

THÈSE

soutenue le 12 septembre 2011 par

Jean-Baptiste Blanchard

pour obtenir le grade de

Docteur ès sciences
de l'université Paris-Sud XI Orsay

Asymétrie de charge et mesures angulaires des bosons W dans l'expérience ATLAS auprès du LHC

devant la commission d'examen composée de

Lucia Di Ciaccio	Rapporteur
Gautier Hamel de Monchenault	Examineur
Luis Hervas	Examineur
Laurent Serin	Directeur de thèse
Jan Stark	Rapporteur
Achille Stocchi	Président du jury

« Vous venez de pénétrer dans une zone d'espace-temps
feminisée pour raison supersymétrique de parité »

Vue d'artiste
FRANCIS MASSE

Résumé

Le LHC est un collisionneur de protons, situé 100 mètres sous la frontière franco-suisse, conçu pour fonctionner à $\sqrt{s} = 14$ TeV. Les premières collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV ont eu lieu au début de l'année 2010, ouvrant la chasse aux nouvelles particules telles le boson de Higgs, les partenaires supersymétriques... Ces premières données ont permis aussi de faire des mesures de précisions afin de vérifier le fonctionnement du détecteur et de contraindre certains paramètres du Modèle Standard. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'articule en deux parties distinctes dont le but est de contraindre d'éventuels biais et sources d'erreurs systématiques pour permettre une première mesure précise de la masse du boson W au LHC. D'un point de vue technique, une analyse consistant à étudier les variations de température de l'argon liquide, dans lequel sont immergés les calorimètres, a été menée afin de comprendre leur origine et de limiter leur contribution à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons. D'autre part, le travail a été focalisé sur les effets de polarisation, en développant et proposant trois mesures originales : la quantification de leur influence sur la détermination directe de M_W au LHC, la mesure des fractions d'hélicité dans les données 2010 et une mesure de l'asymétrie de charge permettant de découpler les effets de PDFs des effets de polarisation, appliquée aux données 2010.

Mots clés : ATLAS, LHC, boson W, polarisation, asymétrie

Abstract

The LHC is a proton collider, buried 100 meters below the franco-swiss border, built to work at $\sqrt{s} = 14$ TeV. First collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV occurred in the beginning of 2010, starting officially new particles hunting, like Higgs boson, supersymmetric partner... First data have also been used to do precision measurements in order to check detector performances and constrain many Standard Model parameters. The latter will be the main topic of this thesis.

The work presented within this manuscript can be split in two different parts aiming to a common goal : reduce possible bias and systematic errors to provide a first precise W boson mass measurement at the LHC. On a technical aspect, an analysis has been done on the liquid argon in which lies calorimeters, in order to understand temperature fluctuation and quantify its effect on the electron energy scale. On the other hand, attention has been focused on polarization effects, by developing and proposing three new measurements : quantification of their influence on M_W measurement at the LHC, helicity fractions measurement in 2010 data and a charge asymmetry measurement that decouples PDF and polarization effects, on 2010 data.

Key words : ATLAS, LHC, W boson, polarization, asymmetry

Table des matières

Introduction	1
I Le Modèle Standard et la physique du W au LHC	3
I.1 Introduction	3
I.2 Le Modèle Standard de la physique des particules	3
I.2.1 La théorie quantique des champs	4
I.2.2 L'électrodynamique quantique (QED)	5
I.2.3 La chromo-dynamique quantique (QCD)	6
I.2.4 Le modèle électrofaible	7
I.2.5 Le mécanisme de Higgs	8
I.2.6 Conclusion	9
I.3 Physique du W au LHC	10
I.3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton	12
I.3.2 Production de W au LHC	16
I.3.3 Effets de polarisation	19
II Angles de désintégration des leptons et masse du W	25
II.1 Introduction	25
II.2 Le référentiel de Collins-Soper	26
II.2.1 Principe	26
II.2.2 Application aux désintégrations de bosons W	28
II.3 Influence des angles sur la mesure de M_W	28
II.3.1 Principe de la mesure de M_W	28
II.3.2 Reconstruction des distributions angulaires	31
II.3.3 Impact de α_2 sur la mesure de M_W	33
II.4 Conclusion	38
III Le détecteur ATLAS auprès du LHC	39
III.1 L'accélérateur LHC	39
III.1.1 Introduction	39
III.1.2 La machine	39
III.1.3 Mesure de la luminosité	41
III.1.4 Mise en route et fonctionnement en 2010	41
III.2 ATLAS : Présentation générale	42
III.3 Le champ magnétique	44
III.4 Le détecteur interne	45
III.4.1 Le détecteur à pixels	46
III.4.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT)	47

III.4.3	Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)	48
III.4.4	Impact du matériel dans le détecteur interne	50
III.5	Les calorimètres	52
III.5.1	Le calorimètre à argon liquide	52
III.5.2	Le calorimètre hadronique à tuiles	58
III.6	Le spectromètre à muons	59
III.7	Système de déclenchement	62
III.8	Prise de données 2010	62
III.8.1	Qualité des événements et évolution du déclenchement	63
IV	Analyse de la température de l'argon liquide	65
IV.1	Introduction	65
IV.2	Le système cryogénique	66
IV.2.1	L'argon liquide dans les cryostats	67
IV.2.2	Le système de régulation thermique	67
IV.3	Le système de mesure de température	69
IV.3.1	Description des sondes PT100 et mesure de résistance	69
IV.3.2	Calibration des sondes	71
IV.3.3	Emplacement des sondes	71
IV.3.4	Système d'acquisition et de lecture de la température	74
IV.4	Statut des sondes de température de l'argon liquide	76
IV.4.1	Nombre de sondes opérationnelles	76
IV.4.2	Caractéristique des sondes PT100	77
IV.5	Évolution de la température des calorimètres	77
IV.5.1	Tendance générale des mesures de température de détecteur	78
IV.5.2	Problème d'accès à la base de données de calibration	79
IV.5.3	Effets d'oscillations de certaines sondes	79
IV.5.4	Effets liés à la cryogénie	79
IV.5.5	Effets des alimentations basse-tension du HEC	81
IV.5.6	Effets du champ magnétique	82
IV.5.7	Performance sur une période stable	83
IV.6	Matrice de corrélation des températures	86
IV.6.1	Idée et conception	86
IV.6.2	Utilisation de ces matrices pour comprendre les évolutions de la température	87
IV.7	Température de l'argon liquide pendant la prise de données de 2010	88
IV.7.1	Surveillance quotidienne	88
IV.7.2	Résumé de l'année 2010	89
IV.8	Conclusion	92
V	Reconstruction des leptons et de l'énergie transverse manquante	93
V.1	Introduction	93
V.2	Reconstruction des électrons	93
V.2.1	Déclenchement des électrons de haute impulsion transverse	94
V.2.2	Description de la reconstruction	95
V.2.3	Détermination de l'énergie	95
V.2.4	Identification des électrons	96
V.2.5	Performance en 2010	102
V.3	Reconstruction des muons	106
V.3.1	Déclenchement	107

V.3.2	Stratégie de reconstruction	108
V.3.3	Calibration et mesure de l'impulsion	110
V.3.4	Performance sur les données 2010	111
V.4	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	114
V.4.1	Mesure du terme calorimétrique	114
V.4.2	Perte d'énergie dans le cryostat et mesure du terme muonique	116
V.4.3	Performance obtenues en 2010	117
VI	Reconstruction des désintégrations de bosons W	119
VI.1	Introduction	119
VI.2	Monte-Carlo utilisé dans cette analyse	119
VI.3	Définition de la sélection des événements	120
VI.3.1	Déclenchement et pré-sélection des événements	121
VI.3.2	Sélection $W \rightarrow e\nu$	122
VI.3.3	Sélection $W \rightarrow \mu\nu$	124
VI.4	Application aux données	126
VI.4.1	Nettoyage des événements	126
VI.4.2	Zones inactives du calorimètre	127
VI.4.3	Résultats	127
VI.5	Détermination des nombres d'événements QCD	128
VI.5.1	Canal électronique	131
VI.5.2	Canal muonique	132
VII	Distributions angulaires des W au LHC et mesure de la polarisation	133
VII.1	Introduction	133
VII.2	Rappels théoriques	134
VII.2.1	Polarisation du W	134
VII.2.2	Expression de la polarisation dans différents référentiels	134
VII.2.3	Variables utilisées pour la mesure de la polarisation	136
VII.3	Méthode de mesure et validation avec le Monte-Carlo	138
VII.3.1	Construction des templates d'hélicité	138
VII.3.2	Validation de la procédure d'ajustement	143
VII.4	Application aux données	146
VII.4.1	Détermination des bruits de fond	146
VII.4.2	Comparaison entre les données et le Monte Carlo	147
VII.4.3	Mesure des fractions d'hélicité	151
VII.5	Erreurs systématiques	154
VII.5.1	Construction des templates d'hélicité	154
VII.5.2	Contribution des bruits de fond	154
VII.5.3	Mauvaise identification de la charge	157
VII.5.4	Modification des distributions de p_T^W	157
VII.5.5	Effet de PDFs	157
VII.5.6	Échelle d'énergie	157
VII.5.7	Résumé des erreurs systématiques	158
VII.5.8	Résultats finaux	158
VII.6	Conclusion	161

VIII Mesure de l'asymétrie de charge des bosons W	163
VIII.1 Introduction	163
VIII.2 Définition et principe de la mesure d'asymétrie leptonique	164
VIII.2.1 Définition de l'asymétrie	164
VIII.2.2 Comparaison et évolution avec les PDFs	165
VIII.3 Méthode de mesure de l'asymétrie directe des W	166
VIII.3.1 Distributions de rapidité et asymétrie de charge du W	167
VIII.3.2 Résolution sur la mesure de la rapidité des W	167
VIII.3.3 Sélection sur l'impulsion transverse du lepton	168
VIII.4 Sélection des événements et validation de la résolution sur la mesure de y_W	169
VIII.4.1 Définition des coupures d'analyse	169
VIII.4.2 Mesure avec les données de la résolution attendue sur y_W	170
VIII.5 Mesure de l'asymétrie leptonique et directe	171
VIII.5.1 Détermination des bruits de fond	171
VIII.5.2 Candidats sélectionnés et corrections d'efficacité	173
VIII.6 Étude des incertitudes systématiques	175
VIII.6.1 Échelle d'énergie et résolution des leptons	176
VIII.6.2 Échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante	176
VIII.6.3 Nombre d'événements QCD et efficacité d'identification	178
VIII.6.4 Résumé des incertitudes	179
VIII.7 Interprétation et conclusion	179
VIII.8 Conclusion	184
Conclusion	185
Bibliographie	187
Remerciements	193
Glossaire	197

Introduction

« Every generation has a legend,
Every journey has a first step,
Every saga has a Beginning. »

The phantom menace
GEORGE LUCAS

Les lois de la physique, telles qu'elles sont comprises de nos jours, peuvent être décrites par quatre interactions fondamentales : l'interaction gravitationnelle, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique et l'interaction forte. Les trois dernières sont regroupées au niveau subatomique pour former le Modèle Standard de la physique des particules. Fruit des grandes avancées théoriques du début du vingtième siècle, ce modèle, développé durant les cinquante dernières années, permet d'expliquer mais surtout de prédire, avec une redoutable précision, un grand nombre de processus, définissant ainsi un cadre rigoureux servant de base aux nouvelles théories, telle la supersymétrie. Malgré le caractère prédictif du Modèle Standard, il n'existe pas d'argument physique permettant d'estimer la valeur de certains paramètres. C'est le cas des masses de particules, qui ne peuvent être déterminées que par l'expérience avec des mesures de précision.

ATLAS est une des deux expériences généralistes situées auprès du grand collisionneur de hadrons, anneau de collision proton-proton construit au CERN. L'accélérateur a été mis en service pour la première fois en septembre 2008, mais les collisions à 7 TeV, qui sont l'objet des analyses dans ce manuscrit, ont eu lieu à partir de 2010. Le programme de cette expérience a pour but la découverte de nouvelle physique (boson de Higgs, particules super-symétriques, quatrième génération...) mais aussi les mesures de précision permettant de tester le Modèle Standard et de contraindre ses paramètres encore inconnus. C'est dans ce dernier cadre que s'inscrit cette thèse. Le travail présenté ici s'articule en deux parties distinctes mais dont la finalité est commune : contraindre d'éventuels biais et sources d'erreurs systématiques pour permettre une première mesure précise de la masse M_W du boson W au LHC. Dans un premier temps, une analyse consistant à étudier les variations de température de l'argon liquide, dans lequel sont immergés les calorimètres, a été menée afin de comprendre leur origine et de limiter leur contribution à l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons. D'autre part, le travail a été focalisé sur les effets de polarisation, en mesurant leur influence sur la détermination directe de M_W , et sur les mesures d'asymétrie de charge dont le but est de contraindre les fonctions de distribution de partons (PDFs). Deux méthodes originales sont proposées pour mesurer la polarisation des W et pour découpler les effets de PDFs des effets de polarisation lors des mesures d'asymétrie de charge.

Le premier chapitre décrit brièvement le Modèle Standard de la physique des particules et se focalise ensuite sur la physique du W dans les collisionneurs hadroniques. Les aspects liés aux fonctions de distribution de partons et aux distributions angulaires des leptons déterminées par la polarisation des particules sont détaillés. Le formalisme développé dans ce chapitre est utilisé tout au long du manuscrit pour décrire les effets physiques attendus et observés.

Le second chapitre est une première analyse phénoménologique reposant sur la simulation rapide de désintégrations de bosons W en électron-neutrino. Cette étude a pour but de mesurer la dépendance de la mesure de la masse du W suite à une méconnaissance des distributions angulaires des leptons (donc de la polarisation du W).

Le troisième chapitre présente brièvement le détecteur ATLAS dans son ensemble et décrit son fonctionnement et les performances prévues lors de la conception de chacun des sous-détecteurs. Le système de coordonnées utilisé dans ce travail y est défini ainsi qu'une grande partie des sigles qualifiant les différentes technologies.

Le quatrième chapitre traite plus particulièrement des calorimètres à argon liquide, en introduisant une description des systèmes cryogéniques et de mesure de la température de l'argon liquide. Cette étude, utilisant les données de 2008-2009, aborde les différentes causes de variations, spatiales et temporelles, de la température avec pour objectif d'atteindre une stabilité et une homogénéité propices aux mesures de précision. La compréhension des évolutions de la température et surtout le suivi de ces dernières, sont en effet cruciaux dans ce cas puisqu'une variation de 1 K entraîne une variation de 2 % du signal mesuré.

Le cinquième chapitre présente les méthodes de reconstruction, calibration et identification des objets nécessaires aux analyses réalisées dans ATLAS pendant ces trois années et discutées par la suite, c'est-à-dire les électrons, les muons et l'énergie transverse manquante. Dans chacun des cas, les performances atteintes en utilisant les données prises en 2010 sont aussi exposées.

Le sixième chapitre détaille les échantillons Monte-Carlo utilisés pour définir les critères de sélection et l'adaptation de ces derniers aux conditions de prise de données. Plusieurs aspects spécifiques des analyses, comme la détermination des nombres d'événements QCD, sont abordés. Les données et la simulation sont finalement comparées pour plusieurs distributions cinématiques caractéristiques des analyses de bosons W .

Le septième chapitre aborde les études de polarisation et de distributions angulaires mesurées avec les données. Une méthode de mesure des fractions d'hélicité est développée et testée sur la simulation permettant alors d'obtenir des conclusions sur les performances des différents générateurs Monte-Carlo. Pour corroborer ces conclusions, une comparaison des distributions angulaires de leptons issus des bosons W est faite dans le référentiel du W au repos transverse et dans celui de Collins-Soper. Ce protocole défini alors appliqué aux données prises par ATLAS pour extraire une première estimation des fractions d'hélicité, en utilisant les canaux électroniques et muoniques. Cette mesure est nécessaire pour estimer l'erreur systématique introduite par les effets de polarisation lors de l'utilisation des templates en masse pour mesurer M_W .

Finalement le huitième chapitre aborde la contrainte des fonctions de distribution de partons, par l'analyse de l'asymétrie de charge des bosons W . Cette mesure est faite en utilisant les distributions de pseudo-rapacité des leptons (muons et électrons) pour deux sélections différentes : la sélection usuelle, donnant accès à l'asymétrie de charge classique (appelée dès lors « asymétrie leptonique ») et une sélection spécifique, définie à partir d'études Monte-Carlo et qui permet de découpler les effets dus aux PDFs de ceux issus de la polarisation des particules mises en jeu. Cette dernière méthode donne accès aux distributions de rapidité du boson W et est donc utilisée pour estimer l'asymétrie de charge des bosons W (appelée « asymétrie directe ») sans introduire de dépendance envers un générateur Monte-Carlo.

Chapitre I

Le Modèle Standard et la physique du W au LHC

« If ignorance is bliss, this lesson would appear to be a deliberate attempt to deprive me of happiness, the pursuit of which is my unalienable right according to the Declaration of Independence. I therefore assert my patriotic prerogative to not know this material. I'll be out in the playground. »

Calvin & Hobbes
BILL WATTERSON

Sommaire

I.1	Introduction	3
I.2	Le Modèle Standard de la physique des particules	3
I.3	Physique du W au LHC	10

I.1 Introduction

Ce chapitre introduit les notions de théorie indispensables à la compréhension de la thèse.

La première partie discute le cadre théorique général de l'analyse, en exposant tout d'abord la nécessité de combiner mécanique quantique et relativité restreinte afin de développer un nouveau formalisme appelé théorie quantique des champs. C'est dans ce cadre que sont alors définies deux grandes théories : l'électrodynamique quantique (QED) et la chromo-dynamique quantique (QCD). L'interaction faible est présentée telle qu'elle a été envisagée puis unifiée à QED pour former le modèle électrofaible de Weinberg, Salam et Glashow [1–3]. L'association de ce dernier et de QCD forme alors le Modèle Standard de la physique des particules.

La seconde partie détaille la production de bosons W dans des collisionneurs hadroniques ainsi que leur désintégration en leptons. Cet exposé non-exhaustif, met l'accent sur quelques aspects cinématiques ainsi que sur les phénomènes dus aux polarisations, qui sont au cœur de l'analyse présentée dans ce manuscrit.

I.2 Le Modèle Standard de la physique des particules

La physique telle qu'elle est comprise de nos jours, repose sur quatre interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible, l'interaction forte et l'interaction gravitationnelle.

Ces quatre interactions, postulées théoriquement et observées de manière expérimentale, doivent permettre de décrire toutes les lois de notre Univers. Les trois premières interactions sont comprises au niveau subatomique dans le formalisme de la théorie quantique des champs, nécessaire croisement de la relativité restreinte et de la mécanique quantique. Les deux premières sont unifiées dans le modèle électrofaible de Weinberg, Salam et Glashow et, associées à la troisième, forment le Modèle Standard de la physique des particules. Par « Standard », il est ici entendu « meilleur modèle expliquant un grand nombre d'observations, à ce jour ». Il est en effet connu que ce modèle n'est pas complet, voire approché pour certaines hypothèses (la masse des neutrinos par exemple). De nouvelles théories, plus ou moins complexes, sont alors proposées pour tenter de le compléter (supersymétrie, modèle de cordes ...) avec pour but ultime, de réaliser une grande unification qui incorporerait l'interaction gravitationnelle. Cette dernière n'est jusqu'ici décrite que par la relativité générale et vérifiée expérimentalement par l'observation de systèmes extrêmement massifs, comme les galaxies. Cette grande unification permettrait ainsi de relier l'infiniment petit à l'infiniment grand.

Pour faciliter la compréhension des modèles exposés par la suite, le tableau I.1 donne un aperçu des différents fermions (particules de spin demi-entier) considérés à ce jour comme élémentaires (on ne leur connaît pas de sous-constituant). Ces fermions sont regroupés en deux espèces, les quarks et les leptons, dont les différences fondamentales sont expliquées par la suite. Le tableau I.2, à la fin de cette partie, résume quelques propriétés de ces interactions.

Tableau I.1: Les trois générations de quarks et leptons, fermions considérés à ce jour comme élémentaire, ainsi que leur charge électrique (Q). À chacune de ces particules, est associée une anti-particule de charge opposée et de masse identique.

	Fermions	1 ^{ère} génération	2 ^{ème} génération	3 ^{ème} génération	Q
Particules	Quarks	u (up)	c (charm)	t (top)	2/3
		d (down)	s (strange)	b (beauty)	-1/3
	Leptons	e^- (électron) ν_e (neutrino électronique)	μ^- (muon) ν_μ (neutrino muonique)	τ^- (tau) ν_τ (neutrino tauique)	-1 0
----->					
Masse					
----->					
Antiparticules	Leptons	$\bar{\nu}_e$ e^+ (positron)	$\bar{\nu}_\mu$ μ^+	$\bar{\nu}_\tau$ τ^+	0 1
		$\bar{d}$	$\bar{s}$	$\bar{b}$	1/3
	Quarks	$\bar{u}$	$\bar{c}$	$\bar{t}$	-2/3

I.2.1 La théorie quantique des champs

Le début du 20^{ème} siècle a été le témoin de deux grands bouleversements de la physique et de ses lois, engendrés par la naissance de la mécanique quantique et de la relativité restreinte. La première théorie décrit les interactions et donc le mouvement d'objets ayant au plus la taille de quelques atomes. La deuxième, quant-à-elle, construite à partir du principe d'homogénéité et d'isotropie de l'espace et du temps, mais aussi sur l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide, décrit les lois liant deux référentiels inertiels en déplacement l'un par rapport à l'autre.

Plus les phénomènes étudiés sont petits (ainsi que leurs masses dans la plupart des cas) plus l'échelle à laquelle on les étudie est grande, ce qui rend incontournable l'utilisation de la relativité restreinte pour l'étude des désintégrations subatomiques. Il a donc fallu développer une nouvelle théorie puisque

l'équation de Schrödinger ne s'applique pas dans le cadre de la relativité (c'est une relation du premier ordre en temps mais du second ordre pour les coordonnées spatiales).

Les équations de Klein-Gordon et de Dirac, premières généralisations de l'équation de Schrödinger dans le cadre relativiste, sont à l'origine d'un célèbre problème. L'équation de Dirac libre admet en effet comme solution quatre états dans le référentiel où la particule est au repos : deux états d'énergie positive qui correspondent à deux orientations de spin possible d'une particule de spin $1/2$ et deux états d'énergie négative représentant les deux orientations de spin de l'antiparticule associée. Une antiparticule a les mêmes propriétés physiques intrinsèques (masse, spin...) que la particule associée mais sa charge est inversée.

Concepts communs aux théories du Modèle Standard

Toutes les théories décrites ci-après obéissent à des axiomes de base : ce sont des théories quantiques de champs, dont l'analyse des symétries se fait dans le cadre de la théorie des groupes. Leur dynamique est déterminée par l'étude des densités lagrangiennes¹ invariantes pour ce groupe. Les processus sont décrits par des diagrammes dits « de Feynman », représentations schématiques d'expressions mathématiques exactes, calculés analytiquement. Un processus précis nécessite une multitude de diagrammes issus, le plus souvent, d'un développement dans le cadre d'une théorie de perturbations.

Une théorie quantique de champs, contrairement à la mécanique quantique, n'utilise pas directement des fonctions d'onde pour modéliser les particules. Ces dernières sont en effet représentées par des champs qui évoluent dans un espace de Minkowski à quatre dimensions (espace-temps) et qui ont une infinité de degrés de liberté. Cette infinité de degrés de liberté traduit la possibilité pour un champ de créer et annihiler un type de particule (ou antiparticule) dans toutes les configurations quantiques possibles et pour toutes les énergies possibles. L'excitation d'un degré de liberté donné représente alors une particule (ou une antiparticule).

