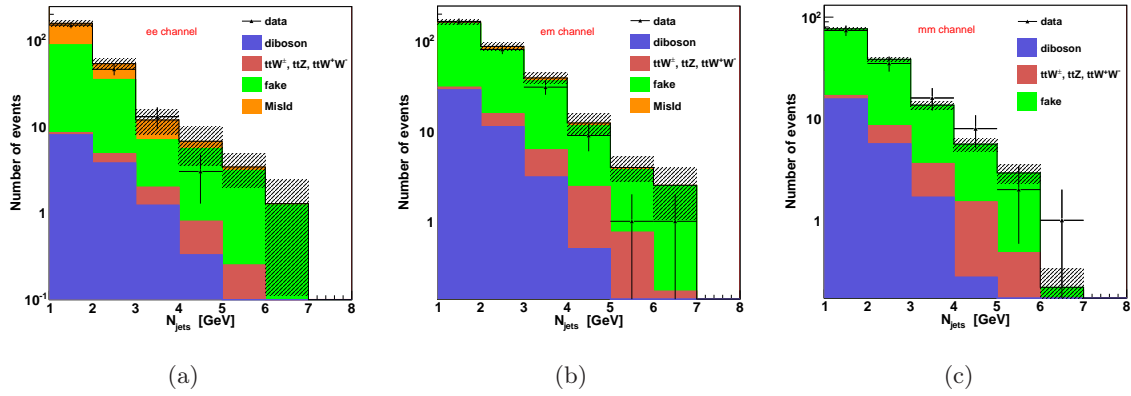
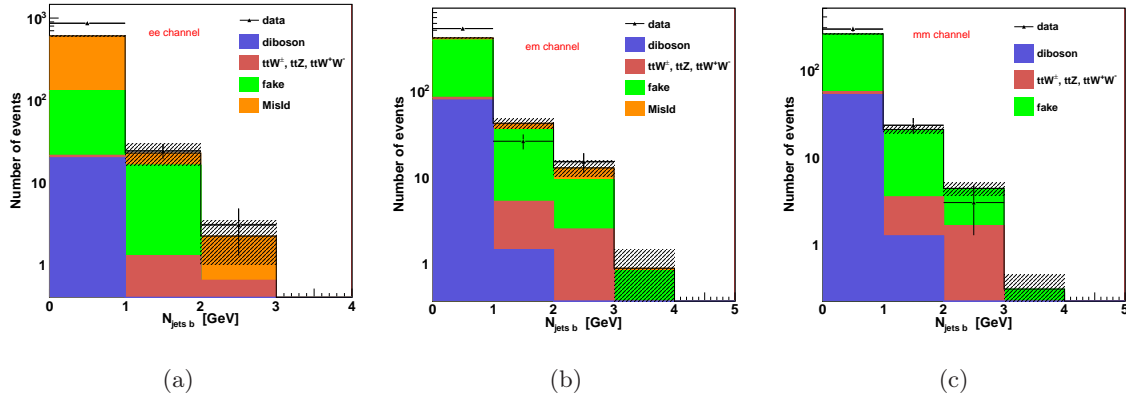


FIGURE 5.18 – Distribution de E_T^{miss} pour les événements de même signe avec $H_T \leq 500$ GeV pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (b).


 FIGURE 5.19 – Distribution du nombre de jets pour les événements de même signe avec $H_T \leq 500$ GeV pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

 FIGURE 5.20 – Distribution du nombre de jets b pour les événements de même signe avec $H_T \leq 500$ GeV pour le canal ee (a), le canal $e\mu$ (b) et le canal $\mu\mu$ (c).

5.8.2 Résultat dans la région de signal

Les nombres d'événements de bruit de fond attendus et de signal observés sont représentés dans la Table 5.5 ainsi que les erreurs dues aux statistiques et systématiques : le nombre d'évé-

process	channel		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
dibosons	$0.25 \pm 0.20 \pm 0.07$	$0.41 \pm 0.21 \pm 0.13$	$0.31 \pm 0.22 \pm 0.10$
ttW^\pm, ttZ, ttW^+W^-	$0.41 \pm 0.02 \pm 0.09$	$1.42 \pm 0.04 \pm 0.31$	$0.92 \pm 0.04 \pm 0.18$
charge flip	$0.13 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.23 \pm 0.04 \pm 0.03$	-
fake	$0.52 \pm 1.12 \pm 0.26$	$0.82 \pm 1.05 \pm 0.33$	$0.13 \pm 0.13 \pm 0.04$
total	$1.31 \pm 1.14 \pm 0.29$	$2.88 \pm 1.07 \pm 0.53$	$1.36 \pm 0.26 \pm 0.27$
données	2	2	0

 TABLE 5.5 – Nombre d'événements attendus pour le bruit de fond et observé sur les données avec 2 leptons de même signe pour $H_T \geq 550$ GeV, $N_j \geq 2$ et $N_b \geq 1$. Les premières incertitudes sont statistiques et les deuxièmes, systématiques.

nements observés est en accord avec la prédiction du Modèle Standard en prenant en compte les incertitudes dues aux erreurs statistiques et systématiques.

Le bruit de fond principal provient des faux leptons reconstruits et du bruit de fond irréductible $t\bar{t}W^\pm$, $t\bar{t}Z$, $t\bar{t}W^+W^-$.

5.9 Interprétation des résultats

Étant donné que les données observées sont compatibles avec le bruit de fond attendu du Modèle Standard en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques, nous n'avons pas de découverte du modèle des partenaires du quark top ou des événements exotiques avec 4 tops dans l'état final. Nous ne pouvons donc pas mettre de limite sur le degré de composition du modèle des partenaires du quark top. Cependant, nous avons pu établir une limite sur la masse du $T_{5/3}$ suivant la valeur du couplage λ entre le $T_{5/3}$ et la paire quark top - boson W ainsi qu'une limite sur la section efficace maximale des 4 tops dans le cadre d'une théorie effective [9].

Des limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la masse du $T_{5/3}$ et la section efficace $\sigma(t\bar{t}t)$ ont été calculées en utilisant la méthode CLs [16, 17]. Nous avons utilisé une expérience de comptage du nombre d'événements, les formes des distributions de sont pas prises en compte. Les incertitudes systématiques sont incluses en tant que variations du signal attendu et du bruit de fond : elles fluctuent dans les ensembles utilisés pour générer les distributions des CLs.