Les théories développées par la suite sont construites à partir de certaines propriétés de symétrie ; selon le théorème de Noether [4], une symétrie dans un système implique une loi de conservation. Ces théories sont invariantes par transformation de Lorentz², c'est-à-dire 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.

Finalement, en plus des symétries générales évoquées précédemment, les lois de l'évolution des systèmes, détaillées ci-après, sont aussi invariantes suivant certaines transformations dites « de jauge locale ». Ces symétries locales impliquent l'introduction de bosons de jauge (de spin 1), réduisant le nombre de degrés de liberté introduits dans la définition du groupe de symétrie, et qui définissent les interactions. 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 (sa dynamique).

I.2.2 L'électrodynamique quantique (QED)

L'électrodynamique quantique décrit les interactions électromagnétiques au niveau des particules. Cette théorie 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 . L'application de cette invariance de jauge sur le lagrangien d'un champ de Dirac libre nécessite l'introduction d'un champ vectoriel ayant pour but l'annulation des termes non-invariants de jauge (par le biais d'une dérivée covariante). Ce champ vectoriel a le même couplage aux champs de Dirac que le photon. Il est enfin possible de créer un terme cinétique pour ce champ, complétant alors le lagrangien

1. Par la suite, les densités lagrangiennes seront appelées lagrangiens.

2. Selon les références, la parité spatiale, appelée aussi réflexion, est parfois intégrée dans le terme « transformation de Lorentz ». L'interaction faible ne conserve pas cette transformation.

de QED. Le fait d'ajouter un terme de masse pour ce boson vecteur violerait l'invariance de jauge, ce qui suppose qu'il est de masse nulle (propriété attendue car la portée de l'interaction est supposée infinie). Le groupe $U(1)$ est un groupe abélien car deux éléments du groupe commutent. Cette propriété est extrêmement importante, puisque cela signifie que les bosons de jauge de la théorie (ici les photons) n'interagissent pas entre eux.

Historiquement, la QED est la première théorie étudiée dans le cadre des invariances de jauge locale. Elle traduit les interactions entre les photons et les particules chargées, dont le couplage α , proportionnel au carré de la charge, peut être considéré, en première approximation, comme $\alpha \sim 1/137$. Une constante de couplage de cet ordre de grandeur permet un développement en théorie de perturbations, donc en puissance de α . Ces développements peuvent faire apparaître des corrections dites « radiatives », c'est-à-dire le rayonnement par une particule d'une ou plusieurs autres particules qui peuvent être réabsorbées par la suite. Ces phénomènes peuvent donner lieu à des divergences car les particules issues de ces fluctuations quantiques n'ont pas toujours de quadri-vecteur proprement défini (la relation $E^2 - p^2 c^2$ peut prendre n'importe quelle valeur pour ces particules dites virtuelles [5]). Il en résulte deux problèmes typiques 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).

Il est possible de réduire ces divergences, puisque cette théorie possède une propriété remarquable : elle est renormalisable. Pour ce faire, il est nécessaire de considérer que les « constantes » utilisées dans les calculs, comme la masse et la charge, ne sont pas les constantes nues de l'électron mais des constantes effectives dépendant d'une échelle de renormalisation. La modification de la charge électrique par exemple, peut se comprendre par le fait que l'électron n'est pas ponctuel, il absorbe et émet des photons virtuels et des paires électron-positron. Ces dernières s'orientent sous l'influence de la charge de l'électron, en créant alors un champ dipolaire qui engendre un effet d'écrantage de la charge. 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. C'est une propriété primordiale de QED que l'on appelle constante de couplage évolutive. Le phénomène de création de paires, à l'origine de la polarisation du vide, permet d'obtenir des processus de diffusion de photons (par une boucle interne de quatre leptons) qui est un processus difficile à observer (contrairement aux diffusions de gluons).

I.2.3 La chromo-dynamique quantique (QCD)

De nombreux modèles ont été proposés pour décrire les interactions des nucléons au niveau du noyau de l'atome. Avec les premiers résultats des expériences de diffusion profondément inélastique (début des années 1960), le modèle des partons a remplacé l'hypothèse selon laquelle les hadrons pourraient être élémentaires. Ce modèle part du principe que les hadrons sont composés d'un certain nombre de quarks dits « de valence » (ceux qui déterminent les propriétés intrinsèques du hadron résultant) et d'une mer de quarks, antiquarks et gluons. Toute une spectroscopie de hadrons a été établie, grandissant au fur et à mesure des découvertes de nouveaux quarks : 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, lui, été découvert qu'en 1995 [8, 9]. L'existence du boson de jauge de QCD a été mis en évidence dans des événements à trois jets dans des collisions e^+e^- [10, 11].

Avec le début de la spectroscopie hadronique, de nombreux mésons et baryons ont été classifiés, triés selon des notions d'isospin hadronique, d'étrangeté... Toutefois la découverte des baryons Δ^{++} , Δ^- et Ω^- mit en défaut ce système de classification, puisque ces baryons sont composés respectivement de trois quarks identiques, u , d et s , dont les spins sont orientés dans la même direction. Pour rendre possibles ces états, il fallait soit abandonner le principe de Pauli (puisque les quarks sont des fermions), soit trouver un nouveau nombre quantique qui puisse expliquer ces états liés, tout en conservant les observations faites auparavant sur le reste de la spectroscopie hadronique. La deuxième solution a donc été adoptée, en introduisant un nouveau degré de liberté pour les quarks appelé couleur. Basé sur une analogie avec les

trois couleurs primaires, ce nouveau nombre quantique peut prendre les valeurs du triplet (rouge, bleu, vert) (et donc pour les antiquarks les valeurs (antirouge, antibleu et antivert)). La condition pour créer un état lié est alors d'obtenir un singulet neutre de couleur, soit par association des trois couleurs (formant ainsi les baryons), soit par association d'une couleur et de son anticouleur (formant un méson).

Ce modèle repose alors sur l'utilisation du groupe $SU(3)_c$ auquel on associe la couleur à une symétrie locale (le c signifie donc couleur). La condition d'invariance de jauge locale nécessite l'introduction de huit champs vectoriels appelés gluons, qui sont donc considérés comme les bosons vecteurs de QCD. Le mécanisme permettant d'identifier les nouveaux termes introduits par l'invariance de jauge locale avec les champs vectoriels est nécessairement plus compliqué que celui de QED, puisque le groupe $SU(3)$ est non-abélien. Cette propriété décrit la non-commutativité des éléments du groupe, soit en terme physique le fait que les bosons de jauge possèdent aussi une charge de couleur (et donc le fait qu'ils puissent interagir entre eux). Dans le cas de groupe non-abélien, le mécanisme permettant l'identification des bosons vecteurs est souvent répertorié comme théorie de Yang-Mills. Il est maintenant postulé que les gluons ont une couleur et une anticouleur, ce qui permet d'avoir des vertex à trois et à quatre gluons.

Comme dans le cas de QED, la constante de couplage α_s évolue en fonction de l'énergie du phénomène étudié, mais cette évolution est drastiquement différente. La charge de couleur d'un quark est en effet 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. Il en résulte donc plusieurs propriétés importantes de QCD : pour les très hautes énergies, les quarks peuvent être considérés comme libres tandis que dans le cas contraire, ils sont confinés dans le hadron. Ces observations traduisent ce fait : la constante de couplage de QCD diminue avec l'énergie des processus au contraire de celle de QED. Dans le premier cas (appelée 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 deuxième cas, la théorie devient non-perturbative et les quarks sont confinés, ce qui devient un grand problème, puisque le développement en puissance de α_s n'est plus possible. Il est alors nécessaire d'aborder les processus différemment, en utilisant la QCD sur réseau par exemple.

I.2.4 Le modèle électrofaible

Avec la découverte de la radioactivité naturelle β nécessitant la désintégration d'un neutron en proton avec l'émission d'un électron et d'un neutrino (réaction aussi à la base de la « découverte » du neutrino), il est devenu nécessaire de postuler l'existence d'une nouvelle interaction, permettant d'expliquer ces phénomènes dont le temps de vie est grand (par rapport aux interactions fortes et électromagnétiques). De plus, une expérience menée par Wu sur la désintégration du cobalt 60 polarisé montra que cette nouvelle interaction ne conserve pas la parité [12] et ne couple que des particules gauches à des antiparticules droites. Fermi proposa un modèle pour cette nouvelle interaction dite « faible ».

Pour une particule massive, l'hélicité est la projection du spin sur le vecteur quantité de mouvement, exprimé la plupart du temps par un coefficient λ , positif ou négatif, suivant que le spin est orienté dans le sens ou non de l'impulsion. Pour une particule de masse nulle, l'hélicité, que l'on appelle plutôt la chiralité, ne peut prendre qu'une valeur égale ou opposée à son spin. Lorsqu'une particule de masse nulle participe à une interaction invariante par parité d'espace, comme l'interaction électromagnétique, les deux chiralités peuvent être interprétées comme les nombres quantiques caractérisant ses deux états de spin possibles (appelés alors gauche ou droit). Mais dans l'interaction faible, qui viole l'invariance par parité, des particules de masse nulle, et de chiralités opposées, se comportent de façon différente.

En observant ces phénomènes, Fermi proposa un modèle effectif dans lequel l'interaction est portée par deux bosons (W^+ et W^-) de masse non-nulle M_W , g étant la constante de couplage, ce dernier s'écrivant sous la forme g/M_W , ce qui explique sa faible portée. Ce modèle, appelé courant chargé, amena toutefois plusieurs problèmes notamment dans le cas de la diffusion profondément inélastique de neu-

trino sur un noyau ou pour la production de paire W^+W^- par une réaction telle que $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Dans le dernier exemple, une divergence apparaît lors de la prise en compte de l'état d'hélicité nulle du boson W, violant l'unitarité et rendant non-renormalisable ce modèle. Si le premier problème peut être corrigé par l'introduction du boson de Higgs (cf. § I.2.5), il faut, pour résoudre le second, soit renoncer à l'état longitudinal du W, ce qui équivaut à dire que ce dernier est de masse nulle et donc que l'interaction faible a une portée infinie, soit introduire un nouveau champ dont le couplage corrige cette divergence. L'introduction du concept de courant neutre règle ce problème et est de toute manière nécessaire pour permettre la conservation de l'isospin faible par l'interaction faible [13]. L'isospin faible est un concept né de l'analogie entre le doublet (e, ν) et le doublet d'isospin hadronique (u, d) . L'association des deux théories ne peut toutefois pas 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 dans QED les doublets d'isospin faible : cette étude a conduit à la conclusion que seule la différence entre la charge électrique et la charge d'isospin faible associée aux courants neutres est invariante dans l'espace des états d'isospin faible. L'unification se concrétise en réalisant que ce qui est défini comme interaction faible, contient déjà une partie de l'interaction électromagnétique. Il est alors possible de créer, à partir des trois degrés de liberté de la théorie faible, deux bosons de jauge, vecteurs des courants chargés (W^+ et W^-). Le dernier degré de liberté de la théorie faible se combine alors avec le degré de liberté de QED, engendrant ainsi deux bosons vecteurs des courants neutres ; celui de QED (γ) et le boson Z^0 . Cette théorie a deux constantes fondamentales : la charge fondamentale e et le couplage g évoqué précédemment. Ces deux constantes sont liées par l'angle de mélange électrofaible (puisque $e = g \sin \theta_W$), qui relie aussi dans le Modèle Standard la masse des bosons W et celle du boson Z (par la relation $M_W = M_Z \cos \theta_W$).

En résumé la théorie électrofaible associe les modèles faibles et électrodynamiques en construisant quatre bosons de jauge issus de l'invariance sous le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (où L rappelle les doublets d'isospin gauche et Y est l'hypercharge faible). Ce groupe est l'association d'un groupe abélien $U(1)$, traduisant le fait que la charge hyperfaible et d'isospin faible du photon sont nulles, et le groupe non-abélien $SU(2)$ basé sur l'isospin faible. Cette description de groupe peut se traduire par les prédictions suivantes : les bosons W et Z interagissent entre eux car ils portent tous une charge d'isospin faible, le photon et les bosons W interagissent entre eux car les bosons W sont électriquement chargés, mais le photon et le boson Z n'interagissent pas, ils sont complémentaires au sens où, pour un processus donné, les deux bosons vecteurs peuvent être utilisés (la probabilité dépendant alors du domaine d'énergie considéré, le photon et le Z étant respectivement de masse nulle et le boson le plus lourd détecté à ce jour).

I.2.5 Le mécanisme de Higgs

Jusqu'ici, les mécanismes décrits pour QED et QCD, en imposant l'invariance de jauge, engendrent la création de bosons de jauge de masse nulle. D'un autre côté, les interactions électrofaibles, mesurés expérimentalement, utilisent trois bosons vecteurs dont la masse peut être comparée à celle de noyaux lourds. Ce paradoxe, ainsi que la question de l'origine des masses des quarks et leptons, est résolu dans le Modèle Standard par l'introduction du mécanisme de Higgs-Englert-Brout [14, 15].

Le fait d'avoir des bosons de jauge massifs, implique par conséquent que la symétrie précédemment établie est brisée. Le mécanisme permettant la brisure de cette symétrie est l'introduction d'un champ scalaire ϕ , sous la forme d'un doublet complexe de $SU(2)$. Avec ce champ, il y a maintenant douze degrés de liberté (quatre pour ce champ nouvellement créé et deux par bosons de jauge puisque la symétrie est non brisée). Ce champ peut interagir avec lui même, il y a nécessairement un potentiel d'interaction à rajouter dans le lagrangien. Ce potentiel est défini suivant la figure I.1 et à la forme d'un chapeau mexicain. Il en résulte que son état fondamental ($\phi = 0$), c'est-à-dire le vide, n'est ni stable, ni un minimum absolu de potentiel. Pour minimiser son énergie une orientation est privilégiée dans l'espace d'isospin-hypercharge faible. Cette orientation est donc à l'origine de la brisure de symétrie : c'est une

brisure spontanée (une analogie intéressante peut être faite avec la supraconductivité [13]). L'ensemble de minima atteignables est invariant selon $SU(2)$, ce qui annule trois des quatre degrés de liberté du champ scalaire. Ces trois degrés de liberté ont été « mangés » par les bosons vecteur W et Z : ils peuvent maintenant avoir une polarisation longitudinale, ils ont donc une masse. Le dernier degré de liberté du champ scalaire est le boson de Higgs. Finalement ce mécanisme est invariant sous $U(1)$, c'est pourquoi le photon reste de masse nulle.

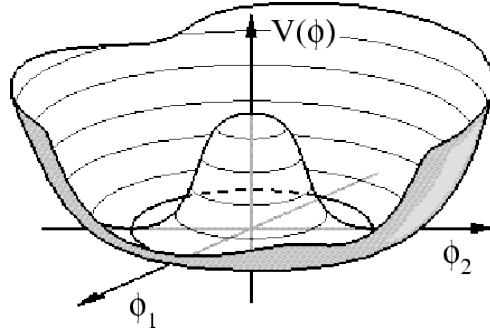


FIGURE I.1: Schéma représentant un potentiel en forme de chapeau mexicain, c'est-à-dire dont la valeur pour le vide est non nulle et non minimale. Il existe alors une infinité de choix possible pour minimiser l'énergie et c'est ce choix qui entraîne la brisure spontanée de symétrie.

Ce mécanisme, peu naturel de prime-abord, apporte une solution élégante pour expliquer l'existence de bosons vecteurs massifs. On peut alors de même, en ajoutant les couplages de Yukawa pour les fermions, expliquer les masses de leptons (même si cette génération de masse introduit de nouveaux paramètres libres dans le modèle). Cette association du champs de Higgs par couplage de Yukawa engendre alors aussi les termes de masse des quarks. Le développement est toutefois plus compliqué car les quarks existent sous les formes droites et gauches, contrairement au neutrino, et le champ de Higgs ne se couple qu'aux états propres de l'interaction électrofaible. Il faut donc passer de l'espace des états propres de masse à celui des états propres de l'interaction faible par une matrice de mélange appelée matrice CKM (Cabibbo – Kobayashi – Maskawa) [16].

Les couplages du boson de Higgs, au contraire de sa masse, sont définis par la théorie. La recherche de ce boson est donc l'objectif principal des expériences ATLAS et CMS au LHC.

I.2.6 Conclusion

Le Modèle Standard de la physique des particules est pour l'instant une belle réussite : il parvient, avec une redoutable précision pour certains paramètres, à prédire des effets, des processus... Ce modèle, utilisant le formalisme de la théorie quantique des champs, repose sur l'invariance de jauge locale, véritable pierre angulaire de sa construction. Il nécessite toutefois la présence d'un mécanisme de brisure spontanée de symétrie permettant, entre autre, d'expliquer l'origine de la masse des bosons W et Z . Il est alors possible de résumer mathématiquement ce modèle en produit direct de groupe

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

où la partie gauche (droite) est sa représentation avant (après) brisure de symétrie.

Ce modèle n'est pas définitif, car il ne prédit pas la valeur des masses des quarks et leptons, il les explique seulement en imposant un couplage. Il ne permet pas non plus d'expliquer le problème de hiérarchie (la faible masse du boson de Higgs par rapport à l'échelle de Planck) et des phénomènes

communément établis tels l'oscillation des neutrinos, l'asymétrie matière-antimatière, le nombre de famille de leptons. . . Pour terminer cet exposé, le tableau I.2 résume l'état des connaissances actuelles (et suppositions) sur les interactions fondamentales.

Tableau I.2: Propriétés des interactions fondamentales telles qu'elles sont connues de nos jours (le graviton n'étant pas expérimentalement mis en évidence) [17].

Interaction	Boson vecteur			Puissance relative	Portée théorique (m)
	Nom	Masse (GeV)	Spin		
Forte	gluons	0	1	1	10^{-15}
Électromagnétique	photon	0	1	10^{-2}	∞
Faible	Z	$91,1876 \pm 0,0021$	1	10^{-12}	10^{-18}
	W	$80,399 \pm 0,023$			
Gravitationnelle	graviton	0	2	10^{-38}	∞

I.3 Physique du W au LHC

Les bosons W, tout comme le boson Z, ont été mis en évidence de manière directe en 1982 auprès des expériences UA1 et UA2 au CERN [18, 19], mais c'est au LEP et au Tevatron que leurs propriétés ont vraiment été mesurées avec précision. Toutefois, même en combinant toutes les mesures faites indépendamment, l'incertitude sur certains paramètres, telle la masse M_W , reste un facteur limitant pour poser des contraintes précises sur la masse du boson de Higgs. En effet, pour que les incertitudes sur M_H provenant des mesures de masse du top et du W soient équivalentes, il faut que $\Delta M_W \approx 0,006 \Delta M_t$ [20]. Ces trois paramètres sont liés par des phénomènes de corrections radiatives, comme le montre l'expression de la masse du boson W

$$M_W = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin\theta_W}} \frac{1}{\sqrt{1-\Delta r}}$$

où G_F est la constante de Fermi et Δr représente les corrections radiatives schématisées par les diagrammes de la figure I.2 (a). La figure I.2 (b) montre les domaines de validité autorisés pour la masse du Higgs, mesurés par les expériences Tevatron (D0 en bleu et CDF en rouge) et la combinaison des résultats LEP (noir) dans l'hypothèse du Modèle standard (zone rouge) et de modèles supersymétriques (zone verte) [21]. Une mesure de M_W à 15 MeV avec une valeur centrale haute serait un indice possible d'une présence de nouvelle physique.

La partie supérieure de la figure I.3 résume les mesures directes de la masse du boson W faites par les expériences au LEP, ainsi que leur combinaison, tandis que la partie inférieure indique celles des expériences du Tevatron et leur combinaison. La moyenne de toutes ces mesures est finalement donnée sur la même figure et permet d'obtenir une précision de 23 MeV sur M_W . Le protocole de mesure de cette masse dans les collisionneurs hadroniques est détaillé en § II.3.1.

Les principales propriétés du boson W sont finalement résumées dans le tableau I.3 et comparées à celles du boson Z.

Parallèlement à la recherche du boson de Higgs, une mesure précise de M_W est aussi un objectif important du LHC pour contraindre le Modèle Standard.

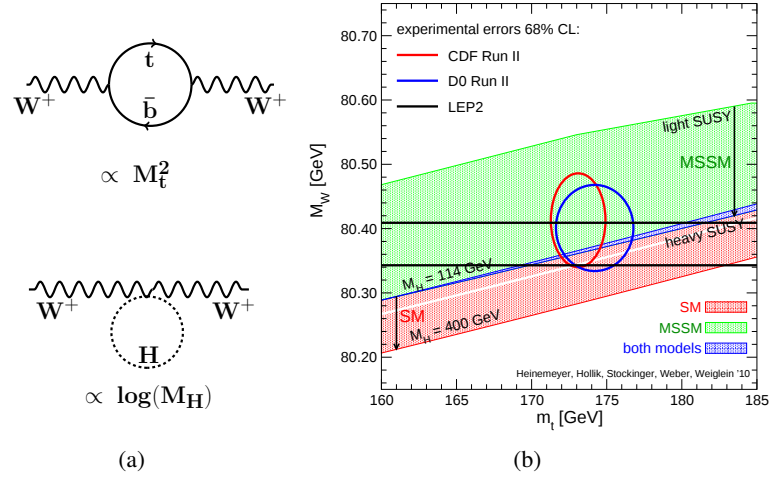


FIGURE I.2: Diagrammes de Feynman liant les masses du top, du W et du Higgs (a). Zone de validité de M_H , à 1σ , dans le plan (M_t, M_W) , avec les mesures de D0 (cercle bleu), CDF (cercle rouge) et la combinaison des résultats LEP (bande noire) (b). Les domaines de validité sont représentés dans l'hypothèse du Modèle Standard (zone rouge) et de modèles supersymétriques (zone verte) [21].

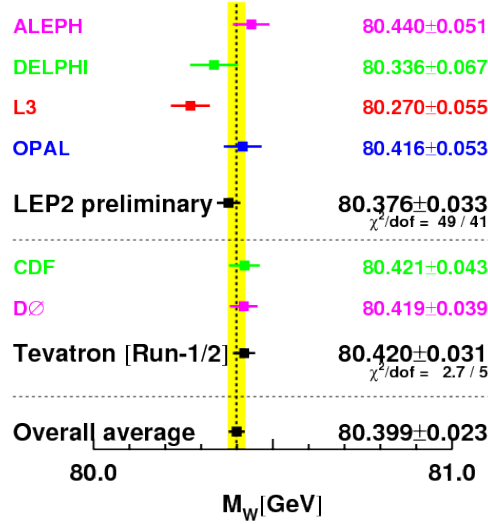


FIGURE I.3: Résumé des différentes mesures de la masse du boson W ainsi que leur combinaison [17].

Tableau I.3: Principales propriétés des bosons W (masse, largeur, charge électrique, spin et rapport de branchement en lepton) et du boson Z [17].

	Masse (Gev)	Largeur (Γ GeV)	Spin	Charge	BR_{lepton} (%)
$W^\pm$	$80,399 \pm 0,023$	$2,085 \pm 0,042$	1	± 1	$10,80 \pm 0,09$
Z^0	$91,1876 \pm 0,0021$	$2,4952 \pm 0,0023$	1	0	$3,363 \pm 0,004$

I.3.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

I.3.1.a Définitions des fonctions de distribution de partons

Les fonctions de distribution de partons (appelées par la suite PDFs) sont les densités de probabilité de trouver un parton (quark ou gluon) avec une fraction x d'impulsion du hadron dont il est issu, lors d'une interaction ayant un transfert d'impulsion Q^2 au hadron³. Du fait des effets non-perturbatifs d'un état lié en QCD, les fonctions de distribution de partons ne peuvent être déterminées analytiquement. Elles ne sont pour l'instant connues qu'à partir des données expérimentales provenant majoritairement de diffusions profondément inélastiques, mais aussi des contraintes issues de mesures telles que l'asymétrie de charge des bosons W . Il existe de nombreux jeux de PDFs (CTEQ [22], MSTW [23], HERA [24], ABKM [25], ...). La différence entre ces jeux est souvent liée à la manière de faire l'ajustement et/ou au sous ensemble de données choisi.