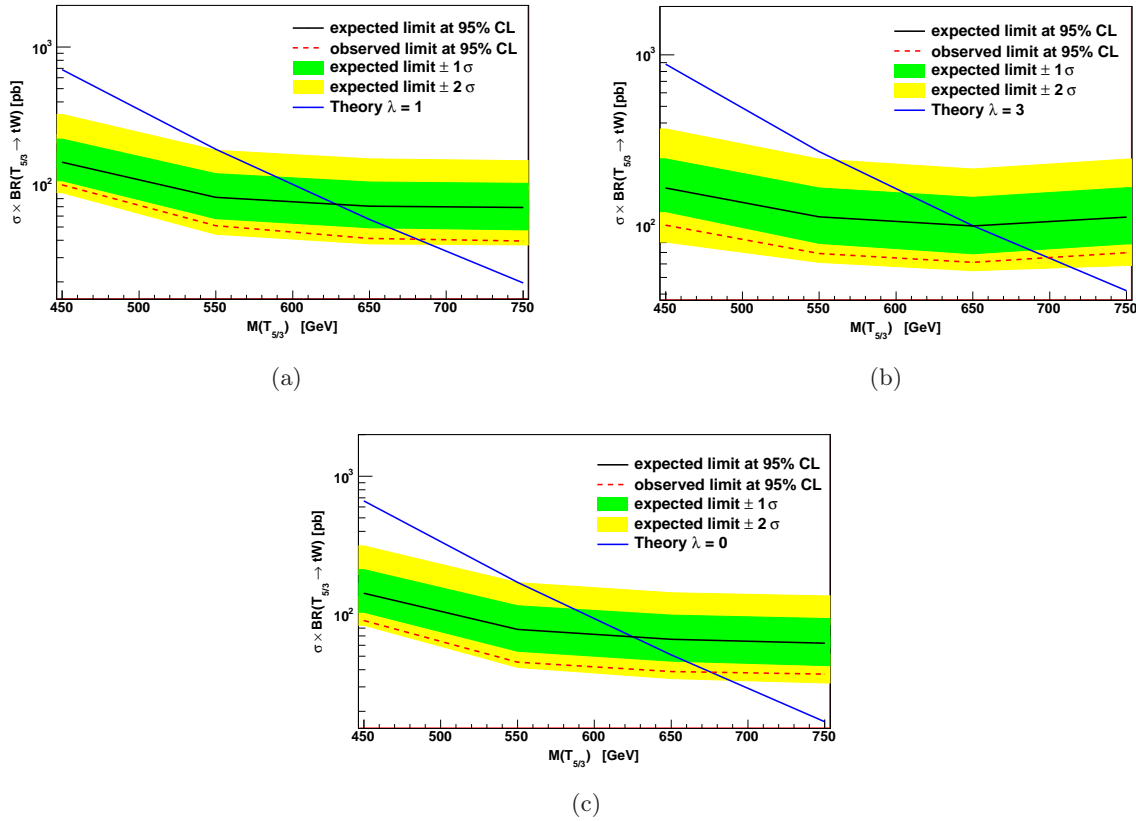


FIGURE 5.21 – Limite d'exclusion de la masse du $T_{5/3}$ à un niveau de confiance de 95% pour un couplage $\lambda = 1$ (a), $\lambda = 3$ (b) et $\lambda \ll 1$ (c) entre le $T_{5/3}$ et le quark top et le boson W.

La limite en masse observée sur la production de paires associée à la production simple du $T_{5/3}$ est représentée sur la Figure 5.21 pour les trois valeurs de couplage λ .

Les limites en masse obtenues sont les suivantes :

- pour un couplage de $\lambda \ll 1$ (dans ce cas la contribution de la production simple du $T_{5/3}$ est négligeable) nous obtenons une limite attendue de 624 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 677 GeV
- pour un couplage $\lambda = 1$ nous obtenons une limite attendue de 629 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 681 GeV
- pour un couplage $\lambda = 3$ nous obtenons une limite attendue de 650 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 699 GeV.

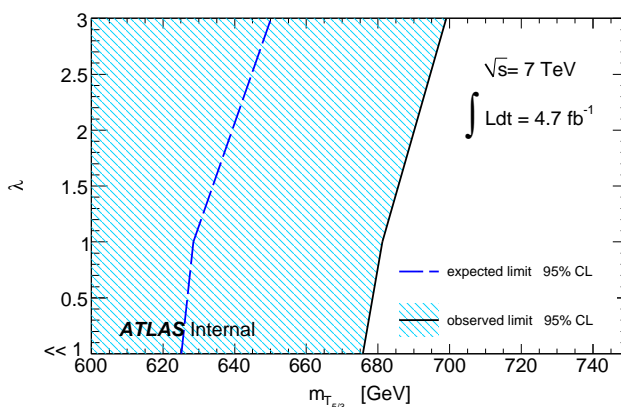


FIGURE 5.22 – *Domaine d'exclusion du couplage λ en fonction de la masse limite attendue et observée du $T_{5/3}$.*

La production à 4 tops au-delà du Modèle Standard

La même méthode a été utilisée pour extraire une limite sur la section efficace de production des 4 tops dans le cadre d'une théorie effective. Une limite attendue de 0.09 pb a été obtenue ainsi qu'une limite observée de 0.06 pb¹.