Le LHC fonctionnant à des énergies jamais atteintes auparavant (cf. figure I.4 (a)), il est nécessaire d'effectuer des mesures précises de ces PDFs avant même d'effectuer toute autre mesure de précision. En effet, comme explicité en § I.3.1.b, il est possible d'estimer le comportement de ces PDFs en fonction de Q^2 en utilisant les équations DGLAP [26–29]. La dépendance en x n'a pu être extrapolée qu'à partir de mesures de plus faible énergie, ce qui veut dire que le degré de confiance accordé à ces fonctions est faible. L'amélioration des connaissances des PDFs doit donc être une des priorités des analyses de précisions électrofaibles au LHC, ouvrant le chemin aux autres mesures. La figure I.4 (b) montre les régions cinématiques couvertes par les données de HERA I et II, comparées à celles couvertes par les données de cibles fixes (diffusions profondément inélastiques). L'accord entre les données et les ajustements NLO faits par les HERAPDF1.5 [30] (utilisant les équations DGLAP) est bon, mais il apparaît clairement que les données actuelles ne couvrent pas l'ensemble des domaines accessibles au LHC, avec de grands Q^2 (entre 10^3 et 10^8 GeV²) et petits x (entre 10^{-1} et 10^{-4}).

I.3.1.b Le théorème de factorisation

Drell et Yan proposèrent d'étendre le concept de modèle des partons, appliqué alors aux diffusions profondément inélastiques, à certains processus de collision hadronique [31]. Le processus testé était la production d'une paire de leptons massive lors d'une collision hadron-hadron, $AB \rightarrow X$ où $X = l\bar{l}^{(\ell)}$, appelé dès lors un processus Drell-Yan. Cette extension se fait sous certaines hypothèses :

- les partons (quarks et gluons) sont considérés comme ponctuels et libres à l'intérieur du proton (liberté asymptotique).
- l'impulsion transverse intrinsèque des partons est négligée.

La fonction de distribution de parton $f_{a/A}(x_a)$ peut être considérée comme la densité de probabilité de voir le parton a emporter une fraction x_a de l'impulsion du hadron A . Dans ce cas, si $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}$ est la section efficace de production de X par l'annihilation de a et b , dépendant seulement de l'énergie du sous-système ($\hat{s} = x_a x_b s$), alors

$$\sigma_{AB} = \sum_{(a,b)} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}), \quad (\text{I.1})$$

où la somme est faite sur l'ensemble des paires de parton (a,b) capable de produire X . Ces paires, dépendant de la charge du boson à produire, sont détaillées dans la figure I.6 (a) pour le premier ordre de calcul.

3. Cette interprétation de Q^2 a pour origine le processus de diffusion profondément inélastique. Dans le cas de collision hadronique, Q^2 est une grandeur caractéristique du processus hadronique (expliqué en § I.3.1.b).

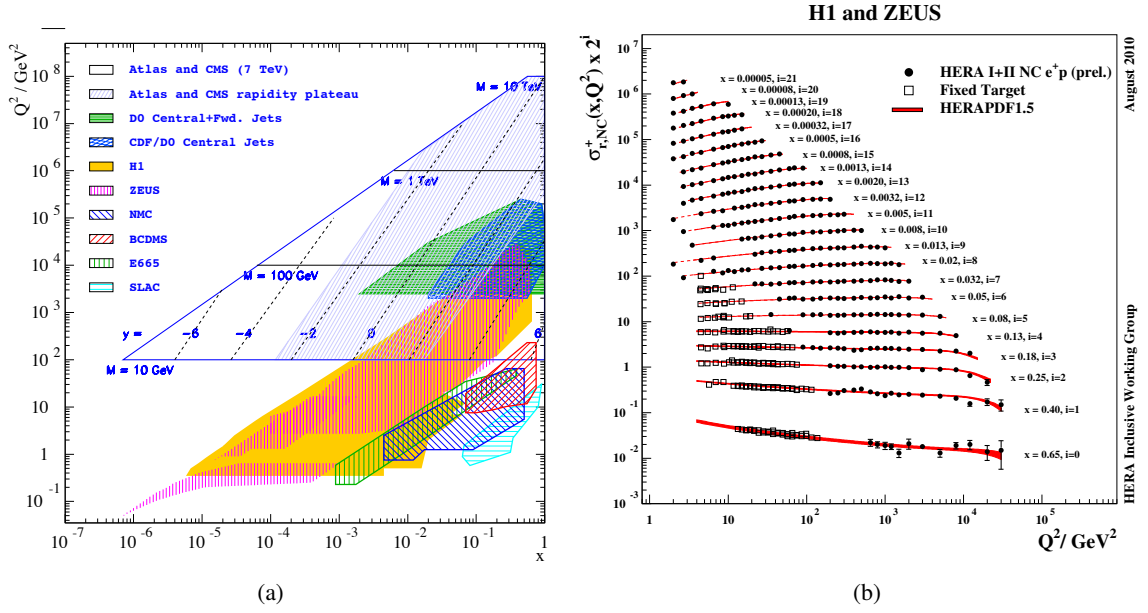


FIGURE I.4: Représentation dans le plan (x, Q^2) des zones étudiées lors de précédentes expériences (a) et représentation de l'accord entre les données combinées de H1 et ZEUS et les ajustements NLO fait par HERAPDF1.5 (b) [30].

Des problèmes surviennent lors de la prise en compte des corrections perturbatives : des divergences logarithmiques apparaissent via les émissions de gluons et photons colinéaires, empêchant le calcul des corrections d'ordres supérieurs. Ce problème, commun aux fonctions de structure des diffusions profondément inélastiques, peut être résolu grâce aux équations DGLAP. Ces divergences logarithmiques sont factorisées dans la fonction de distribution qui dépend alors de l'échelle considérée [32]. On peut alors réécrire l'équation I.1 comme :

$$\sigma_{AB} = \sum_{(a,b)} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}), \quad (\text{I.2})$$

où μ_F est l'échelle de factorisation. Le théorème de factorisation qui permet d'extrapoler les effets « courtes distances » (à l'échelle des partons) à ceux « longue distance » (à l'échelle des hadrons), tient son nom de cette échelle.

La section efficace partonique dépend de $\hat{s} = x_a x_b s$ qui doit être de l'ordre de grandeur de M_W^2 pour permettre la production de bosons W. Les partons interagissant seront considérés comme libres puisque α_s peut être considéré petit (cette constante dépend alors de l'échelle de renormalisation μ_R comme expliqué en § I.2.3). Dans ces conditions, le calcul de cette section efficace peut être fait de manière perturbative, soit

$$\hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}) = \underbrace{\hat{\sigma}_0(\hat{s})}_{\text{LO}} + \underbrace{\alpha_s(\mu_R^2) \hat{\sigma}_1(\hat{s})}_{\text{NLO}} + \underbrace{\alpha_s^2(\mu_R^2) \hat{\sigma}_2(\hat{s})}_{\text{NNLO}} + \mathcal{O}(\alpha_s^3) \quad (\text{I.3})$$

Le calcul à un ordre donné dépend donc de μ_R contrairement au résultat après intégration sur tous les ordres. Dans le développement ci-dessus, les ordres de perturbation ont pour nom :

LO est le premier ordre (*Leading Order*), appelé aussi ordre des arbres (ou niveau de Born).

NLO est le deuxième ordre (*Next to Leading Order*).

NNLO est le troisième ordre (*Next to Next to Leading Order*).

Les différences topologiques entre ces différents ordres seront abordées en § I.3.2.a. Le choix de paramètres le plus répandu pour les processus Drell-Yan consiste à poser $\mu_F = \mu_R = M$, où M est la masse de la paire de leptons à produire (ici M_W).

I.3.1.c Distribution de rapidité des bosons W

Les PDFs jouent un rôle important dans la production de bosons W dans un environnement hadronique, mais elles influencent aussi beaucoup les distributions cinématiques des particules issues du processus dur. Pour décrire les positions et angles des particules dans ATLAS, un système d'angle polaire et azimutal est couramment utilisé (cf. § III.2). Une des grandeurs caractéristiques est la rapidité définie par

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

Dans le cas de collisions de partons sans impulsion transverse, on peut écrire les quadri-vecteurs énergie-impulsion des deux partons incidents (dans le cadre de processus à l'ordre des arbres, cf. I.3.2.a) comme

$$p_a = x_a(1, 0, 0, -1) \quad \text{et} \quad p_b = x_b(1, 0, 0, 1), \quad (\text{I.4})$$

ce qui implique que la rapidité de la paire de leptons ne dépend alors plus que de x_a et x_b par

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_a}{x_b} \right)$$

En utilisant cette dernière relation, il est possible de calculer les fractions d'impulsion des partons pouvant créer un W pour différentes valeurs de rapidité, par exemple $y_W = 0$ et 3 :

$$x_a = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{y_W} = \begin{cases} 0,01 & \text{si } y_W = 0 \\ 0,23 & \text{si } y_W = 3 \end{cases} \quad \text{et} \quad x_b = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y_W} = \begin{cases} 0,01 & \text{si } y_W = 0 \\ 0,0005 & \text{si } y_W = 3 \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

Ces valeurs de x appartiennent, dans le cas d'un boson W central, à des domaines cinématiques préalablement étudiés par d'autres expériences (cf. figures I.4 (a) et I.4 (b)), ce qui n'est pas le cas lors de la production d'un boson W à grande rapidité. Un exemple de PDF pour les cinq quarks les plus légers, dans un proton avec $Q^2 = (80,4 \text{ GeV})^2$, est représenté par la figure I.5 (le jeu de PDF utilisé ici est CTEQ66). Pour les faibles valeurs de x , les PDFs font intervenir principalement les quarks de la mer en privilégiant les quarks des premières générations, les plus légers : u, d, s (cf. tableau I.1). Pour les grandes valeurs de x , la contribution des quarks de valence devient très importante (particulièrement celle du quark u). La fonction de distribution du gluon n'est pas représentée car elle est dominante pour toutes les valeurs de x .

À partir des ordres de grandeur des fractions d'impulsions établis ci-dessus et de la figure I.5, il est finalement possible de décrire les processus majoritaires pour la création d'une certaine charge de boson W. La production de W à faible rapidité va principalement mettre en jeu des quarks de la mer, alors que les W produits à grande rapidité sont majoritairement produits dans des collisions quark de valence - quark de la mer. Dans tous les cas, la paire de partons majoritaire dans la production de W^+ et W^- semble être respectivement $(u, \bar{d})$ et $(d, \bar{u})$. Cette analyse simpliste est confirmée par la figure I.6 (a) représentant le pourcentage de la section efficace totale de production LO de boson W^+ et W^- , selon les paires de quark-antiquark considérées. Dans cette figure, les sections efficaces différentielles sont calculées pour des collisions $p\bar{p}$ pour $\sqrt{s} < 3,5 \text{ TeV}$ et pour des collisions proton-proton pour $\sqrt{s} \geq 3,5 \text{ TeV}$. Les sections efficaces de production des bosons W en fonction de leur rapidité en sortie de générateur Monte-Carlo

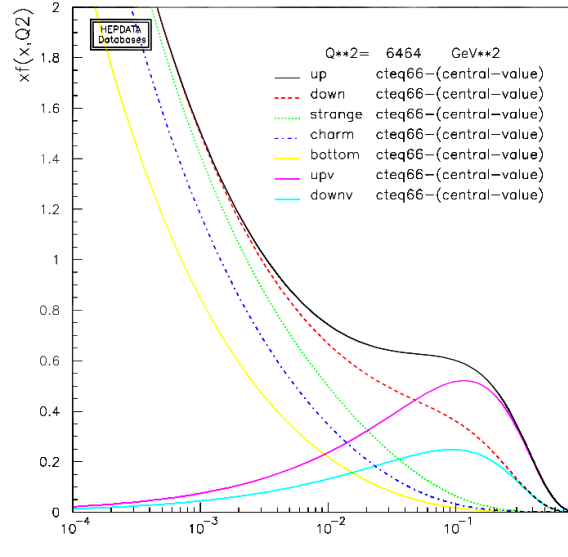
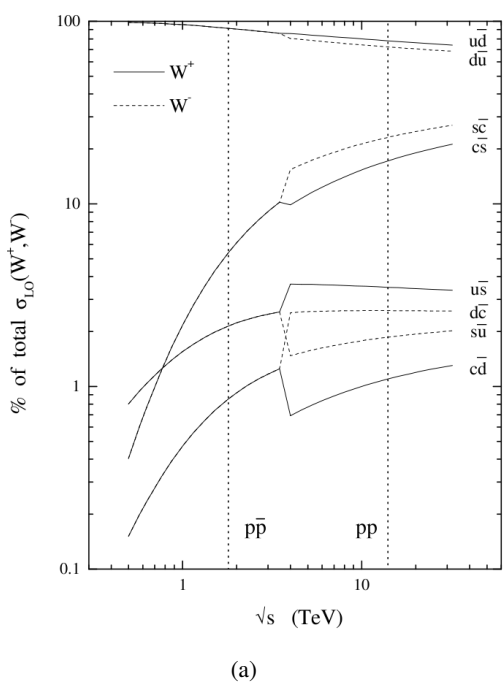
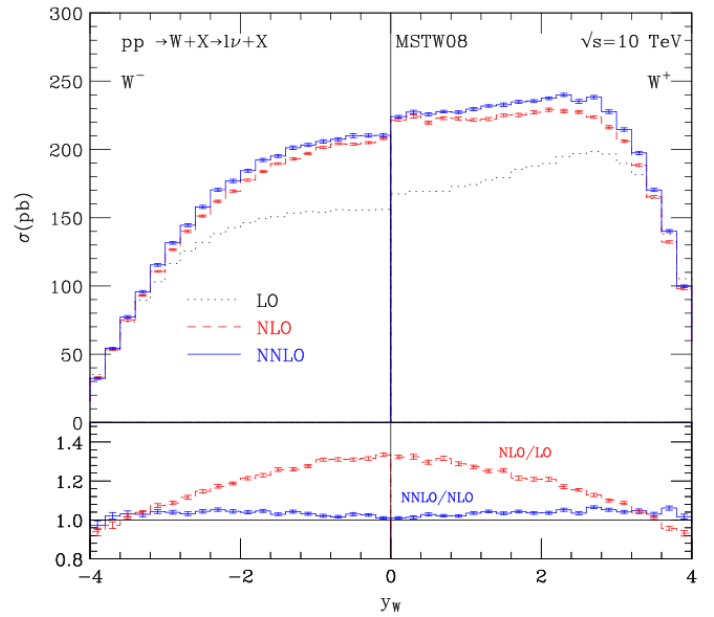


FIGURE I.5: Représentation des PDFs en fonction de x pour les cinq quarks les plus légers (en utilisant CTEQ66) dans le proton [33]. Les PDFs des quarks u et d sont en fait la somme des contributions de valence (v) et de la mer (non représentées ici).



(a)



(b)

FIGURE I.6: (a) Pourcentage de la section efficace totale de production LO de bosons W^+ et W^- , selon les paires de quark-antiquark considérées, en fonction de $\sqrt{s}$ [34]. (b) Section efficace de production des bosons W^- (gauche) et W^+ (droite) en fonction de y_W pour différents ordres de calcul de perturbation QCD (LO, NLO et NNLO) [35]

sont montrées sur la figure I.6 (b) après les calculs aux trois premiers ordres de perturbation QCD (LO, NLO et NNLO).

Les sections efficaces de production sont symétriques par rapport à zéro car ce sont deux protons qui

entrent en collision au LHC et non un proton et un antiproton comme au Tevatron. La section efficace de production des W^+ est supérieure à celle des W^- et leur distribution de rapidité est plus piquée dans les grandes valeurs de $|y_W|$. Ces deux observations s'expliquent très bien par les phénomènes décrits précédemment : les protons ont plus de quarks u de valence que d , or le couple $(u, \bar{d})$ ($(\bar{u}, d)$) est le plus probable pour la production de W^+ (W^-) donc le fait d'avoir plus de W^+ en découle. De même pour les grandes rapidités, on voit que x_a se situe autour de 0,2 (cf. eq. I.5) qui est une zone où le quark u de valence prédomine largement (cf. figure I.5), la probabilité est donc plus grande d'avoir un quark u avec un grand moment longitudinal, donc vers l'avant.

I.3.2 Production de W au LHC

Le processus de production des bosons W au LHC est détaillé ici à l'ordre des arbres. Un aperçu des effets des ordres supérieurs sera abordé.

I.3.2.a Production de W à l'ordre des arbres

Les hypothèses posées pour l'utilisation du modèle des partons (cf. § I.3.1.b) sont aussi utilisées ici. Dans ces conditions, le processus dominant la création des bosons W est l'annihilation d'une paire quark-antiquark, comme le représente le diagramme de la figure I.7.

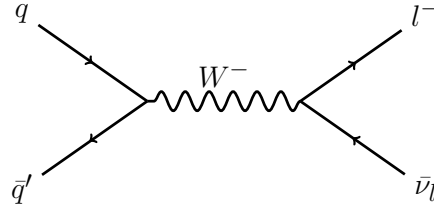


FIGURE I.7: Diagramme de Feynman du processus principal de production de W^- à l'ordre des arbres au LHC.

Ce processus peut aussi s'écrire plus schématiquement

$$q(p_a) \bar{q}(p_b) \rightarrow W^-(Q) \rightarrow l(k_a) \bar{l}(k_b),$$

où les quadri-vecteurs des particules ont été écrits entre parenthèses (p_a et p_b ont été détaillés dans l'équation I.4). Plusieurs remarques peuvent déjà être faites pour ce processus :

- le W n'aura pas d'impulsion transverse (car dans ce modèle, les quarks incidents n'ont qu'une impulsion longitudinale)
- les quarks peuvent être considérés de masse nulle (l'énergie disponible étant $\hat{s} \sim M_W^2$)⁴. Ils sont dans ce cas ultra-relativistes et leur hélicité est donc directement liée à leur nature car à haute énergie, la chiralité et l'hélicité représentent la même grandeur. Le boson W, boson de l'interaction électrofaible, n'interagira qu'avec des particules d'hélicité négative (dites « gauche ») et des antiparticules d'hélicité positive (dites « droite »).

Le diagramme de Feynman de la figure I.7 représente mathématiquement une amplitude de probabilité $\mathcal{M}$ dont la formule est

$$\mathcal{M} = i \left[\frac{g}{\sqrt{2}} V_{q\bar{q}} \bar{v}(k_b) \epsilon_{\lambda, \mu}^* \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(k_a) \right] \left\{ \frac{1}{\hat{s} - M_W^2 + i M_W \Gamma_W} \right\} \left[\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_a) \epsilon_{\lambda, \nu} \gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_b) \right]$$

4. Cette approximation reste correcte pour le quark c . En effet, dans le pire des cas, $x=0,005$, ce qui équivaut à $\beta=99,7\%$.

Cette formule permet d'introduire plusieurs concepts essentiels pour la suite de l'analyse :

- les spineurs des partons incidents ($\bar{v}(k_b)$ et $u(k_a)$), ainsi que ceux des leptons issus du W ($\bar{u}(p_a)$ et $v(p_b)$) rappellent les propriétés fermioniques des leptons et quarks, jouant un rôle essentiel dans les effets de polarisation.
- le couplage en $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$, caractéristique du couplage V-A du boson W.
- le paramètre ε_λ est le vecteur de polarisation du boson W.
- le paramètre Γ_W dans le propagateur rappelle que le boson W a une largeur non négligeable (cf. tableau I.2)

Le passage de la production d'un W^- à un W^+ se fait aisément en inversant p_a et p_b mais aussi k_a et k_b . L'association des trois premières considérations a des conséquences dès la production du boson W à l'ordre des arbres : les partons à l'origine du processus dur sont ultra-relativistes, donc les quarks seront gauches, et les antiquarks droits. Les effets liés à la polarisation sont détaillés en § I.3.3.

I.3.2.b Effet des ordres supérieurs sur la production

Le modèle présenté ci-dessus a plusieurs limitations triviales liées aux hypothèses de travail (définies en § I.3.1.b) :

- l'impulsion transverse intrinsèque des quarks (k_T) ne peut pas être considérée comme nulle, même sans correction radiative ($\langle k_T \rangle \sim 700$ MeV pour $\sqrt{s} = 14$ TeV [32]).
- le fait de ne pas prendre en compte le mélange des saveurs, états propres de l'interaction faible (cf. § I.2)
- l'hypothèse sur l'hélicité des quarks (antiquarks), considérés comme ultra-relativistes et donc d'hélicité gauche (respectivement droite). Le pourcentage de quarks (antiquarks) d'hélicité droite (respectivement gauche) est proportionnel au rapport $(m/E)^2$ de la particule considérée.

En outre, il faut aussi prendre en compte les corrections d'ordres supérieurs en α . Il existe trois grandes catégories de contributions : les états avec rayonnement dans l'état initial ⁵ (cf. figure I.8 (a)), les états faisant une interférence avec l'ordre des arbres (cf. figure I.8 (b)) et les états avec rayonnement dans l'état final ⁶ (cf. figure I.8 (c)). La première contribution peut être factorisée dans les PDFs (comme expliqué en § I.3.1.b) et la deuxième peut être considérée comme négligeable [36]. La dernière contribution en revanche, peut modifier considérablement la reconstruction puisque dans ce genre de processus les émissions de photons vont significativement modifier les distributions d'impulsion des leptons, modifiant ainsi la mesure de la masse transverse reconstruite du boson W.

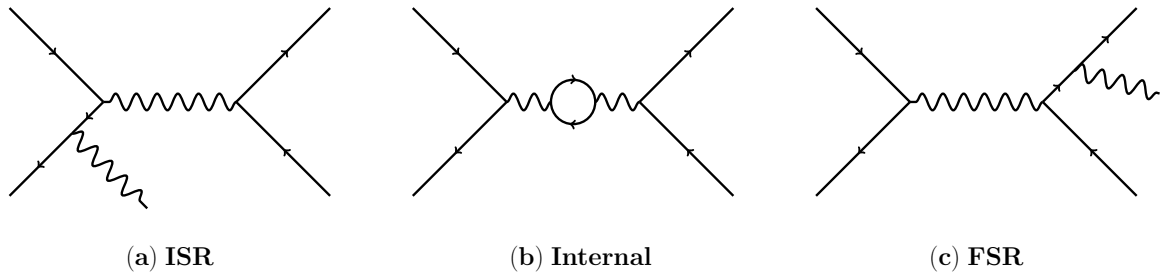


FIGURE I.8: Diagramme de Feynman des corrections QED au processus à l'ordre des arbres.

Il faut aussi considérer les corrections QCD à l'ordre des arbres. Ces corrections LO sont dues aux différents diagrammes de Feynman représentés sur la figure I.9 et à leurs interférences. Dans cette figure,

5. ISR par la suite (*Initial State Radiation*).

6. FSR par la suite (*Final State Radiation*).

les processus mettent en jeu soit le rayonnement d'un gluon dans l'état initial par un des quarks (figure I.9 (a)) ce qui engendre un recul du boson W lui donnant une impulsion transverse non-nulle, soit des processus de diffusion quark-gluon (figure I.9 (b)).

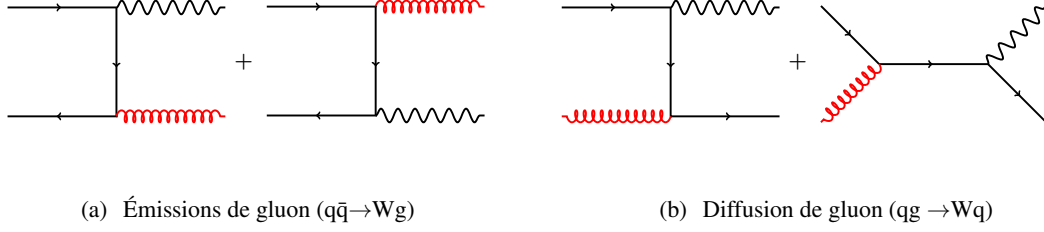


FIGURE I.9: Diagrammes de Feynman principaux des corrections à l'ordre des arbres en QCD. La figure I.9 (a) représente les émissions de gluons réels et la figure I.9 (b) les diffusions quark-gluon.

Finalement, les corrections NLO doivent aussi être incluses. La figure I.10 représente un diagramme de Feynman pour chaque type de contribution, que l'on peut regrouper de manière schématique comme des contributions interférant avec les contributions LO (cf. figure I.10 (a et b)), les états finaux à deux fermions (cf. figure I.10 (c, d et e)) et les autres (cf. figure I.10 (f et g)).

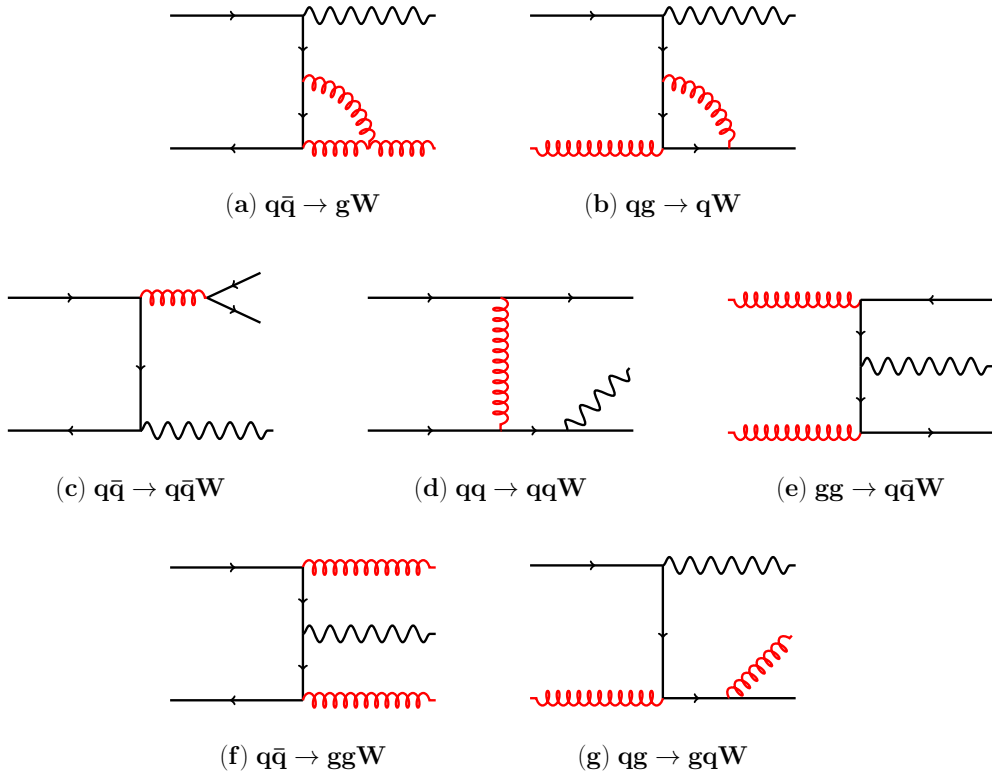


FIGURE I.10: Diagrammes de Feynman représentant les grandes catégories de contributions NLO en QCD, pour la production de boson W.

Le nombre de diagrammes de Feynman augmente drastiquement avec l'augmentation de l'ordre de perturbation, mais il est nécessaire de considérer les ordres supérieures à LO : comme le montre la figure I.6 (b), si les variations des sections efficaces différentielles de production sont faibles en passant

de NLO à NNLO, le passage de LO à NLO a un fort impact (jusqu'à 35% de différence à $y=0$).

I.3.3 Effets de polarisation

La polarisation du boson W est une propriété qu'il est crucial de comprendre pour effectuer des mesures de précision puisque cette dernière, associée au couplage V-A caractéristique des courants chargés, influence les distributions des variables cinématiques des leptons issus de sa désintégration. Dans cette partie, les effets de polarisation sont détaillés à l'ordre des arbres lors de la production puis de la désintégration des bosons W. Finalement les modifications dues à la prise en compte des ordres supérieurs sont exposées.

I.3.3.a Polarisation lors de la production des bosons W à l'ordre des arbres

Les hypothèses de travail sont encore les mêmes que celles utilisées en § I.3.2.a. Un boson W est donc ici produit par annihilation d'un quark d'hélicité gauche et d'un antiquark d'hélicité droite. Le boson W résultant n'a alors qu'une impulsion longitudinale et le sens de cette impulsion, vers les z positifs ou négatifs, définira son hélicité. On peut rappeler la forme générale des hélicités⁷ du boson W à partir de son vecteur polarisation :

$$\varepsilon^{(\lambda\pm 1)} = \pm(0,1,\mp i,0)/\sqrt{2} \quad \text{et} \quad \varepsilon^{(\lambda=0)} = \begin{cases} (|\vec{p}_W|,0,0,E_W)/M_W & \text{dans le référentiel du laboratoire} \\ (0,0,0,1) & \text{dans le référentiel du W au repos} \end{cases}$$

Par application des lois de conservation, il est aisé de déterminer dans ces conditions l'hélicité du boson résultant. Le boson W ira en effet dans le sens du parton qui a la plus grande impulsion longitudinale, ce qui peut être représenté, dans tous les cas, par la figure I.11 et par l'équation suivante :

$$\lambda = \begin{cases} -1 & \text{si } x_q > x_{\bar{q}} \\ +1 & \text{si } x_q < x_{\bar{q}} \end{cases}$$

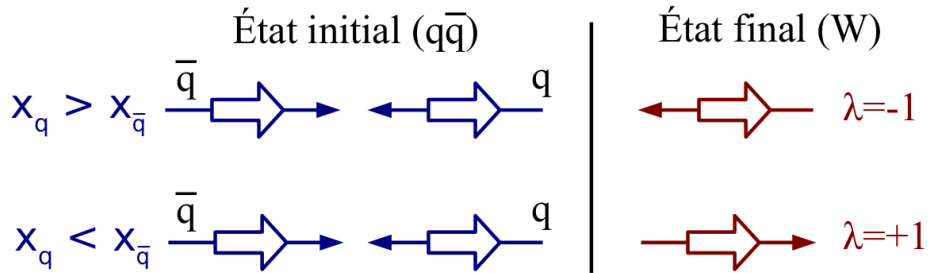


FIGURE I.11: Vision schématique des collisions de partons ultra-relativistes et du transfert de moment.

Ces premières observations à l'ordre des arbres, ainsi que les hypothèses de travail, permettent de dégager des caractéristiques générales : pour les grandes valeurs de rapidité ($|y_W| \sim 3$), les bosons W sont principalement créés avec une hélicité négative, puisque les quarks de valence emportent statistiquement une plus grande impulsion longitudinale (cf. figure I.5). Pour les zones de faible rapidité ($|y_W| \sim 0$), il y a alors un mélange d'hélicité positive et négative ; cependant ce calcul aux arbres ne produit pas de polarisation longitudinale ni d'impulsion transverse pour le W. Pour décrire cela, il faut introduire les corrections d'ordres supérieures (cf. § I.3.3.b).

7. L'hélicité est représenté par λ et est défini en § I.2.4

I.3.3.b Distribution angulaire des leptons à l'ordre des arbres

L'étude des interactions leptons-bosons dans des collisionneurs, est un moyen unique d'analyser la polarisation du boson. La production de W via une annihilation quark-antiquark détaillée précédemment, peut fournir une règle simple pour déterminer la polarisation du W. Toutefois, les corrections envisagées en § I.3.2.b montrent que les processus produisant le W sont multiples et peuvent parfois faire intervenir des bosons (gluons) rendant la prévision de la polarisation du W plus difficile.

S'il n'est malheureusement pas possible de connaître le processus de production lors de l'analyse des données, il est possible choisir le canal de désintégration. L'étude d'un canal de désintégration leptonique permet en effet l'analyse de cette polarisation : les leptons (dans notre cas, les couples (e, ν) et (μ, ν)) étant alors une sonde parfaite pour cette mesure [37]. Dans cette partie nous allons donc détailler les prédictions en terme de distributions angulaires pour les leptons issus de désintégrations de W, à l'ordre des arbres, pour ensuite détailler les corrections provenant des ordres supérieurs.

Pour avoir une première intuition des dépendances angulaires entre le lepton chargé et le boson W, il peut être utile de repartir de l'ordre des arbres et du modèle simplifié envisagé en § I.3.2.a. Dans ces conditions, le boson W est produit sans impulsion transverse et dans deux états possibles d'hélicité : $\lambda = \pm 1$. Par la suite, nous travaillerons dans deux référentiels différents, celui du laboratoire et un référentiel dans lequel le boson W est au repos (les quantités relatives à ce référentiel seront annotées d'une étoile (*)). On définit alors l'angle $\theta_{W,l}^*$ comme

$$\cos(\theta_{W,l}^*) = \frac{\vec{p}_W \cdot \vec{p}_l^*}{|\vec{p}_W| |\vec{p}_l^*|},$$

où $\vec{p}_W$ est l'impulsion du W dans le référentiel du laboratoire et $\vec{p}_l^*$ l'impulsion du lepton dans un référentiel où le boson W est au repos. Dans le cas du W^- , la figure I.12 représente un exemple de désintégration pour chacun des états d'hélicité accessibles.

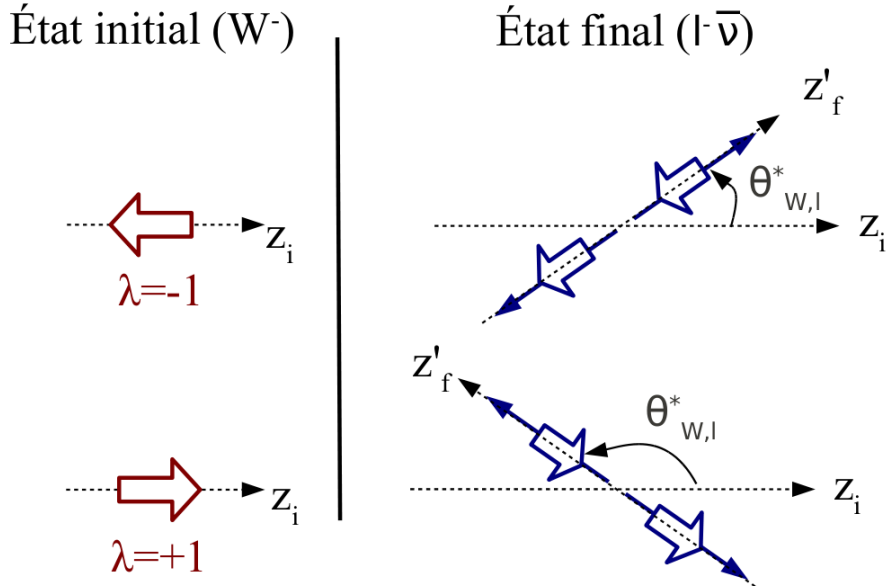


FIGURE I.12: Visions schématiques des orientations de spin par rapport à la direction de l'impulsion du boson W dans le référentiel du laboratoire (z_i) dans l'état initial (gauche) et dans l'état final (droite).

À partir de la figure I.12 et du raisonnement sur la conservation d'hélicité, il est possible de tirer une première conclusion : pour $\lambda = 1$ (-1), les valeurs de $\cos(\theta_{W,l}^*) \sim -1$ (1) semblent plus probables, la dépendance angulaire de la désintégration doit être de la forme

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\cos(\theta_{W,l}^*)} \propto (1 - \lambda \cos(\theta_{W,l}^*))^2.$$

Pour illustrer cette hypothèse, les schémas de la figure I.12 ont été orientés : l'axe $+\vec{z}_i$ de l'état initial pointe dans la direction de l'impulsion du W, tandis que l'axe $+\vec{z}_f$ de l'état final pointe dans la direction du lepton chargé dans le référentiel du W au repos. La relation angulaire est alors extraite simplement des matrices de rotations [17],

$$d_{J_{f,z'}, J_{i,z}}^J \propto \langle J, J_{f,z'} | e^{-i\theta_{W,l}^* J_2} | J, J_{i,z} \rangle$$

En appliquant cette formule pour les deux états d'hélicité de la figure I.12

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\cos(\theta_{W,l}^*)} \propto \begin{cases} |d_{-1-1}^1|^2 \propto (1 + \cos(\theta_{W,l}^*))^2 & \text{si } \lambda = -1 \\ |d_{-1\ 1}^1|^2 \propto (1 - \cos(\theta_{W,l}^*))^2 & \text{si } \lambda = 1 \end{cases}$$

Le cas du W^+ peut être simplement extrapolé en notant que la charge du lepton est alors inversée, tout comme son hélicité. Il suffit alors de redéfinir l'axe $+\vec{z}_f$ de la figure I.12 pour qu'il pointe dans la direction du neutrino (qui joue le rôle de positron du point de vue hélicité). Lors de la désintégration d'un boson W de charge Q et d'hélicité λ , la relation angulaire entre le lepton et le W aura la forme à l'ordre des arbres

$$\frac{d\sigma_{ab}}{d\cos(\theta_{W,l}^*)} \propto (1 + \lambda Q \cos(\theta_{W,l}^*))^2$$

I.3.3.c Distribution angulaire des leptons pour les processus NLO

La distribution angulaire obtenue en utilisant des arguments de conservation d'hélicité et le modèle en arbre de § I.3.2.a est bien trop simple, car elle ne tient pas compte de toutes les corrections spécifiées en § I.3.2.b. Pour ce faire, la section efficace de production peut être écrite comme la contraction des tenseurs hadroniques et leptoniques. Si l'expression du tenseur leptonique peut être trouvée dans beaucoup de références [38, 39], le tenseur hadronique est rarement décrit dans sa forme la plus générale car de nombreux termes sont souvent simplifiables par l'application de loi de conservation. Ce tenseur représente en fait la méconnaissance de la structure du hadron étudié et peut être écrit de manière générale comme la somme d'une contribution symétrique ($W_S^{\mu\nu}$) et d'une contribution antisymétrique ($W_A^{\mu\nu}$) :

$$\begin{aligned} W_S^{\mu\nu} &= W_1 g^{\mu\nu} + W_2 q^\mu q^\nu + W_3 \tilde{p}_1^\mu \tilde{p}_1^\nu + W_4 \tilde{p}_2^\mu \tilde{p}_2^\nu \\ &+ W_5 (q^\mu \tilde{p}_1^\nu + \tilde{p}_1^\mu q^\nu) + W_6 (q^\mu \tilde{p}_2^\nu + \tilde{p}_2^\mu q^\nu) + W_7 (\tilde{p}_1^\mu \tilde{p}_2^\nu + \tilde{p}_2^\mu \tilde{p}_1^\nu) \end{aligned} \quad (I.6)$$

$$\begin{aligned} W_A^{\mu\nu} &= W_8 (q^\mu \tilde{p}_1^\nu - \tilde{p}_1^\mu q^\nu) + W_9 (q^\mu \tilde{p}_2^\nu - \tilde{p}_2^\mu q^\nu) + W_{10} (\tilde{p}_1^\mu \tilde{p}_2^\nu - \tilde{p}_2^\mu \tilde{p}_1^\nu) \\ &+ W_{11} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha \tilde{p}_{1\beta} + W_{12} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_\alpha \tilde{p}_{2\beta} + W_{13} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \tilde{p}_{1\alpha} \tilde{p}_{2\beta} \end{aligned} \quad (I.7)$$

Ce tenseur, souvent représenté par un « blob » hadronique (cf. figure I.13), dépend ici des invariants de Lorentz du système, c'est-à-dire dans notre cas les normes p_1^2 , p_2^2 , q^2 , $q \cdot p_1$, $q \cdot p_2$, $p_1 \cdot p_2$. Dans les équations I.6 et I.7, les quadrivecteurs utilisés sont en fait des projections du type $\tilde{p}^\mu = p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu$. Dans le cas des désintégrations de bosons W, les arguments habituels de parité ne peuvent être employés. Le courant n'est pas non plus invariant du fait du terme de masse non nulle de l'électron mais compte-tenu

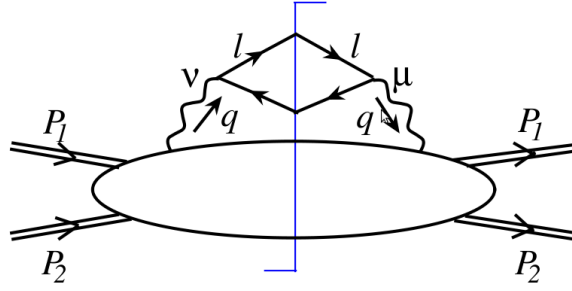


FIGURE I.13: Représentation diagrammatique de la production de paire de leptons via un boson de jauge de quadrivecteur q dans une collision hadronique [41]

du domaine d'énergie considéré, cette invariance peut être approximée ce qui permet alors de réduire à huit termes indépendants ce tenseur hadronique [40].

Une représentation équivalente au tenseur hadronique peut toutefois être obtenue en calculant, dans la base des états d'hélicité, les projections $H_{m,m'} = \epsilon_\mu^*(m) H^{\mu\nu} \epsilon_\nu(m')$ (où $m, m' = +, 0, -$), dans un des référentiels où le boson de jauge est au repos. On obtient alors une matrice 3×3 , dite matrice de densité de polarisation du boson, de la forme

$$H_{m,m'} = \begin{pmatrix} H_{++} & H_{+0} & H_{+-} \\ H_{+0} & H_{00} & H_{0-} \\ H_{+-} & H_{0-} & H_{--} \end{pmatrix}$$

Ainsi, en posant comme vecteur unitaire pour le lepton chargé $\hat{l} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$, les distributions angulaires peuvent alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\cos\theta d\phi} &= \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma}{dq_T^2 dy} \times \left[(1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3\cos^2\theta) \right. \\ &\quad + A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi \\ &\quad + A_3 \sin \theta \cos \phi + A_4 \cos \theta \\ &\quad + A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi \\ &\quad \left. + A_6 \sin 2\theta \sin \phi + A_7 \sin \theta \sin \phi \right] \end{aligned} \quad (I.8)$$

Les coefficients A_i ($i=0 \dots 7$) sont proportionnels à des combinaisons linéaires des éléments de la matrice $H_{m,m'}$, et contiennent la dépendance aux PDFs [42]. Les termes A_0 à A_4 viennent des corrections QCD à l'ordre des arbres (cf. figures I.9 (a) et I.9 (b)) tandis que les termes A_5 à A_7 proviennent eux des corrections à l'ordre supérieur en QCD (cf. figure I.10). L'amplitude des trois derniers coefficients étant très faible, leur contribution est considérée comme nulle dans la suite de cette thèse. Les termes contenant les coefficients A_3 , A_4 , A_5 et A_6 ne respectent pas la parité. Il n'existe pour l'instant pas de prédictions analytiques pour ces coefficients dans les conditions de collision du LHC mais les figures I.14 (a) et (b) représentent ces coefficients déterminés pour les électrons et les positrons à partir d'un échantillon Monte-Carlo de grande statistique engendré par Pythia [43] à partir des informations de vérité (le détail permettant l'obtention de ces coefficients est expliqué en § II.3.2).

Dans l'équation I.8, q_T est l'impulsion transverse du boson produit, y sa rapidité et θ et ϕ , les angles polaires et azimutaux du lepton dans le référentiel de Collins-Soper [44]. Ce référentiel est un référentiel dans lequel le boson W est au repos et dont les propriétés sont détaillées en § II.2.1. Il est alors possible

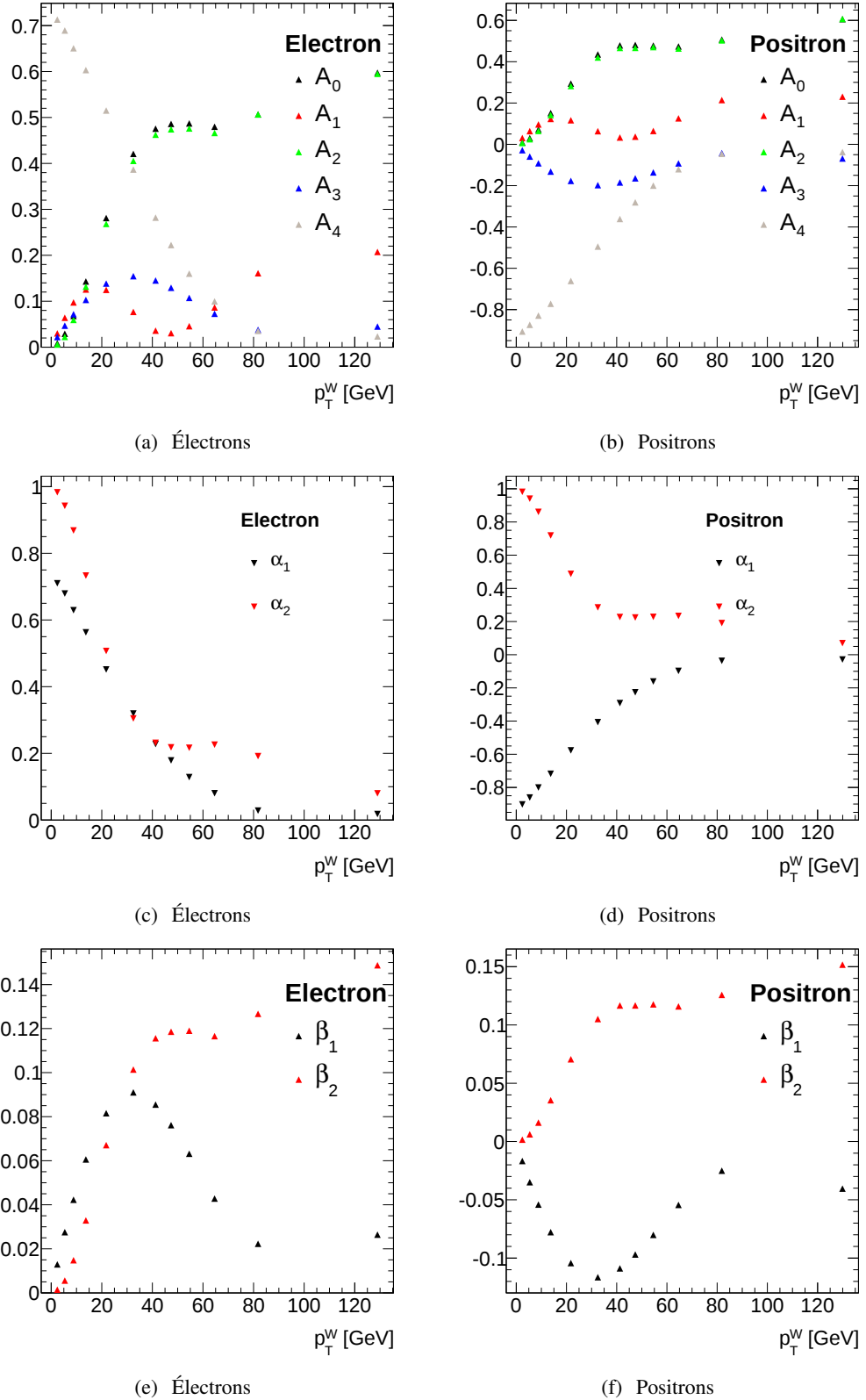


FIGURE I.14: Représentation des coefficients évoqués dans les équations I.8 (a) et (b), I.9 (c) et (d), I.11 (e) et (f). Ces coefficients sont extraits d'événements Monte-Carlo engendrés par Pythia, générateur LO*, c'est pourquoi les termes A_5 , A_6 et A_7 ainsi que les coefficients β_3 et β_4 ne sont pas représentés. La méthode utilisée pour extraire ces informations est expliquée en § II.3.2

d'intégrer sur ϕ la précédente équation pour obtenir :

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\cos\theta} = C(1 + \alpha_1 \cos\theta + \alpha_2 \cos^2\theta) \quad (\text{I.9})$$

où

$$C = \frac{3}{8} \frac{d\sigma}{dq_T^2} \left[1 + \frac{A_0}{2}\right], \quad \alpha_1 = \frac{2A_4}{2 + A_0} \quad \text{et} \quad \alpha_2 = \frac{2 - 3A_0}{2 + A_0} \quad (\text{I.10})$$

Ces coefficients α_1 et α_2 sont aussi représentés sur les figures I.14 (c) et (d) à partir du même échantillon Monte-Carlo. Il est intéressant de constater que, comme précédemment établi en § I.3.3.b, le signe de α_1 change en passant du W^+ au W^- . De même en intégrant l'équation I.8 sur $\cos\theta$, on obtient

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\phi} = C'(1 + \beta_1 \cos\phi + \beta_2 \cos 2\phi + \beta_3 \sin\phi + \beta_4 \sin 2\phi) \quad (\text{I.11})$$

où

$$C' = \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma}{dq_T^2}, \quad \beta_1 = \frac{3\pi}{16} A_3, \quad \beta_2 = \frac{A_2}{4}, \quad \beta_3 = \frac{3\pi}{16} A_7 \quad \text{et} \quad \beta_4 = \frac{A_5}{2} \quad (\text{I.12})$$

Ces coefficients sont représentés sur les figures I.14 (e) et (f).