Nous pouvons noter que même si le signal généré pour l'analyse ATLAS correspond à une théorie effective, la limite obtenue permet d'exclure des sections efficaces qui correspondent typiquement à un Z' entre 350 et 446 GeV possédant un couplage $g_{t_R}^{Z'}$ avec un top droit égal à 3. Dans ce cas (résonant), les distributions en H_T sont différentes de celles correspondant à l'interaction effective, mais étant donné les coupures très relâchées que nous faisons, nous pouvons conclure qu'un tel Z' est exclu.

1. Merci à David Calvet, Daniela Paredes et Emmanuel Busato pour cette étude (<https://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=179955>)

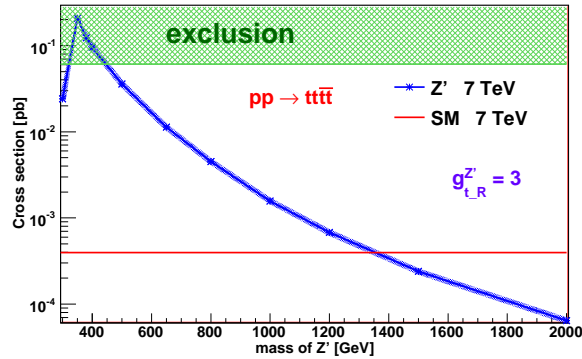


FIGURE 5.23 – *Domaine d'exclusion des modèles exotiques donnant 4 tops dans l'état final et section efficace du modèle topophile à 7 TeV en fonction de la masse du Z' généré.*

5.10 Conclusion

Nous avons effectué la première étude expérimentale du modèle des partenaires $T_{5/3}$ du quark top incluant la production simple et une étude des événements exotiques avec 4 tops dans l'état final dans le cadre d'une théorie effective. Celle-ci nous a permis de mettre des limites de masse et de section efficace sur ces modèles.

Nous avons travaillé sur les données enregistrées par le détecteur ATLAS entre mars et décembre 2011 correspondant à une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} . Nous avons recherché nos événements de signal dans le canal avec 2 leptons de même charge, canal le plus prometteur étant donnée la faible section efficace des bruits de fond de ce modèle. Plusieurs processus du Modèle Standard imitent l'état final avec 2 leptons de même signe et sont divisés en trois catégories : le bruit de fond irréductible, les événements dus à l'erreur de reconstruction de la charge des leptons, les faux leptons. Si le premier bruit de fond a été estimé à partir du Monte Carlo, les deux autres sont basés sur les données. Nous avons donc dû calculer le taux d'efficacité de la reconstruction de la charge des leptons et d'identification des vrais et faux leptons avant d'extraire le bruit de fond correspondant par une sélection puis pondération des événements.

L'extraction du nombre d'événements attendus étant en accord avec les données observées en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques, nous avons obtenus des limites sur la masse du $T_{5/3}$ en fonction de son couplage à la paire quark top - boson W et une limite sur la section efficace de production des événements exotiques avec 4 tops dans l'état final dans le cadre d'une théorie effective.

Pour ce faire des limites supérieures à 95% de niveau de confiance ont été calculées en utilisant la méthode CLs. Nous avons utilisé une expérience de comptage du nombre d'événements, en ajustant les données pour obtenir la limite la plus probable sur la masse de la particule ou la section efficace du processus. Les incertitudes systématiques ont été incluses pour générer les distributions des CLs.

Pour le modèle des partenaires du quark top nous avons obtenus :

- une limite attendue de 624 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 677 GeV pour un couplage de $\lambda \ll 1$ (pas de production simple),
- une limite attendue de 629 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 681 GeV pour un couplage $\lambda=1$,

- une limite attendue de 650 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 699 GeV pour un couplage $\lambda=3$

Pour le modèle exotique avec 4 tops dans l'état final dans le cadre d'une théorie effective, une limite attendue de 0.09 pb a été obtenue sur la section efficace de production des 4 tops et une limite observée de 0.06 pb. Cette limite nous permet d'exclure des Z' topophiles entre 350 et 446 GeV possédant un couplage $g_{t_R}^{Z'}$ avec un top droit égal à 3.