La connaissance des distributions angulaires des leptons issus des désintégrations de bosons W est un point crucial de la physique de ces bosons : liées à la polarisation des particules mais aussi à leur couplage, caractéristique des phénomènes électrofaibles, ces distributions peuvent influencer les mesures de précision.

Dans le chapitre II, une étude phénoménologique, reposant sur une analyse d'événements Monte-Carlo, montre l'effet possible de la méconnaissance des distributions angulaires des leptons sur la détermination de la masse du boson W.

Le chapitre VII aborde la comparaison de ces distributions angulaires issues de l'analyse des données enregistrées par ATLAS pendant l'année 2010, à différents générateurs Monte-Carlo. Une première mesure quantitative de l'hélicité du boson W est aussi détaillée dans ce chapitre, en utilisant ces mêmes données.

Finalement l'impact des distributions angulaires sur l'asymétrie de charge des bosons W est abordé dans le chapitre VIII. Afin de ne plus dépendre de ces dernières, du moins tant que leur simulation n'est pas validée par l'analyse des données, une autre mesure d'asymétrie est proposée, reposant sur une nouvelle sélection et permettant de découpler l'effet des PDFs et les effets liés aux polarisations.

Chapitre II

Angles de désintégration des leptons et masse du W

« À force de voir les choses sous un certain angle, on finit par avoir le regard en coin ».

Le chat

PHILIPPE GELUCK

Sommaire

II.1	Introduction	25
II.2	Le référentiel de Collins-Soper	26
II.3	Influence des angles sur la mesure de M_W	28
II.4	Conclusion	38

II.1 Introduction

Les propriétés du boson W ont été mesurées depuis sa découverte au CERN, de manière plus ou moins précises, pour contraindre et comprendre les phénomènes électrofaibles. La mesure des angles de désintégration est une mesure importante puisque, historiquement, elle est à l'origine de la découverte de la violation de parité, qui est une caractéristique des processus électrofaibles, et par la suite de la polarisation du boson W. La connaissance de ces angles permet d'effectuer un test de QCD car leurs mesures peuvent aider à poser des contraintes sur les PDFs. En particulier, les distributions azimutales sont directement liées aux fonctions de distribution du gluon. Leur connaissance est un élément essentiel aux mesures de précision : l'asymétrie de charge (cf. chapitre VIII) ou la détermination de la masse du boson W.

Ce chapitre présente une étude de l'effet de la méconnaissance des distributions angulaires sur la détermination de la masse du boson W au LHC avec une méthode d'ajustement par des modèles, appelés par la suite *templates*. Cette analyse, s'appuyant sur des événements Monte-Carlo, au niveau générateur, suivi ou non d'une simulation rapide des effets de détecteur, permet de se familiariser avec le référentiel de Collins-Soper et les sections efficaces de production de W abordées en § I.3.3.c.

II.2 Le référentiel de Collins-Soper

Le référentiel de Collins-Soper [44] est un référentiel dans lequel le boson W est au repos. Si dans ce référentiel θ et ϕ sont respectivement les angles polaires et azimutaux du lepton, la non connaissance de l'impulsion longitudinale du neutrino, se traduit par une ambiguïté sur le signe de $\cos(\theta)$ dans les équations cinématiques. Les spécificités du passage dans ce référentiel ainsi que les justifications des hypothèses de travail précédemment décrites sont développées par la suite.

II.2.1 Principe

Les formules de distributions angulaires détaillées en § I.3.3.c utilisent les angles polaires et azimutaux de l'électron dans un référentiel où le boson de jauge est au repos. Ce référentiel peut être défini en étudiant un processus Drell-Yan du type

$$p(p_1) p(p_2) \rightarrow V(Q) \rightarrow l(k_1) \bar{l}(k_2),$$

où p sont les deux protons incidents. Les quadri-vecteurs p_1 , p_2 , k_1 , k_2 et Q sont ceux des particules dans le référentiel du laboratoire de l'événement. Le boson V (pour $V = Z, W$) est produit avec une impulsion transverse non nulle et isotrope. Le passage du référentiel du centre de masse au référentiel de Collins-Soper est représenté par la figure II.1.

Le changement de référentiel tel qu'il est décrit dans cette figure [44], appelé « à la Collins-Soper » par la suite, est décomposé en trois étapes :

- une rotation autour de l'axe z pour aligner l'impulsion transverse du boson sur un des deux axes transverses (ici x). L'état résultant est représenté par la deuxième étape de la figure II.1.
- un premier boost de Lorentz est appliqué suivant la composante longitudinale de l'impulsion du boson (Q_z). L'état résultant est représenté par la troisième étape de la figure II.1.
- un second boost de Lorentz est appliqué suivant la composante transverse de l'impulsion du boson (Q_T). L'état résultant est représenté par la quatrième étape de la figure II.1.

Cette décomposition permet d'obtenir immédiatement les nouveaux vecteurs unitaires du référentiel de Collins-Soper :

z_{CS} : ce vecteur est défini comme le bissecteur de $\vec{p}_1$ et $-\vec{p}_2$. Cette définition implique le choix d'un des protons comme proton 1 (les conséquences de ce choix sont envisagées en § II.3.2.b). Le changement de référentiel en deux boosts successifs, expliqué précédemment, a un avantage intéressant : à la fin des deux étapes, l'axe z du référentiel du laboratoire et l'axe z_{CS} sont confondus. Cette propriété n'est toutefois pas vraie si la transformation est faite avec un seul boost (en utilisant en une étape l'impulsion du W). Dans tous les cas les valeurs de $\cos \theta_{CS}$ et ϕ_{CS} ne dépendent pas de la méthode utilisée pour changer de référentiel.

x_{CS} : ce vecteur est défini dans le plan $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ comme le vecteur unitaire allant dans la direction opposée de $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)_T$. Dans le cas d'un changement de repère à la Collins-Soper, cette définition équivaut à prendre $\vec{x}_{CS} = \frac{\vec{Q}_T}{|Q_T|}$

y_{CS} : ce vecteur est défini par le produit vectoriel de z_{CS} et x_{CS} , afin d'obtenir un trièdre direct.

En résumé, le passage du référentiel du laboratoire à celui de Collins-Soper, peut être représenté par

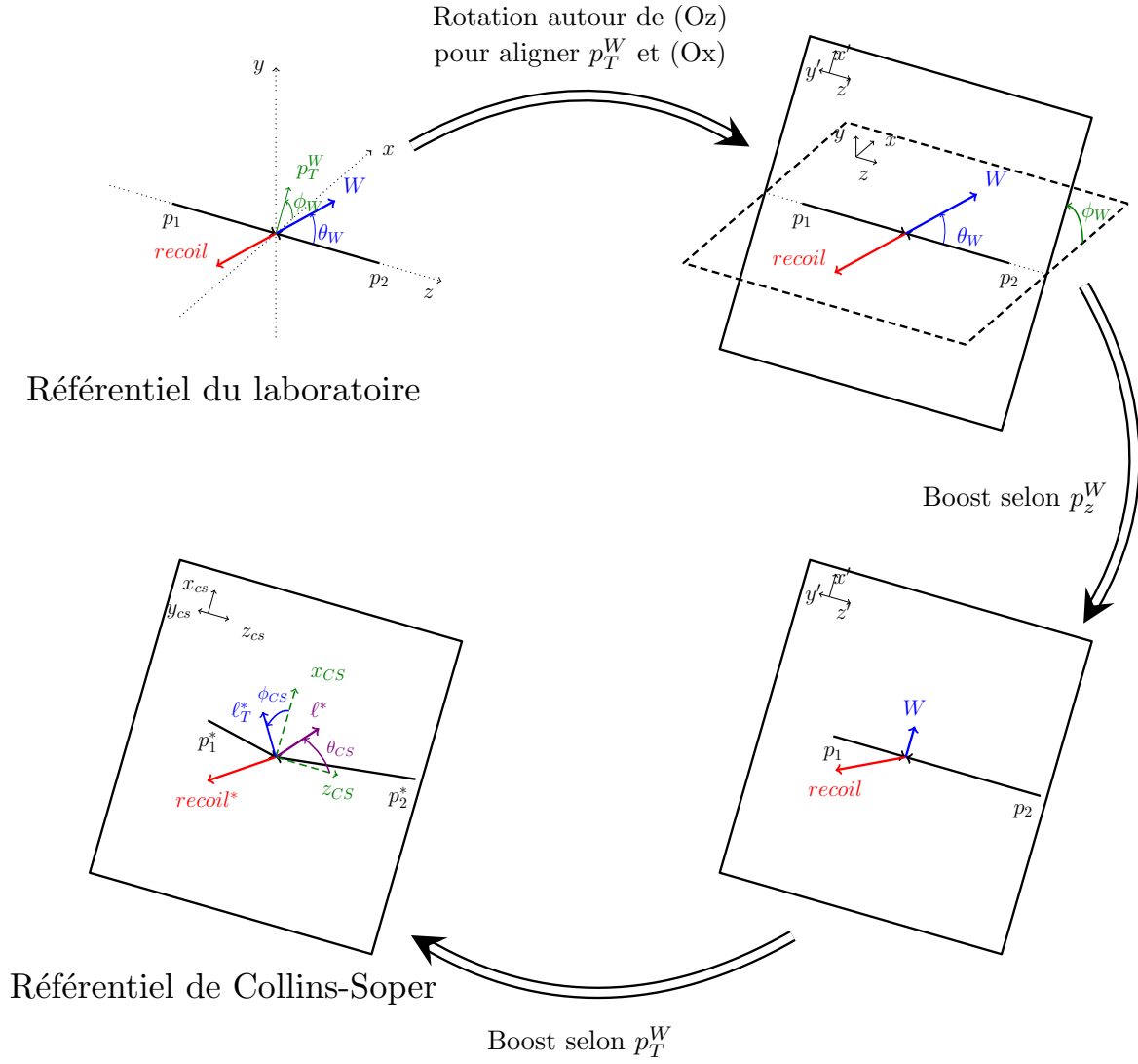


FIGURE II.1: Schéma du passage du référentiel du laboratoire au référentiel de Collins-Soper en deux boosts successifs [44].

la matrice de passage

$$\begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}_{CS} = \begin{pmatrix} \frac{Q_0}{\sqrt{Q^2}} & -\frac{Q_T}{\sqrt{Q^2}} & 0 & \frac{Q_Z}{\sqrt{Q^2}} \\ -\frac{Q_T Q_0}{\sqrt{Q^2} m_T} & \frac{m_T}{\sqrt{Q^2}} & 0 & \frac{Q_T Q_Z}{\sqrt{Q^2} m_T} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{Q_Z}{m_T} & 0 & 0 & \frac{Q_0}{m_T} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}_{Lab}$$

Dans cette formule, dépendant seulement du quadri-vecteur du boson V , m_T est définie par $m_T = \sqrt{Q^2 + Q_T^2}$ [17].

II.2.2 Application aux désintégrations de bosons W

La reconstruction d'une désintégration de W ne peut pas être complète à cause de l'émission d'un neutrino dans l'état final. En effet, pour mesurer la masse M_W , il faudrait pouvoir calculer

$$M_W^2 = 2E_\ell E_\nu (1 - \cos \psi_{\ell\nu}),$$

où $E_\nu = p_\nu = \sqrt{(p_z^\nu)^2 + (p_T^\nu)^2}$ et $\psi_{\ell\nu}$ est l'angle entre le lepton et le neutrino. La composante transverse de l'impulsion du neutrino peut être calculée comme l'énergie transverse manquante ($p_T^\nu \sim \cancel{E}_T$), mais sa composante longitudinale ne peut être mesurée. Il est toutefois possible, en utilisant la valeur de la masse du boson W, de contraindre en un polynôme de degré 2 la précédente équation (p_Z^ν restant l'unique inconnue). Les solutions possibles pour l'impulsion longitudinale du neutrino sont alors de la forme :

$$p_Z^\nu = \frac{1}{2(p_T^\ell)^2} \times (A p_Z^\ell \pm E^\ell \sqrt{A^2 - 4(p_T^\ell)^2 (p_T^\nu)^2}), \quad (\text{II.1})$$

où

$$A = M_W^2 + (p_T^W)^2 - (p_T^\ell)^2 - (p_T^\nu)^2$$

Le signe $\pm$ de l'équation II.1 introduit une ambiguïté sur la reconstruction de l'événement, puisqu'aucun critère de sélection ne permet de choisir la solution la plus proche de l'impulsion longitudinale du neutrino originel. Le référentiel de Collins-Soper est un référentiel de centre de masse du boson W, où cette ambiguïté n'affecte pas la valeur de ϕ_{CS} mais empêche la connaissance du signe de $\cos \theta_{CS}$ de l'électron. Ce référentiel est utilisé par la suite pour deux études :

- quantifier l'effet d'une mauvaise connaissance des distributions angulaires sur la détermination de la masse du boson W (cf. § II.3). Dans ce cas, les informations utilisées pour effectuer le changement de référentiel seront les informations au niveau générateur, ce qui a pour effet de faire disparaître l'ambiguïté discutée ci-dessus.
- comparer aux prédictions Monte-Carlo les distributions angulaires issues de l'analyse des données prises en 2010 au LHC et en extraire une mesure de la polarisation (cf. chapitre VII).

II.3 Influence des angles sur la mesure de M_W

II.3.1 Principe de la mesure de M_W

La masse du boson W est un des paramètres clefs du Modèle Standard (cf. § I.3) dont la détermination est extrêmement difficile et n'est, pour l'instant, pas suffisamment précise (cf. figure I.3).

Cette mesure nécessite une très bonne connaissance du détecteur (l'échelle d'énergie des leptons modifiant la position et la largeur des pics jacobiens), de l'environnement des collisions (pile-up, bruits de fond, angle de croisement des faisceaux. . .) et des modèles théoriques (modélisation des radiations QED, prédiction des distributions cinématiques. . .) [45]. La dernière contribution, en particulier la prédiction des distributions cinématiques, nécessite une bonne connaissance des distributions angulaires des leptons (car ces dernières modifient directement la détermination de p_T^ℓ).

La mesure de la masse est extraite, en général, à partir de deux variables¹ :

- l'impulsion transverse du lepton, représentée par la figure II.2 (a) au niveau générateur (lignes pleines) et après une simulation rapide du détecteur (pointillés). Les effets de résolution sur le lepton sont assez faibles, en revanche cette variable présente une très forte dépendance avec l'impulsion transverse du W.
- la masse transverse reconstruite² du boson W, définie par

$$M_T^W = \sqrt{p_T^\ell \cancel{E}_T (1 - \cos \phi_{\ell\nu})}$$

où $\phi_{\ell\nu}$ est l'angle dans le plan transverse entre le lepton et l'énergie transverse manquante. Cette variable, représentée par la figure II.2 (b) au niveau générateur et après une simulation rapide du détecteur, ne présente pas de dépendance avec l'impulsion transverse du W, mais elle est plus sensible aux effets de reconstruction, en particulier à l'échelle d'énergie et à la résolution de l'énergie transverse manquante.

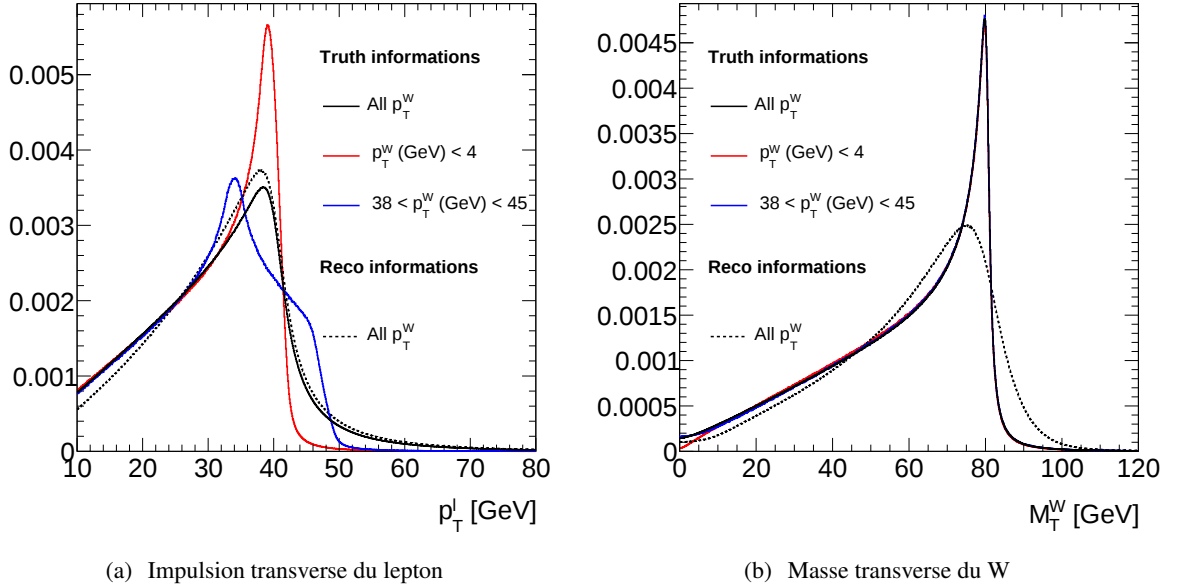


FIGURE II.2: Distribution de l'impulsion transverse du lepton (a) et de la masse transverse du boson W (b) après la génération (lignes pleines) et après une simulation rapide du détecteur (pointillés). Pour les informations issues du générateur, la dépendance en fonction de l'impulsion transverse du boson W est représentée par deux intervalles de p_T^W (en GeV) : $[0,4]$ en rouge et $[38,45]$ en bleu. Ces distributions sont normalisées à 1 pour mieux comparer l'évolution de la forme due à l'impulsion transverse du W ou à la reconstruction.

1. L'expérience D0 utilise aussi un ajustement de $\cancel{E}_T$ mais cette variable contient les inconvénients combinés des deux autres variables.

2. Appelée par la suite masse transverse

II.3.1.a La méthode des templates

Cette méthode consiste à comparer une distribution cinématique reconstruite à partir d'événements considérés comme le signal (issue des données ou d'un générateur Monte-Carlo) à des distributions cinématiques simulées dont la génération Monte-Carlo a été faite en modifiant un des paramètres clefs par un biais connu. Cette méthode dite de templates est utilisée car il est très difficile d'exprimer la forme analytique des distributions cinématiques [46], qu'il faudrait ensuite convoluer aux effets de résolution du détecteur. Un template est alors un échantillon Monte-Carlo produit avec un biais précis sur un ou plusieurs paramètres physiques.

Pour la mesure de la masse du boson W, des échantillons Monte-Carlo sont générés avec différentes valeurs de M_W (ce sont les templates en masse). La comparaison du signal au Monte-Carlo est faite par une méthode de minimisation de χ^2 : pour chaque distribution cinématique d'un template, une valeur de χ^2 est calculée suivant la formule

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(n_i^{obs} - n_i^{exp})^2}{\sigma_i^2}$$

Dans cette formule, le i désigne tous les intervalles de la fenêtre d'ajustement, n_i^{obs} et n_i^{exp} sont respectivement les nombres d'événements observés dans le signal et attendus dans le Monte-Carlo et σ_i la combinaison de leurs erreurs (seules les erreurs statistiques sont considérées dans cette analyse). Cette approximation gaussienne n'est justifiée que dans les cas où la statistique est élevée, ce qui est le cas ici. La valeur de χ^2 en fonction de la masse est minimisée de façon à obtenir la valeur la plus probable, telle que représentée sur la figure II.3 (dans cette figure les valeurs de χ^2 représentées sont en fait les χ^2 par degré de liberté³).

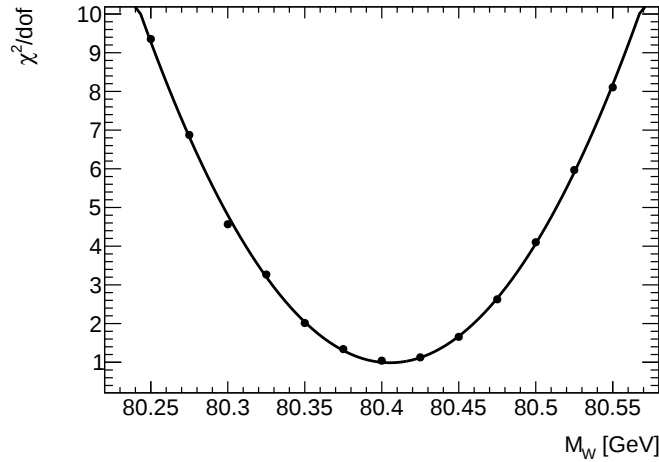


FIGURE II.3: Exemple d'ajustement des valeurs de χ^2 par une parabole pour déterminer la valeur de M_W .

Il est possible d'obtenir grâce à l'ajustement parabolique l'erreur à $\pm 1 \sigma$ en cherchant les valeurs de M_W pour lesquelles la fonction d'ajustement vaut $\chi_{min}^2 + 1$.

II.3.1.b Monte-Carlo utilisé

Pour l'analyse présentée ci-après, entièrement Monte-Carlo, les échantillons d'événements (signal et templates) ont été produits par Pythia [43] en utilisant le jeu de PDFs CTEQ6.1 [47]. Les interactions

3. χ^2/dof , pour *degree of freedom*

entre les particules et le détecteur ont été engendrées par ATLFASST, une simulation rapide du détecteur ATLAS [48].

L'échantillon de signal comprend 100 millions de désintégrations W en électron-neutrino, générées pour des collisions proton-proton avec $\sqrt{s} = 10$ TeV, ce qui équivaut à une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV (qui semble un but atteignable par le LHC avant la fin 2012 [49]). Les échantillons servant de templates ont été générés avec différentes valeurs de biais sur M_W , les détails étant consignés dans le tableau II.1.

Tableau II.1: Échantillons Monte-Carlo produits pour cette étude avec Pythia.