Cette toute première étude expérimentale des partenaires exotiques du quark top avec prise en compte de la production simple et des 4 tops dans le cadre d'une théorie effective pourra être améliorée à l'aide des collisions à 8 TeV enregistrées par le détecteur ATLAS en 2012, nous permettant ainsi d'augmenter significativement notre statistique.

Une combinaison de ces événements pourra alors être effectuée.

Bibliographie

- [1] A. Pomarol and J. Serra, “Top Quark Compositeness : Feasibility and Implications”, *Phys. Rev. D* **78** :074026, 2008.
- [2] The CMS collaboration, “Search for heavy bottom-like quarks in 4.9 inverse femtobarns of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *arXiv :1204.1088v1 [hep-ex]*, 2012.
- [3] R. Contino G. Servant, “Discovering the top partners at the LHC using same-sign dilepton final states”, *JHEP* **0806** :026,2008, 2008.
- [4] T. Stelzer F. Maltoni, “Madevent : Automatic Event Generation with Madgraph”, *JHEP* **0302** :027, 2003.
- [5] S. Mrenna T. Sjostrand and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP* **0605** :026, 2003.
- [6] P. Uwer S. Moch, “Heavy-quark pair production at two loops in QCD”, *Nucl.Phys.Proc.Suppl.* **183** :75-80,2008, 2008.
- [7] GEANT4 Collaboration, “GEANT4 : A Simulation toolkit”, *Nucl.Instrum.Meth. A* **506** (2003) 250-303, 2003.
- [8] J. Pumplin et al., “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **0207**, 012, 2002.
- [9] C. Degrande et al, “Non-resonant New Physics in Top Pair Production at Hadron Colliders”, *arXiv :1010.6304*, 2010.
- [10] F. Piccinini et al. M. L. Mangano, M. Moretti, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions”, *JHEP* **0307**, 001, 2003.
- [11] G. Marchesini S. Moretti K. Odagiri P. Richardson M.H. Seymour G. Corcella, I.G. Knowles and B.R. Webber, “HERWIG 6.5”, *JHEP* **0101** (2001), 2001.
- [12] B. Meirose A. Alonso, “New data-driven methods for lepton charge mis-identification”, *ATL-COM-PHYS-2012-264*, 2012.
- [13] The ATLAS collaboration, “Jet energy scale and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV in ATLAS 2010 data”, *ATLAS-CONF-2011-032*, 2011.
- [14] G. Romeo et al, “Jet energy resolution from in-situ techniques with the ATLAS detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”, *ATLAS-COM-PHYS-2011-240*, 2011.
- [15] The ATLAS collaboration, “Luminosity Determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ Tev using the ATLAS Detector in 2011”, *ATLAS-CONF-2011-116*, 2011.
- [16] A L Read, “Presentation of search results : the CLs technique”, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* **28** 2693, 2002.
- [17] W. Fisher, “Systematics and limit calculations”, *Report No. FERMILAB-TM-2386-E*, 2006.

Conclusion

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules décrit fort bien les interactions entre les constituants élémentaires de la matière. Cependant, malgré les nombreuses prédictions du MS en accord avec l'expérience, ce modèle n'explique pas l'origine de la matière noire ni l'asymétrie matière antimatière et ne répond pas aux questions théoriques liées au boson de Higgs. Ses limitations laissent à penser qu'il serait une théorie effective de basse énergie et que des modèles exotiques existeraient au-delà du Modèle Standard.

Les modèles composites ou encore la supersymétrie permettent de résoudre de nombreux problèmes du Modèle Standard. Certaines illustrations de ces modèles ont été étudiées dans cette thèse au niveau phénoménologique puis, dans le cas de modèles particuliers, auprès du détecteur ATLAS.