Nom	Collisions ($\sqrt{s}$)	Nombre d'événements ($\times 10^6$) ($\mathcal{L}_{\text{équivalent}}$)	Spécificités
Signal	p-p ($\sqrt{s} = 10$ TeV)	100 (10 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV)	
Template en masse	p-p ($\sqrt{s} = 10$ TeV)	450 (45 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7$ TeV)	δM_W (MeV) = 0, ± 25 , ± 50 , ± 75 , ± 100 , ± 125 , ± 150

II.3.2 Reconstruction des distributions angulaires

Cette analyse a pour but l'étude de la dépendance directe entre la connaissance des distributions angulaires (cf. § I.3.3.c) et la mesure de la masse du boson W. La première étape nécessite de pouvoir décrire analytiquement les distributions angulaires et particulièrement la section efficace de production intégrée sur ϕ , de la forme

$$\frac{d\sigma}{d(p_T^W)^2 d\cos\theta} = C(1 + \alpha_1 \cos\theta + \alpha_2 \cos^2\theta) \quad (\text{II.2})$$

pour ensuite pouvoir la modifier (ici p_T^W est l'impulsion transverse du boson et y sa rapidité). Cette détermination sans équivoque implique de travailler au niveau générateur (cf. § II.2.2).

II.3.2.a Principe de la détermination des coefficients

Les coefficients α_1 et α_2 ont été mesurés pour différents intervalles d'impulsion transverse du boson W, en utilisant deux méthodes différentes :

- l'ajustement des distributions de $\cos\theta_{CS}$ à partir des informations de vérité, par une fonction du type eq. II.2
- l'utilisation des moments [50, 51] : pour toute fonction $m(\theta, \phi)$, le moment peut être défini par

$$\langle m(\theta, \phi) \rangle = \frac{\int \int d\sigma(p_T^W, y, \theta, \phi) m(\theta, \phi) d\cos\theta d\phi}{\int \int d\sigma(p_T^W, y, \theta, \phi) d\cos\theta d\phi}$$

Si la première méthode permet d'obtenir directement les coefficients α_1 et α_2 , la seconde donne accès aux coefficients A_i de l'équation I.8, et donc aux coefficients α_1 , α_2 , β_1 et β_2 en utilisant les équations I.10 et I.12 (les coefficients A_5 à A_7 - et par conséquent β_3 et β_4 - sont négligés, comme expliqué en § I.3.3.c). Les résultats issus des deux procédures différentes sont parfaitement en accord et les valeurs données par la deuxième méthode ont été choisies, le détail des moments étant donné par l'équation II.3.

$$\langle m_0 \rangle = \langle \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta) \rangle = \frac{3}{20}(A_0 - \frac{2}{3})$$

$$\begin{aligned}
\langle m_1 \rangle &= \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle = \frac{1}{5} A_1 \\
\langle m_2 \rangle &= \langle \sin^2 \theta \cos 2\phi \rangle = \frac{1}{10} A_2 \\
\langle m_3 \rangle &= \langle \sin \theta \cos \phi \rangle = \frac{1}{4} A_3 \\
\langle m_4 \rangle &= \langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{4} A_4
\end{aligned} \tag{II.3}$$

II.3.2.b Application aux bosons W du LHC

Le passage du référentiel du laboratoire au référentiel de Collins-Soper nécessite le choix d'un proton référence comme expliqué en § II.2.1. Si ce choix est immédiat dans le cas de collisions proton-antiproton, il n'est pas évident et a des conséquences sur les observations dans les collisions proton-proton. Les distributions montrées précédemment (cf. figure I.14) ont été réalisées au niveau générateur. le proton de référence étant alors celui dont l'impulsion longitudinale est dans la même direction que le boson W.

Dans cette analyse et la suivante, le choix a été fait de considérer comme proton de référence celui dont l'impulsion longitudinale est suivant l'axe z positif (dans le référentiel du laboratoire). Le choix inverse peut être fait sans influencer la physique mais en changeant le signe des axes z et y. Les valeurs de $\cos \theta_{CS}$ et ϕ_{CS} ne peuvent donc être connues qu'au signe près. Cette observation équivaut à dire que les termes présents dans l'équation I.8 doivent être invariants par les transformations suivantes (simultanément) :

$$\begin{cases} \theta \mapsto \pi - \theta \\ \phi \mapsto -\phi \end{cases}$$

Il en résulte que tous les termes ne respectant pas cet ensemble de transformations ne peuvent pas être mesurés au LHC par l'analyse des distributions angulaires. L'équation II.4 rappelle l'expression de la section efficace différentielle en montrant les termes concernés par cette limitation (due à la définition du référentiel de Collins-Soper) rayés d'une croix rouge.

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\cos\theta d\phi} &= \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma^u}{dq_T^2 dy} \times \left[(1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{2} A_0 (1 - 3\cos^2\theta) \right. \\
&+ \cancel{A_1 \sin 2\theta \cos \phi} + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi \\
&+ A_3 \sin \theta \cos \phi + \cancel{A_4 \cos \theta} \\
&+ \cancel{A_5 \sin^2 \theta \sin 2\phi} \\
&+ \left. \cancel{A_6 \sin 2\theta \sin \phi} + \cancel{A_7 \sin \theta \sin \phi} \right]
\end{aligned} \tag{II.4}$$

De même, les expressions des sections efficaces intégrées (cf. eq. I.10 et eq. I.12) sont aussi simplifiées dans le cas du W au LHC, les termes α_1 , β_3 et β_4 n'étant pas mesurables :

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\cos\theta} = C(1 + \cancel{\alpha_1 \cos \theta} + \alpha_2 \cos^2 \theta) \tag{II.5}$$

et

$$\frac{d\sigma}{dq_T^2 dy d\phi} = C'(1 + \beta_1 \cos \phi + \beta_2 \cos 2\phi + \cancel{\beta_3 \sin \phi} + \cancel{\beta_4 \sin 2\phi}) \quad (\text{II.6})$$

Il résulte de ces nouvelles expressions que les distributions de $\cos \theta_{CS}$ sont alors symétriques par rapport à 0, comme le montre la figure II.4 (a) pour différents intervalles d'impulsion transverse de W. La figure II.4 (b) représente, pour ces mêmes intervalles, les distributions de ϕ_{CS} .

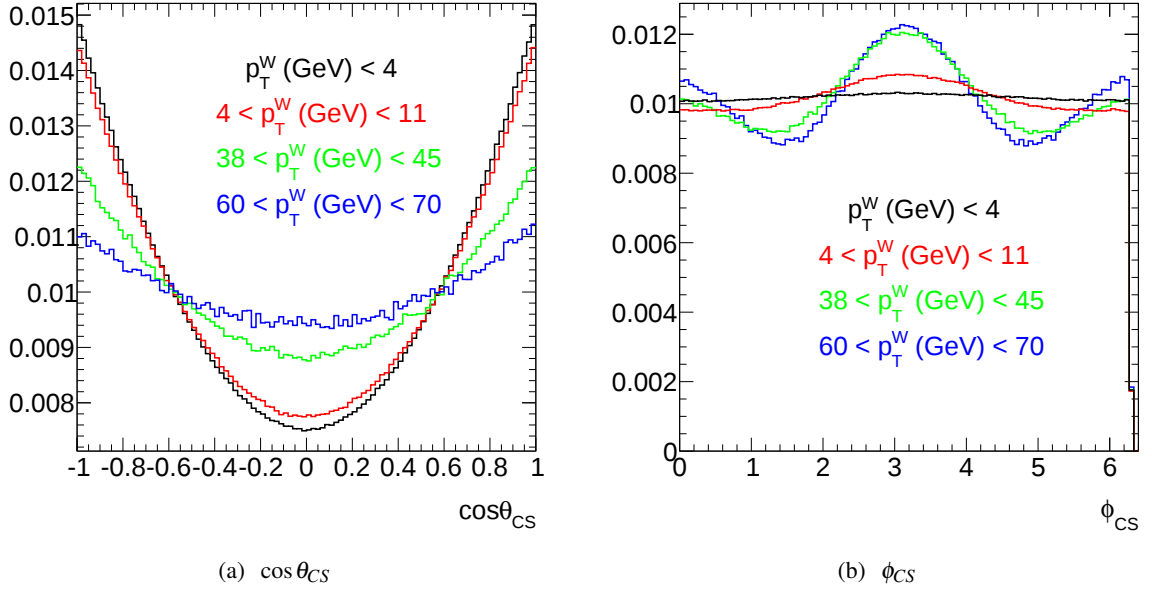


FIGURE II.4: Distribution des angles $\cos \theta_{CS}$ (a) et ϕ_{CS} (b) pour les leptons issus de désintégrations de bosons W au LHC, dans quatre intervalles différents d'impulsion transverse de W. Ces distributions sont normalisées à la même surface pour mieux comparer l'évolution des formes.

Ces deux figures montrent une évolution importante des relations angulaires entre, le lepton chargé et le boson W, en fonction de l'impulsion transverse de ce dernier. Les distributions de $\cos \theta_{CS}$ deviennent de plus en plus plates avec p_T^W grandissant, traduisant la diminution du coefficient α_2 . Les distributions de ϕ_{CS} , uniformes pour de faibles p_T^W , suivent une loi sinusoïdale de plus en plus marquée pour les grandes valeurs de p_T^W .

À partir de la méthode des moments, expliquée en § II.3.2.a, les valeurs des différents coefficients A_i (cf. eq. I.8) ont été calculées et représentées sur la figure II.5 (a). Ces distributions sont différentes de celles présentées dans la figure I.14 puisque les coefficients ne sont plus calculés en sachant de quel proton est issu le parton emportant la plus grande fraction d'impulsion. Les observations précédentes sur la possibilité de mesurer certains coefficients sont ici confirmées (les termes A_1 et A_4 sont donc nuls tout comme le terme α_1). Les termes A_0 et A_2 sont considérés comme identiques à cet ordre de calcul, confirmant ainsi la relation de Lam-Tung [38]. Le coefficient α_2 , quant à lui, passe de 1 pour de faibles valeurs de p_T^W (ce qui traduit bien le couplage purement V-A des désintégrations de bosons W) à environ 0,2 pour de grandes impulsions transverses.

II.3.3 Impact de α_2 sur la mesure de M_W

Pour illustrer l'impact de la méconnaissance des distributions angulaires sur la reconstruction de M_W , le coefficient α_2 a été modifié puisque c'est le seul paramètre accessible au LHC dans la section efficace intégrée sur ϕ_{CS} dans le référentiel de Collins-Soper. Pour ce faire, le coefficient α_2 du générateur

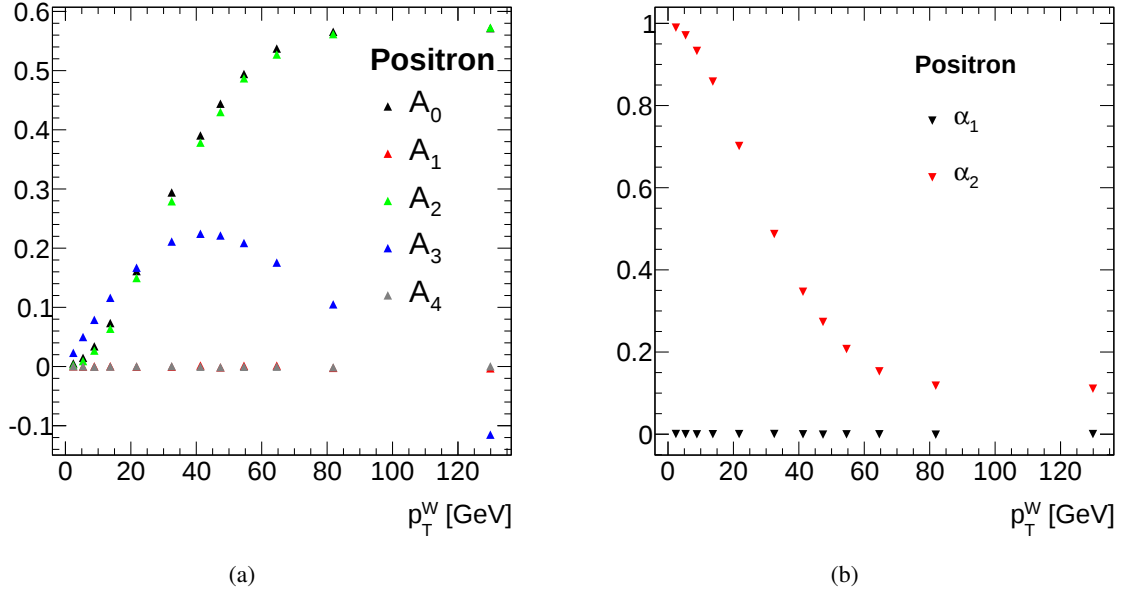


FIGURE II.5: Distributions des coefficients A_i (a) et α_i (b) calculés à partir de la méthode des moments, en fonction de l'impulsion transverse du boson W, dans le référentiel de Collins-Soper.

Monte-Carlo a été remplacé en utilisant la formule empirique :

$$\alpha_{2,mod}(p_T^W) = \alpha_{2,gén}(p_T^W) \times \frac{100 + N \times (1 - e^{-\frac{p_T^W}{5}})}{100} \quad (\text{II.7})$$

Cette formule correspond à la modification de α_2 du générateur ($\alpha_{2,gén}$) par un biais de N%, pondéré par le terme $(1 - e^{-p_T^W/5})$. Cette pondération est nécessaire car pour les très basses valeurs de p_T^W , le couplage électron-boson W doit être purement V-A et donc en $(1 \pm \cos \theta)^2$. Le biais sur α_2 ainsi calculé, est nul pour $p_T^W = 0$ GeV (quelque soit la valeur de N) et est considéré comme total (c'est-à-dire, α_2 est modifié de N %) à très grand p_T^W ($p_T^W \geq 15$ GeV). Ce choix de pondération est discuté par la suite, où différentes paramétrisations sont testées.

Les templates dépendant d'un biais en masse (cf. § II.3.1.b) ont alors été modifiés pour dépendre aussi d'un biais en α_2 , en prenant des valeurs allant de -80 % à 80 % par pas de 10 %. Avec ce nouveau jeu de templates, les ajustements peuvent être faits à deux dimensions, comme le montre la figure II.6.

II.3.3.a Application au niveau générateur

Chacun des graphiques de la figure II.6 représente toutes les valeurs de χ^2 calculées entre une distribution cinématique du signal et celles des templates, à partir des informations au niveau générateur, en fonction du biais en masse et en α_2 des templates. Leur forme indique clairement une corrélation entre la masse du boson W et le coefficient α_2 . Sur chacun d'eux, plusieurs ajustements ont été réalisés sur les valeurs de χ^2 :

- un ajustement à une dimension dont le résultat équivaut à rechercher pour une valeur de $\delta\alpha_2$ fixée quelle valeur de M_W pourrait correspondre le mieux au signal. Le résultat est représenté par les triangles rouges. Le cas où $\delta\alpha_2 = 0$ équivaut à la mesure de masse traditionnelle, expliquée en § II.3.1.
- un ajustement à deux dimensions équivalent à chercher directement les valeurs de $\delta\alpha_2$ et δM_W correspondant le mieux au signal. Le résultat est représenté par une étoile, entourée par une ellipse

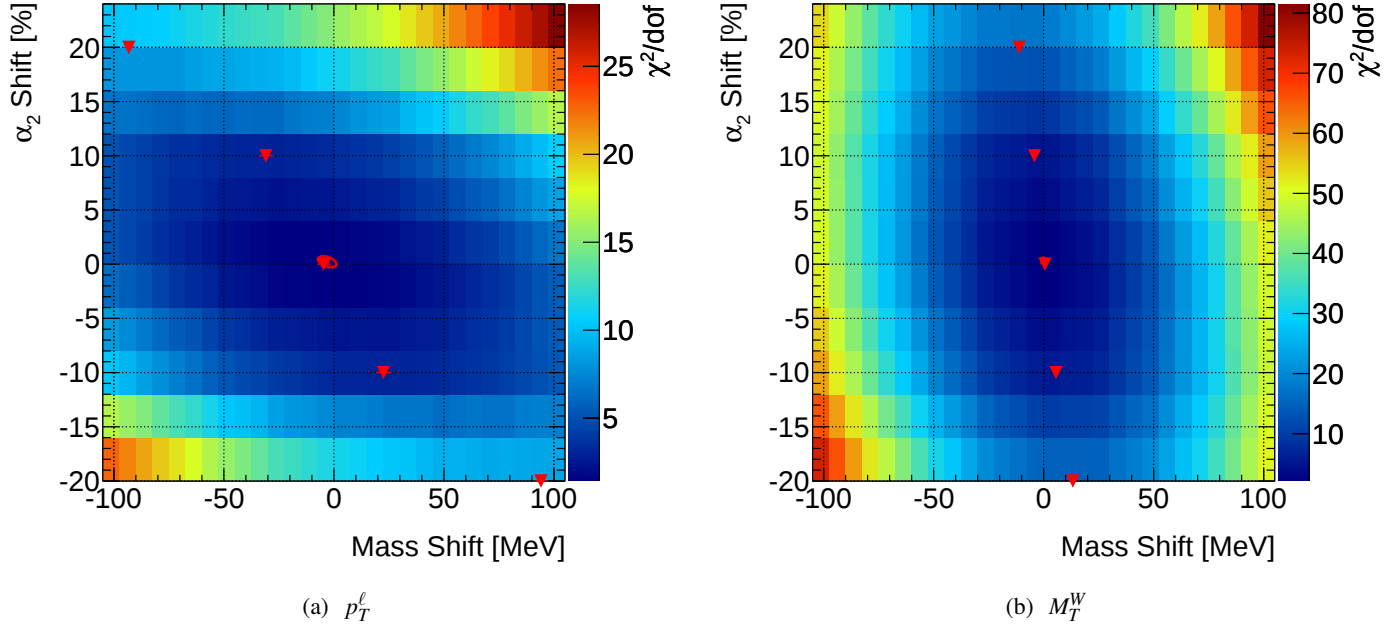


FIGURE II.6: Représentation des valeurs de χ^2 calculées en comparant un signal sans biais en masse et en α_2 et les templates, dont le biais en masse est représenté en abscisse et le biais en α_2 en ordonnée. Les χ^2 sont ici calculés à partir des informations au niveau générateur, pour les distributions de p_T^ℓ (a) et M_T^W (b). Les différents symboles sont expliqués par la suite.

représentant l'erreur à 1σ . Contrairement à la mesure précédente, l'ajustement des valeurs de χ^2 n'est plus fait par une parabole à une dimension, mais par une paraboloïde de la forme suivante :

$$f(x,y) = p_0 + p_1 \times x + p_2 \times y + p_3 \times x^2 + p_4 \times y^2 + p_5 \times xy$$

À partir des figures II.6 (a) et (b), les observations suivantes peuvent être faites :

- ▷ le résultat de l'ajustement à deux dimensions (présent dans le cas de la figure II.6 (b), mais caché derrière le triangle rouge correspondant à $\delta\alpha_2=0$) est compatible avec la configuration $(\Delta M_W, \Delta\alpha_2) = (0,0)$. Le résultat semble toutefois plus précis avec la masse transverse du boson W qu'avec l'impulsion transverse du lepton : les incertitudes sur la détermination du couple (M_W, α_2) sont de $(\pm 5 \text{ MeV}, \pm 0,5 \text{ \%})$ pour l'impulsion transverse du lepton et de $(\pm 1,5 \text{ MeV}, \pm 0,4 \text{ \%})$ pour la masse transverse du W.
- ▷ cinq triangles rouges sont représentés correspondant aux résultats des ajustements à une dimension, c'est-à-dire à la détermination du minimum de χ^2 pour les templates ayant un biais sur α_2 de $0, \pm 10$ et $\pm 20 \text{ \%}$. Dans chacune des deux illustrations, le résultat de l'ajustement utilisant les templates pour lesquels $\Delta\alpha_2 = 0$, est compatible avec la configuration d'origine, ce qui n'est pas le cas des quatre autres valeurs les plus probables. Les autres minimisations conduisent à une mesure de masse de W plus ou moins éloignée de la valeur d'origine : la pente reliant ces points permet de constater la sensibilité de la variable cinématique utilisée aux distributions angulaires. La masse transverse du boson W, au niveau générateur, est nettement moins sensible à α_2 que l'impulsion transverse du lepton.

II.3.3.b Application à la simulation

La figure II.7 représente à nouveau les χ^2 issus de la comparaison d'un échantillon de signal pour lequel $(\Delta M_W, \Delta \alpha_2) = (0,0)$ et les templates, mais en utilisant cette fois les informations de la simulation rapide du détecteur. L'évolution du graphique en fonction de l'impulsion transverse du lepton est négligeable, puisque les incertitudes sur le couple (M_W, α_2) sont passées $(\pm 5 \text{ MeV}, \pm 0,5 \%)$ à $(\pm 5,5 \text{ MeV}, \pm 0,7 \%)$, permettant alors de conserver les conclusions précédentes. Le graphique dans le cas de la masse transverse est très différent, principalement du fait de la résolution de l'énergie transverse manquante. L'ajustement à deux dimensions, tout comme celui à une dimension pour $\Delta \alpha_2 = 0$, donne toujours des résultats compatibles avec $(0,0)$ avec une incertitude sur (M_W, α_2) de $(\pm 5 \text{ MeV}, \pm 0,6 \%)$. Les résultats à une dimension sont maintenant très proches de ceux obtenus en utilisant l'impulsion transverse du lepton : la pente reliant les valeurs les plus probables est similaire, indiquant que la masse transverse du boson W est, après reconstruction dans le détecteur, aussi sensible aux distributions angulaires que p_T^ℓ .

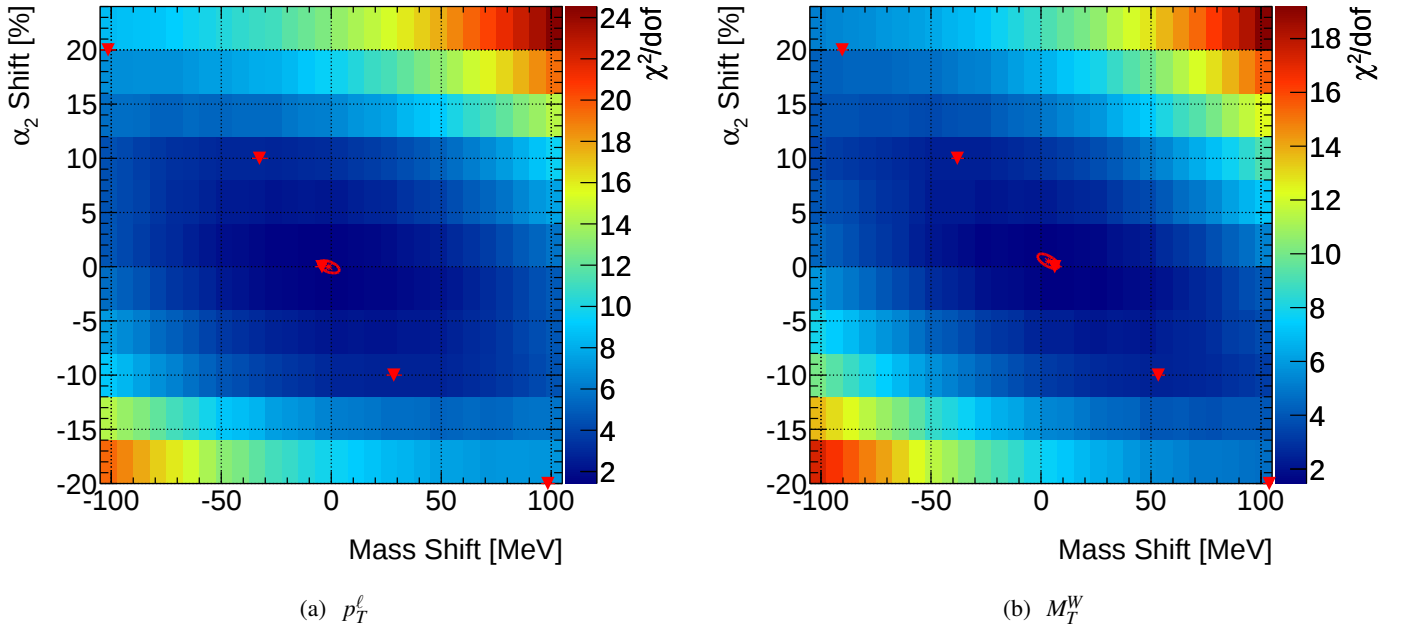


FIGURE II.7: Représentation des valeurs de χ^2 calculées en comparant un signal sans biais en masse et en α_2 et les templates en fonction du biais en masse en abscisse et du biais en α_2 en ordonnée. Les χ^2 sont ici calculés à partir des distributions de p_T^ℓ (a) et M_T^W (b) issues de la simulation rapide du détecteur.

Ces observations valident l'utilisation de l'ajustement à deux dimensions dans le cas des distributions issues de la simulation rapide du détecteur, permettant alors de tester des configurations possédant un biais sur α_2 .

II.3.3.c Estimation de l'effet d'un biais sur α_2

Pour mesurer l'effet d'une mauvaise estimation des distributions angulaires, un échantillon de signal est maintenant produit avec un biais de 5% sur α_2 . Les distributions de χ^2 sont présentées pour les comparaisons des impulsions transverses de lepton et des masses transverses de W dans la figure II.8. La configuration $(\Delta M_W, \Delta \alpha_2)$ la plus probable selon l'ajustement à deux dimensions est, en utilisant l'impulsion transverse du lepton (4,6 MeV, 4,7 %), et en utilisant la masse transverse du W (4,4 MeV, 5,2 %). Ces résultats sont compatibles, en prenant en compte les incertitudes statistiques, avec la configuration de

l'échantillon à l'origine. Les pentes reliant les différents résultats à une dimension semblent identiques à celles vues en figure II.7. Une attention toute particulière peut toutefois être apportée à l'ajustement à une dimension pour lequel $\delta\alpha_2=0$, car il correspond au protocole standard de mesure de M_W : un ajustement à une dimension des distributions de M_T^W (p_T^ℓ) engendre un biais sur la mesure de la masse du boson W dans le signal d'environ 30 MeV (triangle rouge entouré d'un cercle vert sur la figure II.8).

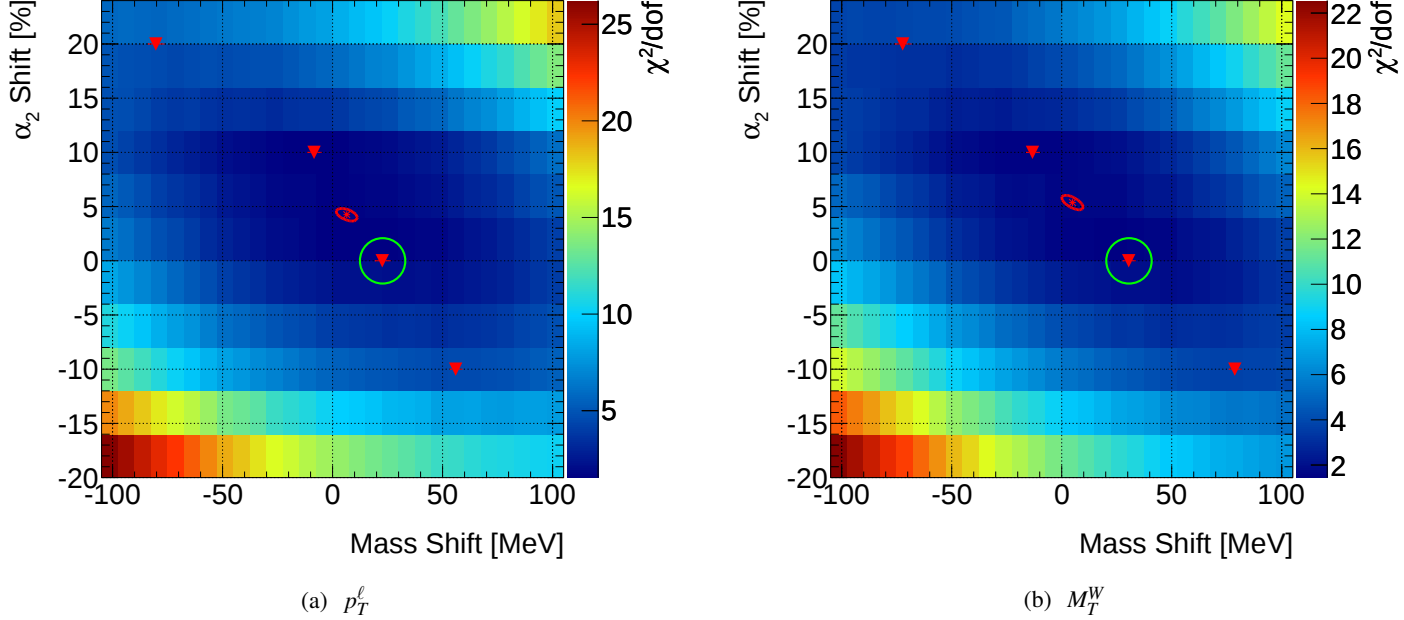


FIGURE II.8: Représentation des valeurs de χ^2 entre un signal sans biais en masse et modifié de 5% en α_2 et les templates en fonction du biais en masse représenté en abscisse et du biais en α_2 en ordonnée. Les χ^2 sont ici calculés à partir des distributions de p_T^ℓ (a) et M_T^W (b) issues de la simulation rapide du détecteur.

En appliquant le même protocole pour des échantillons de signal dont le coefficient α_2 a été modifié par différentes valeurs de biais, il est alors possible de mesurer le biais de mesure sur M_W lorsque la détermination est faite avec la méthode standard d'ajustement à une dimension. La figure II.9 représente ce décalage, en fonction de $\delta\alpha_2$, dans le cas où la mesure est faite sur la masse transverse du boson W (en bleu) et sur l'impulsion transverse du lepton (en rouge). Les biais de mesure sur la masse du boson W étant très proches quelle que soit la distribution cinématique utilisée, ils peuvent être paramétrés par :

$$\text{Biais sur } M_W(\delta\alpha_2) = 1,4 + 5 \times \delta\alpha_2 \text{ (MeV)}, \text{ où } \delta\alpha_2 \text{ est donné en \%}$$

Cette étude a été répétée en changeant les conditions d'ajustement et de modification de α_2 :

- la pondération utilisée lors de la modification de α_2 (cf. eq. II.7), permettant de le faire varier en respectant le couplage V-A pour de faibles valeurs de l'impulsion transverse du W, a été modifiée en remplaçant $(1 - e^{-p_T^W/5})$ par $(1 - e^{-p_T^W/2})$. Cette modification implique que le coefficient α_2 aura totalement subi le changement de N % pour des impulsions transverses de W d'environ 6 GeV.
- une coupure a été introduite lors de la sélection d'événements entrant dans les ajustements pour s'assurer que l'impulsion transverse du W soit inférieure à 20 GeV. Le but est de vérifier que le biais mesuré précédemment n'est pas dû aux événements de hautes impulsions transverses (événements plus rares, produits par des processus très différents, abordés en § VII).

Toutes les configurations utilisant ces nouvelles conditions ont finalement été testées, et une erreur relative de 20 % a été extraite sur la pente. Une méconnaissance des distributions angulaires entraîne

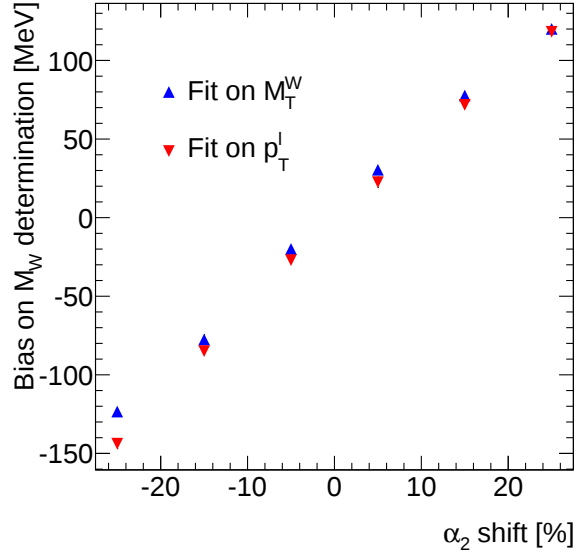


FIGURE II.9: Biais en masse mesuré en appliquant la méthode traditionnelle d'ajustement à une dimension (dépendant seulement de M_W) en fonction de la méconnaissance sur α_2 défini par l'équation II.7.

donc un biais sur la mesure de la masse du boson W, si l'ajustement est fait à une dimension, qui peut être écrit comme :

$$\text{Biais sur } M_W(\delta\alpha_2) = 1,4 + (5 \pm 1) \times \delta\alpha_2 \text{ (MeV)}, \text{ où } \delta\alpha_2 \text{ est donné en \%}$$

II.4 Conclusion

La mesure de la masse du boson W est une mesure nécessitant une très grande compréhension du détecteur (échelle d'énergie des électrons, résolution de l'énergie transverse manquante...) et des modèles théoriques (PDFs, impulsion transverse du boson W, phénomènes QED...). Leur contribution à l'erreur systématique sur la détermination de M_W dans l'expérience D0 [52] est respectivement de 35 à 41 MeV et de 10 à 14 MeV, selon la variable cinématique utilisée. Dans de telles conditions, une contribution potentielle à l'erreur systématique de l'ordre de quelques MeV à quelques dizaines de MeV ne peut pas être négligée.

L'étude exposée dans cette partie a montré qu'en utilisant deux des variables permettant la mesure de M_W les plus précises, p_T^ℓ et M_T^W , une forte dépendance a été observée avec les distributions angulaires au LHC : une méconnaissance de 1 % sur la valeur du coefficient α_2 de l'eq. II.2 engendre un biais de ± 5 MeV sur la masse du boson W. Pour parvenir à s'affranchir d'une telle variation, il est nécessaire de réaliser un ajustement à deux dimensions dépendant de la masse du boson W et du coefficient α_2 ou bien, de mesurer les distributions angulaires et les hélicités dans les données. La mesure précise des distributions angulaires peut permettre, dans un premier temps, de quantifier le biais sur M_W et, dans un deuxième temps, de modifier les générateurs pour atteindre la précision requise.

La comparaison des distributions angulaires et la mesure des fractions d'hélicité dans les données prises en 2010 sont abordées en § VII.

Chapitre III

Le détecteur ATLAS auprès du LHC

« **Carter** : Mais comment ! Comment ça marche ?

O'Neill : Je me fiche de comment ça marche ! Je veux juste m'en aller. »

Le maître du jeu
STARGATE-SG1

Sommaire

III.1	L'accélérateur LHC	39
III.2	ATLAS : Présentation générale	42
III.3	Le champ magnétique	44
III.4	Le détecteur interne	45
III.5	Les calorimètres	52
III.6	Le spectromètre à muons	59
III.7	Système de déclenchement	62
III.8	Prise de données 2010	62

III.1 L'accélérateur LHC

III.1.1 Introduction

C'est à la fin de l'année 2000 que la direction du CERN a décidé d'arrêter le LEP (*Large Electron Positron collider*), accélérateur faisant entrer en collision électrons et positrons avec une énergie dans le centre de masse allant jusqu'à $\sqrt{s} \sim 200$ GeV. En lieu et place, fut alors construit le LHC (*Large Hadron Collider*) [53], collisionneur proton-proton dont l'énergie et la luminosité sont bien plus grandes. Le rôle du LHC s'inscrit dans la continuité du LEP, mais aussi du TeVatron, collisionneur proton-antiproton construit à Fermilab (près de Chicago) ayant une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 1,96$ TeV et prenant des données jusqu'en 2011 :

- découvrir le boson de Higgs et mesurer ses propriétés au mieux
- sonder les régions de hautes énergies pour tenter d'isoler des signaux caractéristiques de nouvelle physique (supersymétrie, quatrième génération, boson supplémentaire...)

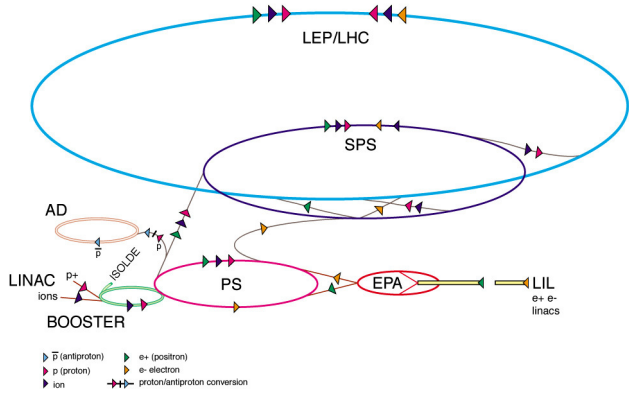
III.1.2 La machine

Le LHC est le dernier élément de la chaîne d'accélération représentée par la figure III.1 (a) et composée du Linac, du PSB (*Proton Synchrotron Booster*), du PS (*Proton Synchrotron*) et du SPS (*Super*

Proton Synchrotron). Les protons sortant du SPS ont une énergie de 450 GeV et sont injectés dans le LHC créant ainsi deux faisceaux en rotation l'un dans le sens horaire et l'autre dans le sens inverse. Les protons seront alors nominalement accélérés afin d'atteindre pour chaque faisceau une énergie de 7 TeV, équivalent à une énergie dans le centre de masse proton-proton de $\sqrt{s} = 14$ TeV. Ce complexe peut aussi accélérer des ions lourds pour des études spécifiques comme la recherche de plasma quark-gluon.

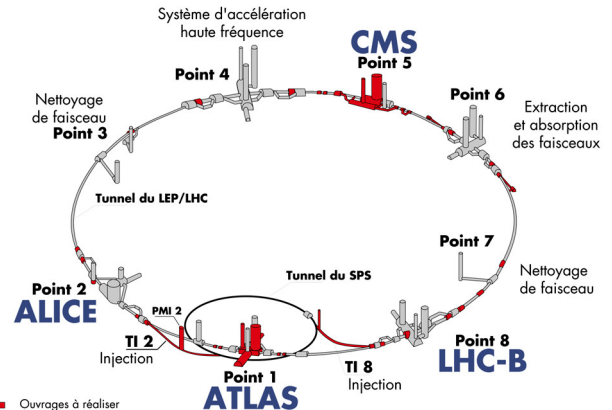
Afin de contrôler la trajectoire des particules chargées, le LHC est composé de 9593 aimants, dont 1232 dipôles principaux refroidis à 1,9 K par de l'hélium liquide et qui maintiennent les particules dans leur orbite quasi-circulaire. Ces dipôles sont des aimants de 15 mètres de long, pesant environ 35 tonnes et délivrant un champ magnétique de 8,33 Tesla. On trouve aussi des aimants quadrupolaires principaux (392) qui permettent la focalisation/défocalisation des faisceaux.

CERN Accelerator Complex (operating or approved projets)



(a)

Vue d'ensemble des ouvrages souterrains du LHC



(b)

FIGURE III.1: Représentation du complexe d'accélération dont le LHC est le dernier maillon (a) et emplacement des détecteurs et de certains points stratégiques autour de cet anneau (b).

Les protons composant un faisceau sont regroupés par paquets (chacun des 2808 paquets contient 10^{11} protons). Une fois l'énergie requise atteinte, les faisceaux sont concentrés afin d'augmenter au maximum la probabilité de collision pour chacun des 4 points de collision autour de l'anneau (chacun de ces points correspondant à une cavité contenant un détecteur comme le montre la figure III.1 (b)). Avec un croisement de faisceau toutes les 25 ns, la luminosité nominale attendue est de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [54]. Elle est définie en § III.1.3.

En plus des quatre points de collision sur lesquels sont situés les quatre grands détecteurs (ATLAS au point 1, ALICE au point 2, CMS au point 5 et LHCb au point 8), la position de certains points stratégiques, comme le point 4 où se passe l'accélération au moyen de cavités hautes fréquences, et le point 6 où se fait l'extraction des faisceaux en fin de prise de données ou en cas de problème, sont montrés sur la figure III.1 (b). Les jonctions entre le LHC et le SPS sont aussi représentées par les points TI2 et TI8 autour du détecteur ATLAS.

III.1.3 Mesure de la luminosité

Pour un grand nombre de mesures physiques, comme les mesures de sections efficaces, la connaissance précise de la luminosité est un point crucial. Elle est en effet, pour une particule X, directement liée à son taux de production, $\dot{N}_X$, par la formule

$$\dot{N}_X = \mathcal{L}_0 \times \sigma_X(\sqrt{s}),$$

où σ_X est la section efficace de production de la particule X qui dépend de l'énergie de la collision. Cette luminosité peut être écrite sous la forme

$$\mathcal{L}_0 = \frac{N_1 N_2 f N_b}{2\pi \sqrt{\Sigma_{1x}^2 + \Sigma_{2x}^2} \sqrt{\Sigma_{1y}^2 + \Sigma_{2y}^2}},$$

où :

- N_1 et N_2 représentent les nombres de protons par paquet dans le faisceau 1 et 2 (aussi appelé intensité)
- N_b représente le nombre de paquets par faisceau entrant en collision
- f représente la fréquence de rotation des paquets
- Σ_{iu} représente la largeur selon la direction u (u=x,y) des paquets du faisceau i (i=1,2) dans l'approximation de paquet gaussien.

L'expression ci-dessus est une expression simplifiée puisqu'il faut aussi tenir compte des angles avec lesquels les paquets entrent en collision, les interactions faisceau-faisceau... La taille des faisceaux n'est pas non plus toujours la même, mais varie avec la fonction bêta-tron β , décrivant l'agencement et les réglages des aimants, par la relation $\Sigma(s) = \Sigma^* \sqrt{1 + \frac{s^2}{\beta^{*2}}}$.

Afin d'obtenir la meilleure précision possible sur la mesure de la luminosité, plusieurs détecteurs dédiés ont été conçus (TOTEM [55], ALFA [56]...) dans le but de compléter la mesure faite par les opérateurs du LHC, à l'aide de la méthode des « scans de Van Der Meer » qui a été utilisée comme référence pour la prise de données de 2010 (ces détecteurs dédiés ont pour but une précision de 1 % sur la luminosité). Le principe est de mesurer le taux d'interaction en faisant varier la séparation transverse des faisceaux, suivant la loi $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 \exp[\frac{-\delta u^2}{2\sigma_u^2}]$, afin d'en extraire la taille des paquets au moyen d'un ajustement gaussien. Par ailleurs le courant de chacun des faisceaux est mesuré. Pour les données 2010, l'erreur systématique sur la luminosité est estimée à 3,4% par cette méthode [57].

Plus la luminosité augmente et plus la probabilité d'obtenir un événement intéressant augmente aussi. Toutefois, cette augmentation ne se fait pas sans inconvénient : les conditions de collisions vont aussi changer radicalement et la première conséquence va être une augmentation du nombre de collisions par croisement. Il faut donc être capable de faire la différence entre des particules issues de collisions très proches spatialement, sans toutefois les mélanger. L'évolution de ce phénomène, appelé empilement (*pile-up*), est montrée dans le tableau III.1 en fonction des réglages de la machine.

III.1.4 Mise en route et fonctionnement en 2010

Le démarrage du LHC a eu lieu au milieu de l'année 2008 et le premier tour de l'anneau par un faisceau s'est fait le 10 septembre 2008. Toutefois suite à l'incident du 19 septembre, le programme a été retardé de plusieurs mois, ne reprenant qu'en novembre 2009 avec les premières collisions à $\sqrt{s} = 900$

1. L'étoile présente au dessus de certaines grandeurs, signifie que la valeur en question est la valeur de cette grandeur au point d'interaction.

Tableau III.1: Nombre d'événements de pile-up (N_p) attendus pour des faisceaux de 3,5 TeV, en supposant une section efficace totale pp de ~ 70 mb [58].

β^* (m)	σ^* (μm)	N proton / paquet	$\mathcal{L}$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	N_p / croisement de paquets
11	105	2×10^{10}	$3,58 \times 10^{27}$	0,023
2	45	2×10^{10}	$1,76 \times 10^{28}$	0,113
3,5	60	$1,15 \times 10^{11}$	$3,29 \times 10^{29}$	2,106

GeV. Cet incident a changé les perspectives et plans pour la mise en route et l'exploitation de la machine. Ainsi l'année 2010 a majoritairement servi de test de l'accélérateur et des prises de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV, qui font l'objet des résultats obtenus dans cette thèse.

Lors de la prise de données 2010, le LHC a vu sa luminosité instantanée augmenter, passant de $9,3 \times 10^{26} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en mars à $2,1 \times 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en octobre. Cette spectaculaire augmentation réalisée en jouant sur le nombre de protons par paquet, le nombre de paquets par faisceau, au réglages des optiques, a demandé aux expériences une grande adaptation notamment dans la définition des déclenchements. A titre de comparaison, les caractéristiques principales de la machine dans les conditions nominales sont comparées à celles utilisées à la fin de l'année 2010 dans le tableau III.2

Tableau III.2: Comparaison de caractéristiques principales du LHC à la fin du run 2010 et dans les conditions nominales.

	Conditions fin 2010	Conditions nominales
Energie par proton (TeV)	3,5	7
Nombre de protons par paquet	$1,2 \times 10^{11}$	10^{11}
Nombre de paquets par faisceau	348	2808
Temps entre deux paquets (ns)	150	25
Optique au point de collision (β^*)	3,5 m	2,0 m
Luminosité instantanée ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	$2,1 \times 10^{32}$	10^{34}
Nombre de collisions par croisement	~ 2	~ 20

III.2 ATLAS : Présentation générale

Le détecteur ATLAS, représenté sur la figure III.2 est un détecteur 4π à symétrie cylindrique, dit en « couche d'oignon ». Il mesure 44 m de long et 25 m de diamètre, pour une masse totale de plus de 7000 tonnes. Il est composé d'une partie centrale dite tonneau, complétée de part et d'autre d'une partie bouchon fermant ainsi l'angle solide autour du point d'interaction.

Situé à la frontière franco-suisse, 90 m sous terre, au point de collision numéro 1, le détecteur ATLAS est principalement constitué de trois types de détecteur (successivement du point d'interaction vers l'extérieur)

- le détecteur interne permettant la reconstruction des traces des particules chargées, la détermination de leur impulsion et leur charge électrique. Différentes technologies sont utilisées pour composer ce trajectographe. Leur fonctionnement est décrit en § III.4

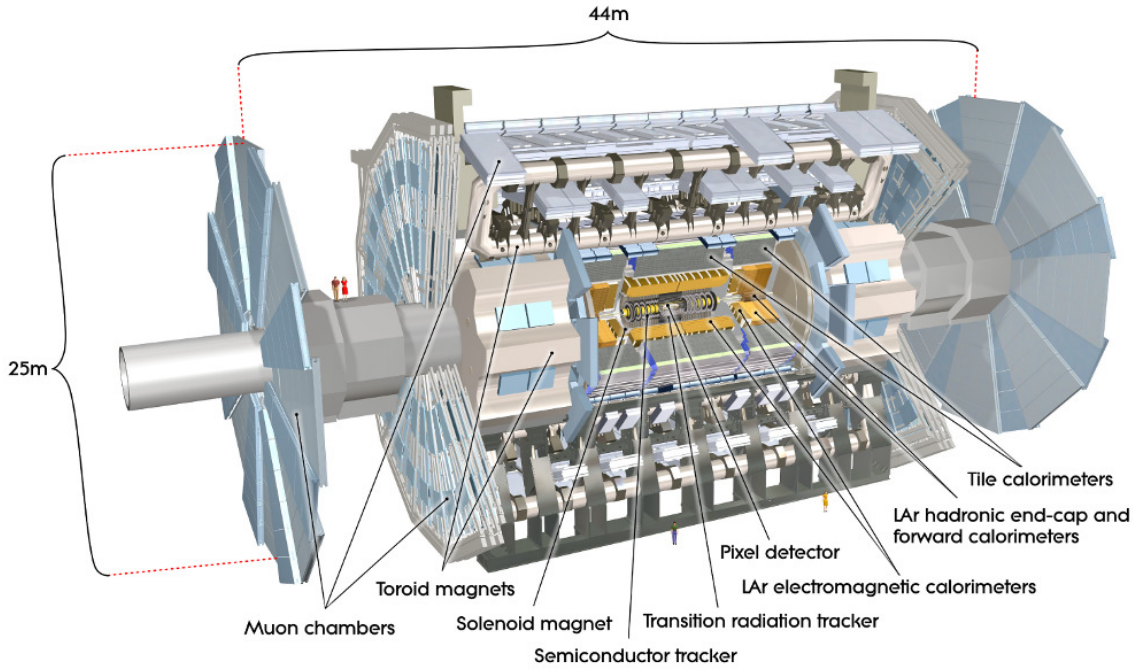


FIGURE III.2: Schéma général du détecteur ATLAS.