Le LHC, en effectuant des collisions avec une énergie dans le centre de masse proton-proton de 7 TeV, de mars 2010 jusqu'à décembre 2011, nous a permis d'accumuler 4.7 fb^{-1} de données, assez pour sonder la physique au-delà du Modèle Standard et contraindre certains paramètres de la nouvelle physique. C'est sur la contrainte de ces paramètres que porte le travail expérimental de cette thèse.

Le canal avec deux leptons de même signe est une excellente sonde pour cette nouvelle physique : le bruit de fond de tels états finaux dans le MS est très faible et cet état final est attendu à la fois dans les modèles composites, les modèles de théorie effective et la supersymétrie. On se concentre dans cette thèse sur des modèles où les leptons proviennent de quarks top. En effet, celui-ci possède un lien privilégié avec la nouvelle physique, de part ses propriétés spécifiques (masse élevée et couplage de Yukawa proche de 1).

Avant d'étudier en détail la phénoménologie et l'analyse expérimentale, des modèles de physique exotique, nous nous sommes concentrés sur la présentation générale du LHC puis du détecteur ATLAS, avec lequel a été réalisée notre étude expérimentale. Puis nous avons étudié le premier niveau du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique, en particulier la calibration des cartes de sommation du signal du détecteur électromagnétique pour le premier niveau de déclenchement. C'est grâce à cette chaîne de déclenchement que s'effectue le bon enregistrement des données sur lesquelles nous avons travaillé.

Une analyse phénoménologique a, en premier lieu, été effectuée. Il s'agit d'une étude de la physique au-delà du Modèle Standard dans le cas où l'on a quatre quarks top dans l'état final puis quatre quarks avec une grande énergie transverse manquante. Cette étude a été effectuée pour un fonctionnement nominal du LHC et possède l'avantage de pouvoir être appliquée à l'expérience ATLAS comme à l'expérience CMS. Elle a été effectuée pour deux modèles théoriques :

- Le premier est appelé *modèle topophile* et est un modèle général non supersymétrique de la physique exotique à 4 tops pouvant facilement être extrapolé à tout modèle théorique non supersymétrique. Une limite de ce modèle dans le cas d'une théorie effective, lorsque la

masse de la nouvelle résonance est trop lourde pour être produite, a également été abordée. Ce modèle a été étudié dans le canal avec 2 leptons de même signe puis un lepton dans l'état final, qui s'est révélé être moins compétitif.

Ce modèle peut être découvert dès les premiers mois du fonctionnement du LHC à haute énergie dans le centre de masse pour des masses de nouvelles particules ne dépassant pas l'échelle du TeV. La luminosité de découverte de ce modèle est de 1.1 fb^{-1} pour une masse de 500 GeV et 45 fb^{-1} pour une masse de 1 TeV avec une efficacité d'algorithme d'étiquetage de jets lourds de 60% et dans le cas où le couplage du Z' au top est $g_{t_R} = 3$.

- Le deuxième modèle est un modèle supersymétrique où les 4 tops sont présents via la désintégration de gluino et nous amène à un état final avec 4 tops plus une grande énergie manquante. Ce modèle est assez simple et rapide à découvrir au LHC en raison de cette grande énergie transverse manquante. Un algorithme d'étiquetage de jets lourds n'est pas nécessaire pour ce modèle : nous avons obtenu une luminosité de découverte de 2.7 fb^{-1} pour une masse de gluino de 800 GeV et 18.83 fb^{-1} pour une masse de 1 TeV sans regarder la présence de jets lourds dans l'état final.

A la suite de cette analyse, une étude expérimentale a été réalisée sur un modèle composite prédisant des partenaires exotiques au quark top et un modèle de théorie effective à quatre tops.

Les partenaires exotiques du top ($T_{5/3}$) et les événements à quatre tops sont les manifestations les plus spectaculaires de modèles avec des Higgs et tops composites. Leurs états finaux sont très proches : ils diffèrent seulement de 2 quarks bottom. Nous avons étudié ces deux modèles dans le canal avec 2 leptons de même signe en coupant sur des variables génériques comme l'impulsion transverse totale ou le nombre de jets, l'avantage étant que le bruit de fond de ces états finaux est identique.

Nous avons tout d'abord effectué une étude du bruit de fond : Monte Carlo pour les processus de production des dibosons et $t\bar{t}W$, $t\bar{t}Z$ et $t\bar{t}WW$, et basé sur les données pour les bruits de fond dus à l'erreur de reconstruction de la charge de l'électron et aux faux leptons. Dans ces deux derniers cas, nous avons calculé le taux d'efficacité d'identification avant de les appliquer aux événements par pondération de ceux-ci. Nous avons ensuite effectué une optimisation de nos coupures par extraction de la signification statistique, puis extrait des limites sur nos deux modèles. Dans le cas des partenaires exotiques du top, cette étude a été effectuée pour plusieurs valeurs de couplage λ entre la particule exotique $T_{5/3}$ avec le quark top et le boson W afin de mettre des contraintes sur le caractère composite du quark top dans le cas d'une découverte ou de mettre des limites sur la masse de la nouvelle particule en fonction du couplage dans le cas d'un accord entre le nombre d'événements attendus et observés.

Nos événements attendus étant en accord avec les données observées nous avons mis une limite sur la masse du top partenaire ($T_{5/3}$) ainsi qu'une limite sur la section efficace de production des événements exotiques à 4 tops dans le cadre d'une théorie effective. Nous avons obtenu une limite attendue de 718 GeV sur la masse du $T_{5/3}$ et une limite observée de 713 GeV pour un couplage $\lambda = 1$, et une limite attendue de 715 GeV avec une limite observée de 710 GeV pour un couplage $\lambda = 3$. Pour le modèle exotique à 4 tops une limite attendue de 0.1 pb a été obtenue sur la section efficace de production.

Cette étude est la première cherchant à contraindre non seulement la production de paires de tops partenaires mais aussi incluant la production simple et permettant donc de contraindre le couplage $T_{5/3,t,W}$ caractérisant la nature composite du modèle.

Publications

Cette page liste mes articles en lien avec mon travail réalisé pendant ces trois années de thèse.

- 1) - Authors : A.I. Etienvre, L. Gauthier, B. Mansoulié, O. Simard
Title : **Determination of the delays constants of the Tower Builder Board for the Electromagnetic Liquid Argon Calorimeter**
Ref. : ATL-LARG-INT-2012-004
- 2) - Authors : G. Brooijmans et al
Title : **New Physics at the LHC. A Les Houches Report : Physics at TeV Colliders 2009 - New Physics Working Group**
Ref. : CERN-PH-TH-2010-096 [arXiv :1005.1229 (hep-ph)]
- 3) - Authors : M. Aliev et al
Title : **Exotic Same-Sign Dilepton Signatures : An Inclusive Search for New Phenomena**
Ref. : ATL-COM-PHYS-2010-1056
- 4) - Authors : The Atlas Collaboration
Title : **Inclusive search for same-sign dilepton signatures in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector**
Ref. : 10.1007/JHEP10(2011)107
- 5) - Authors : J.A. Aguilar-Saavedra et al
Title : **Search for Same-Sign Top Pairs and Fourth Generation Bottom-like Quarks in Same-Sign Dilepton Final States with 1fb of Data**
Ref. : ATL-COM-PHYS-2011-710
- 6) - Authors : The Atlas Collaboration
Title : **Search for same-sign top-quark production and fourth-generation down-type quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector**
Ref. : JHEP-1204(2012)069
- 7) - Authors : M. Aliev et al
Title : **Search for exotic same-sign dilepton signatures (b' quark, $T_{5/3}$ and four 4 tops production) in 4.7 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector**
Ref. : ATLAS-COM-CONF-2012-163
- 8) - Authors : L. Gauthier, G. Servant
Title : **Four-top events at the LHC**
Ref. : CERN-PH-TH/2012-124

Remerciements

Je tiens à remercier Philippe Chomaz et Ursula Bassler pour m'avoir accueillie au sein du Laboratoire de l'IRFU pendant ces trois années ainsi que le groupe théorique du CERN avec qui j'ai pu passer 3 mois en début de ma thèse et pu partager de nombreuses connaissances et (différents) points de vues. Je voudrai remercier très chaleureusement les anciens et nouveaux membres de l'équipe ATLAS-Saclay, qui m'ont accueillie et encadrée durant ma thèse et m'ont permis d'apprendre tant de choses à leur contact.

Je voudrais également remercier Gustaaf Brooijmans et Daniel Bloch d'avoir accepté d'être rapporteurs sur mon manuscrit ainsi qu'Achille Stocchi et Fabio Maltoni, membres de mon jury.

Je tiens tout particulièrement à remercier ma directrice de thèse, Anne-Isabelle ETIENVRE, pour tout ce que vous m'avez apporté durant ma thèse. J'ai appris énormément à votre contact et ai beaucoup apprécié toutes les discussions que nous avons pu avoir, tant sur le plan scientifique qu'humain et vos idées, toujours les bienvenues et efficaces en cas de problèmes! Je voudrais également remercier Géraldine Servant, ma co-encadrante de thèse, pour tout le savoir que vous m'avez apporté et vos nombreuses connaissances théoriques, expliquées de manière compréhensible à l'expérimentatrice que je suis...

Je tiens également à remercier chaleureusement Jérôme Schwindling pour toute son aide sur l'étude des quarks tops, sa bonne humeur et sa connaissance du détecteur ATLAS (désormais des détecteurs...). Merci aussi à Bruno Mansoulié pour toutes ses connaissances de physique et du calorimètre, puits de connaissance de la physique des particules.

Merci à Pierre-Francois Giraud pour ses dons indiscutables et fort utile en informatique, Andrea Formica pour son aide lors de la formation de mon jury et de recherche de post-doctorats, Claude Guyot pour m'avoir fait partager ses connaissances sur le spectromètre à muons, Jean-Pierre Meyer pour son travail sur nos formidables machines dapint, Philippe Schune, avec qui j'ai appris à sauver des vies (si si) et Frederic Deliot pour ses connaissances sur le quark top. Un grand merci à Bernardo Resende (et Deborah!) pour sa passion des jeux et du thé, salulaire après une journée de travail de chercheur(se).

Je n'oublie pas les doctorants et jeunes docteurs du groupe de physique théorique du CERN surtout Julien Baglio, avec qui j'ai pu profiter pleinement des montagnes jurassiennes puis de la vie parisienne ainsi que de ses commentaires à propos sur la physique théorique et mes travaux de recherche. Merci également à tous les doctorants (et maintenant docteur pour certain) du CEA, d'Orsay et de Paris ou ingénieurs : Eve Le Menedeu (non, nous n'avons pas de lien de parenté), Mathieu Marionneau, Nicolas Morange, Jean-Baptiste Blanchard, Joany Manjarres, Cécile Deterre, Guillaume Castex, Géraldine Feraud, Vincent Bourier, Diane Cinca, avec qui j'ai passé du super moments en Corse, Emilien Chapon, Nayanka Bolnet, Vincent Durand, Michael Macaire, Fabrice Balli, Arnaud Borde, Marc Labadens, Sarah Puisieux, Celine Tanguy, qui n'a réussi que deux fois à me faire faire de la gymnastique, Aion Viana et Cedric Weiland, pour ses commentaires passionnés sur mes travaux de recherche.

Finalement merci à mes amis et ma famille, qui m'ont soutenu pendant ces trois années. Un grand merci à Alex pour toutes ces randonnées et toutes les autres à venir, les fromages de montagnes (oublié dans le frigo) et les sushis à Genève. Le remerciement final est pour Jens, qui trouve les modèles exotiques toujours aussi exotiques...