- les calorimètres électromagnétiques et hadroniques mesurent l'énergie des particules neutres et chargées. Ils jouent un rôle prépondérant, tant dans la mesure de l'énergie transverse manquante, que dans la discrimination des électrons, photons et jets, Ils seront décrits en § III.5.1 et § III.5.2
- le spectromètre à muons, fermant le détecteur, permet de détecter les muons et de mesurer leur impulsion de manière indépendante des détecteurs internes. Différentes technologies sont utilisées une fois encore et leur fonctionnement est décrit en § III.6

Ces différents types de détecteur baignent dans un champ magnétique engendré par plusieurs aimants courbant la trajectoire des particules chargées et rendant ainsi leur identification et la mesure de leur impulsion possible (système décrit en § III.3). Finalement, le système de déclenchement sera décrit de manière succincte en § III.7.

Les performances de ces détecteurs sont détaillées dans le chapitre V.

Système de coordonnées utilisé par l'expérience ATLAS

L'expérience ATLAS a choisi un système de coordonnées ayant pour origine le point d'interaction et pour lequel l'axe x pointe vers le centre du cercle défini par l'accélérateur, l'axe y pointe vers la surface et l'axe z suit la direction des faisceaux, formant ainsi un trièdre direct. L'angle azimutal ϕ et l'angle polaire θ sont définis tels qu'indiqués sur la figure III.3 (a).

Pour définir la direction des particules, on utilise plus souvent la pseudo-rapacité η à la place de θ . Cette quantité est l'approximation ultra-relativiste de la rapidité y et toutes deux sont définies comme

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

La pseudo-rapacité est couramment utilisée pour décrire la direction des particules dans le détecteur

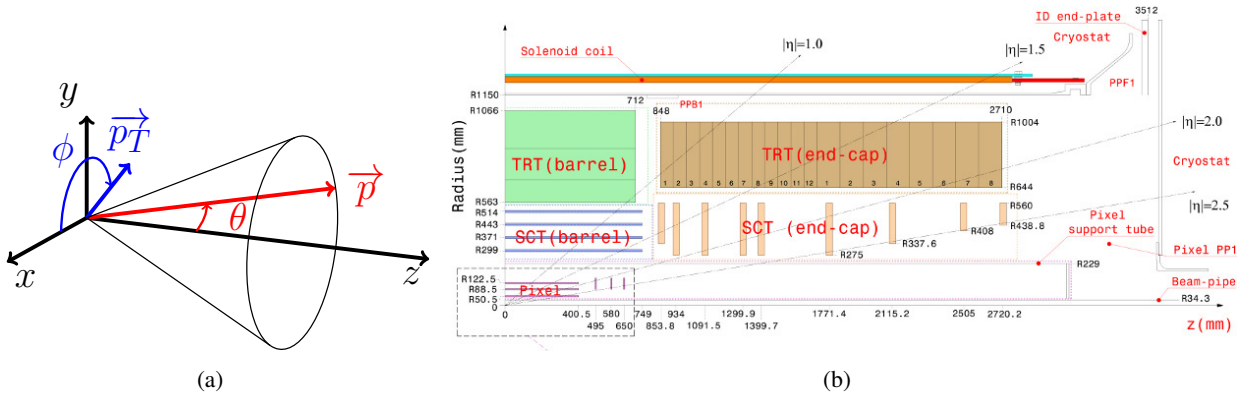


FIGURE III.3: Représentation des référentiels utilisés par l'expérience ATLAS (a) et emplacement de certaines valeurs clés de pseudo-rapidity η par rapport au détecteur interne (b)

(comme le montre la figure III.3 (b) où l'on représente les différents trajectographes et plusieurs valeurs de pseudo-rapidity).

III.3 Le champ magnétique

Afin de pouvoir mesurer l'impulsion des particules chargées, mais aussi leur charge, le détecteur ATLAS dispose d'un système de champ magnétique complexe composé de 4 aimants supra-conducteurs [59, 60]. Le dispositif dans son ensemble mesure 26 m de long et 22 m de diamètre.

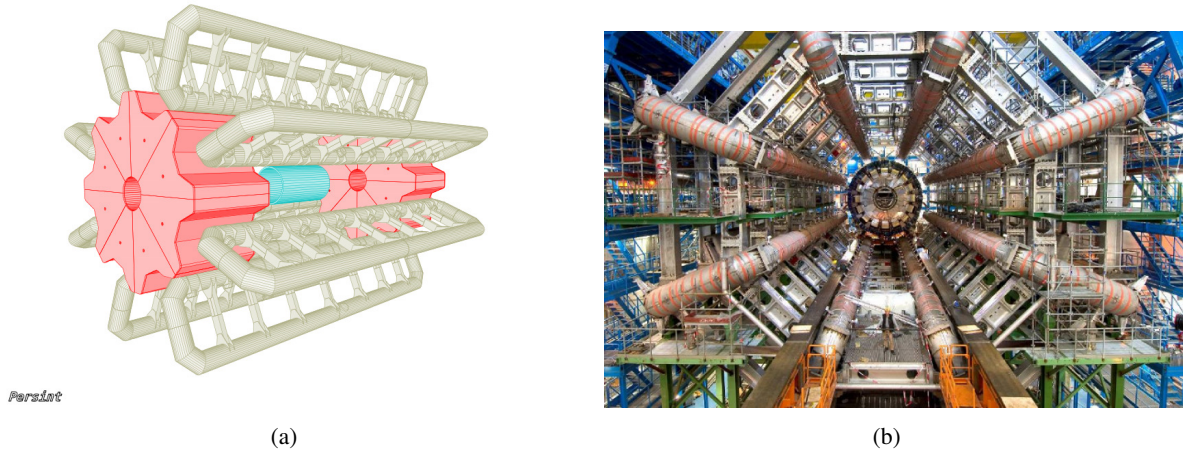


FIGURE III.4: Représentation schématique de la disposition des aimants (a) et photographie des 8 bobines composant le toroïde supra-conducteur du tonneau (b).

La figure III.4 (a) montre de manière schématique la disposition de tous les éléments composant le système magnétique. On peut distinguer deux types d'aimants :

- le solénoïde dans la partie centrale (en bleu). Cet aimant a été conçu pour fournir un champ magnétique de 2 T dans le trajectographe, quand il est parcouru par un courant de 7,73 kA. Il est long de 5,8 m, pèse 5,4 tonnes, est refroidi à 4,5 K et est inséré dans le cryostat du calorimètre tonneau. Dans les conditions nominales d'utilisation, l'énergie stockée est de 40 MJ. Pour une incidence

normale, cet aimant représente une épaisseur de $\sim 0,66 X_0$ ².

- le toroïde tonneau (en gris sur la figure III.4 (a) et sur la photo III.4 (b)) et les toroïdes bouchons (en rouge sur la figure III.4 (a)). Ce deuxième système d'aimant engendre un champ magnétique d'environ 0,5 à 1 T respectivement dans les régions tonneau et bouchons du spectromètre à muons. Les aimants maintenus à 4,5 K, sont parcourus par un courant de 20,5 kA, ce qui équivaut à une énergie stockée de 1,1 et 0,25 GJ respectivement dans le toroïde tonneau et dans chacun des toroïdes bouchons.

III.4 Le détecteur interne

Le détecteur interne [59, 61, 62] d'ATLAS a été conçu pour reconstruire précisément la trajectoire des particules chargées ayant au moins une impulsion transverse de $0,5^3$ GeV dans la région $|\eta| < 2,5$, permettant ainsi une bonne reconstruction des vertex primaires et secondaires. Il doit pouvoir résister aux radiations du fait de sa proximité aux faisceaux et doit être le plus fin possible (en terme de X_0) afin de perturber au minimum les trajectoires et énergies des particules.

Pour ce faire, il est composé de trois types de sous-détecteurs complémentaires, chacun d'eux étant subdivisé en une partie tonneau et deux parties bouchons. On trouve donc, successivement du point d'interaction vers l'extérieur (cf. figure III.5) :

- le détecteur à pixels
- le détecteur à micro-pistes de silicium (ou *silicon microstrip tracker*, SCT)
- le détecteur à rayonnements de transition (ou *transition radiation tracker*, TRT)

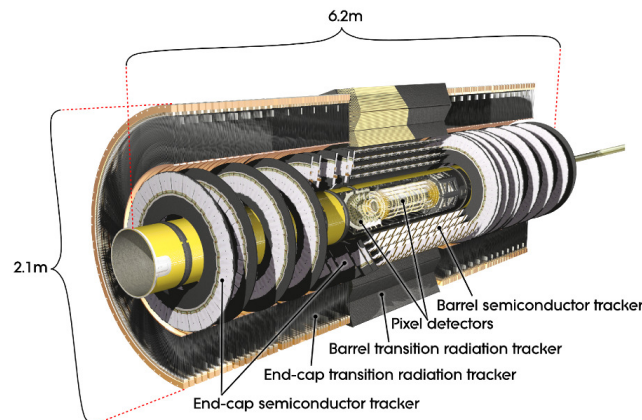


FIGURE III.5: Vue générale du détecteur interne d'ATLAS.

Les figures III.6 (a) et III.6 (b) représentent respectivement 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.

2. Pour une définition de X_0 , voir en § III.4.4

3. En utilisant des algorithmes spécifiques, il est possible de reconstruire la trajectoire de particules chargées ayant au moins une impulsion transverse de 0,1 GeV [63]

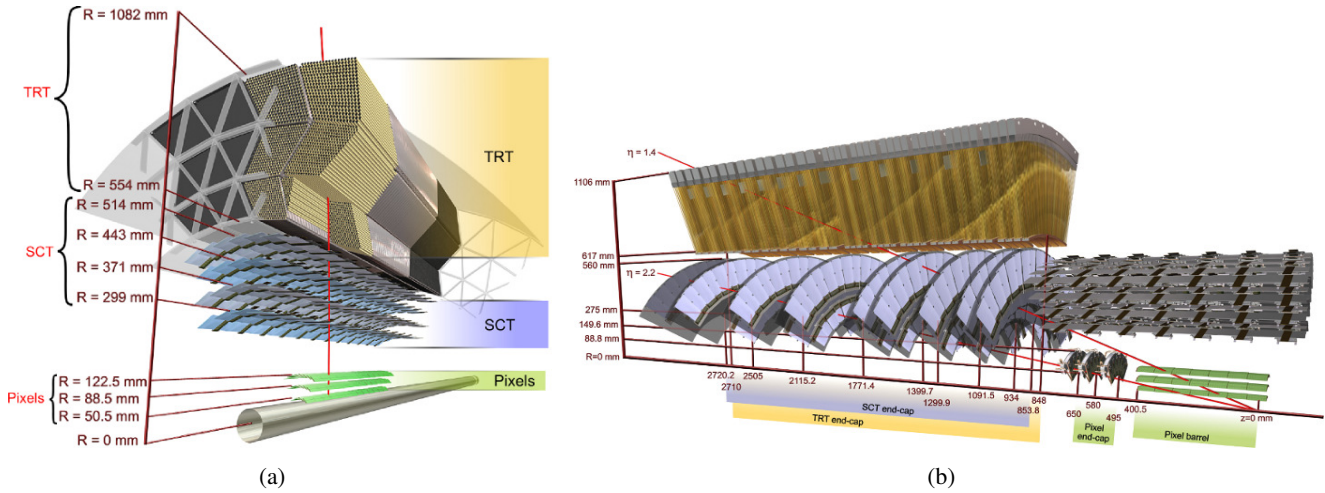


FIGURE III.6: Coupe du détecteur interne d'ATLAS. On montre la trajectoire d'une particule chargée de 10 GeV d'impulsion transverse, dans le tonneau à $\eta=0,3$ (a) et dans un bouchon à $\eta=1,4$ et $2,2$ (b).

III.4.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels (cf. figure III.7) est le trajectographe le plus proche du point de collision, c'est donc lui qui doit permettre une bonne reconstruction du vertex primaire et des vertex secondaires (pour l'identification de jets de b) dans les trois dimensions. La conception initiale prévoit une résolution de 10 μm dans le plan (R - ϕ) et 115 μm selon z pour la partie tonneau et 10 μm dans le plan (R - ϕ) et 115 μm selon R dans les parties bouchons.

Il couvre une région de pseudo-rapidité $|\eta| \leq 2,5$ et est le plus exposé aux radiations (il est conçu pour supporter une dose de 500 kGy ce qui correspond à environ 5 ans d'opération du LHC pour la couche interne et 10 ans pour les autres couches à $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

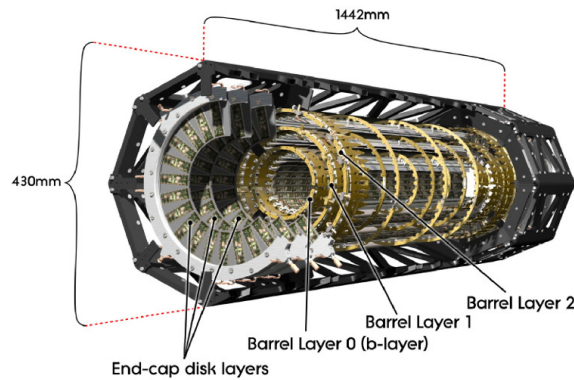


FIGURE III.7: Schéma des zones actives du détecteur à pixels, partie tonneau et bouchons.

Principe de fonctionnement : Le milieu actif est une couche de 250 μm d'épaisseur de silicium type-n enrichi en oxygène (ce qui augmente sa résistance aux radiations). Cette couche de silicium est entourée d'un dopage de type-p d'un côté et d'un dopage de type-n⁺ de l'autre côté, ce qui permet une meilleure collection des charges. Au passage d'une particule chargée, il y a création de paires électron-

trou dans le milieu actif. Les électrons vont se diriger vers le côté dopé n^+ pour créer le signal de détection. La charge sera alors transmise, au travers d'une connexion faite par une bille de plomb, à l'électronique de lecture. Cet ensemble forme ce qu'on appelle un pixel (cf. figure III.8 (a)). La taille nominale d'un pixel est de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$.

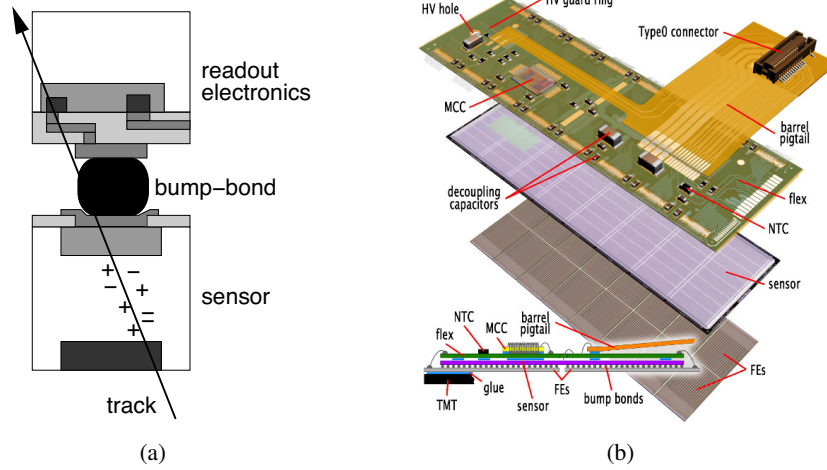


FIGURE III.8: Détail de fonctionnement d'un pixel (a) et schéma de la succession de couche composant un module de pixel (b).

Organisation du détecteur : Les pixels sont regroupés en module (47232 pixels par module) représenté par la figure III.8 (b). Ces modules sont soumis à une différence de potentiel de 150 V, mais cette valeur sera ajustée avec le vieillissement des pixels (elle peut aller jusqu'à 600 V). Ce détecteur est composé de trois couches dans le tonneau (dont la plus proche de la zone d'interaction est appelée *b-layer*) et trois disques dans chaque bouchon, ce qui équivaut à un total de 80 millions de pixels (dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau III.3).

Tableau III.3: Paramètres principaux du détecteur à pixels.

Tonneau	Rayon (mm)	Nombre de modules	Nombre de pixels ($\times 10^6$)
Couche 0 (b-layer)	50,5	286	13,2
Couche 1	88,5	494	22,8
Couche 2	122,5	676	31,8
Bouchon (pour un côté)	z (mm)	Nombre de modules	Nombre de pixels ($\times 10^6$)
Disque 0	495	48	2,2
Disque 1	580	48	2,2
Disque 2	650	48	2,2
Tonneau et bouchons (2 côtés)	—	1744	80,4

III.4.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT)

Le détecteur à micro-pistes de silicium est le deuxième type de trajectographe que traverse une particule chargée en s'éloignant du point d'interaction. Il couvre une région en pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 2,5$

et est conçu pour que les particules le traversent dans au moins huit plans de détection. Dans la partie tonneau, la résolution nominale est de $17\ \mu\text{m}$ dans le plan ($R - \phi$) et $580\ \mu\text{m}$ selon z , tandis que dans les parties bouchons, la résolution est de $17\ \mu\text{m}$ dans le plan ($R - \phi$) et $580\ \mu\text{m}$ selon R . Le SCT est schématisé sur la figure III.9.

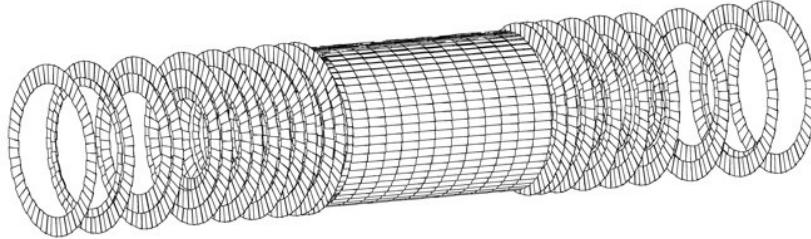


FIGURE III.9: Schéma du détecteur à micro-pistes de silicium.

Principe de fonctionnement : Les plans de détection sont des plans de silicium p-n de $280\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lesquels sont fixés des strips de $12\ \text{cm}$ d'écartement les uns des autres de $80\ \mu\text{m}$. Pour permettre une détection dans le plan ($R - \phi$) les plans sont joints deux à deux avec un angle de $40\ \text{mRad}$. Un module contient au total 1536 voies de lecture et est soumis à une différence de potentiel de $150\ \text{V}$ (pouvant être ajustée jusqu'à $300\ \text{V}$ quand les plans de détection seront endommagés par les radiations). La figure III.10 représente un module de la partie tonneau.

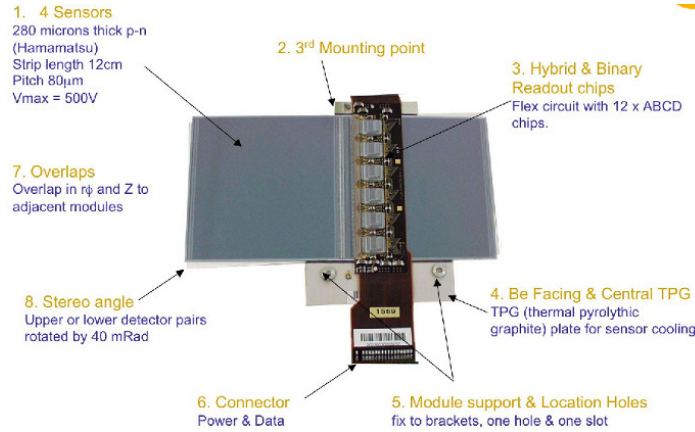


FIGURE III.10: Schéma d'un module de la partie tonneau.

Organisation du détecteur : La zone active de détection est composée de quatre couches dans la partie tonneau et de neuf disques pour chaque partie bouchon. Les disques sont divisés en trois zones de détection, fonction de leur distance par rapport à l'axe de révolution des protons (le rayon interne, central et externe). Le détail de l'organisation peuvent être trouvées dans le tableau III.4.

III.4.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Le détecteur à rayonnement de transition (appelé TRT par la suite) est le dernier type de trajectographe que traverse une particule en s'éloignant du point d'interaction. Il fournit les derniers points

Tableau III.4: Paramètres principaux du SCT.

Tonneau									
Couche	3		4		5		6		Total
Rayon (mm)	284		355		427		498		
Module	384		480		576		672		2112
Bouchon (pour un côté)									
Disque	1	2	3	4	5	6	7	8	9
z (mm)	853,8	934,0	1091,5	1299,9	1399,7	1771,4	2115,2	2505,0	2710,2
Module (interne)	—	40					—		
Module (central)	40								—
Module (externe)	52								

de mesure pour une particule chargée avant son entrée dans le calorimètre (~ 35 points de mesure en moyenne pour une trace). L'électronique du TRT possède un second seuil permettant de définir des mesures appelées par la suite de « haute valeur ». La probabilité d'obtenir une telle mesure est caractéristique de la particule incidente, ce qui permet une discrimination (cf. § V.2.4). Ce détecteur couvre une région en pseudo-rapacité de $|\eta| \leq 2$. La figure III.11 présente un schéma de l'organisation générale du TRT.

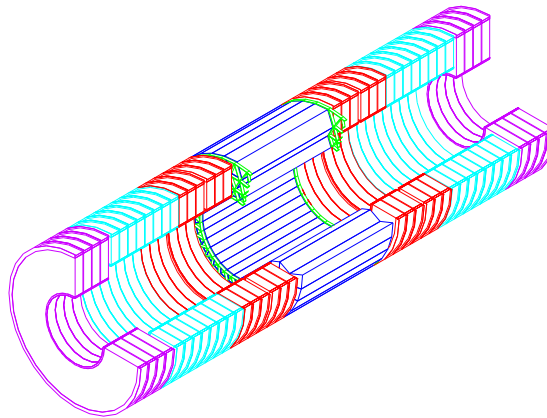


FIGURE III.11: Schéma du détecteur à rayonnement de transition.

Principe de fonctionnement : L'élément de base du TRT est un tube à dérive de polyamide de 4 mm de diamètre (appelé paille) au milieu duquel se situe un fil de tungstène recouvert d'or, jouant le rôle d'anode. On impose alors un potentiel de 1530 V aux parois du tube afin que celles-ci jouent le rôle de cathode. Le tube est rempli d'un mélange gazeux composé de 70 % de xénon, 27 % de dioxyde de carbone et 3 % d'oxygène, le tout en surpression (de 5-10 mbar). La présence du xénon permet la détection des rayonnements de transition, autorisant ainsi une première discrimination entre les électrons et les hadrons. La précision intrinsèque est de $\sim 130 \mu\text{m}$ par paille.

Organisation du détecteur : Les tubes d'une longueur de 144 cm sont disposés de manière parallèle aux faisceaux dans la partie tonneau afin de former des modules comme ceux présentés dans la figure III.12 (a). Ces modules sont ensuite regroupés pour former trois couches successives représentées par la figure III.12 (b). Dans les parties bouchons, les tubes mesurent 37 cm et sont arrangés de manière radiale dans 18 roues au total (9 pour chaque côté). La disposition et la composition de chacun des

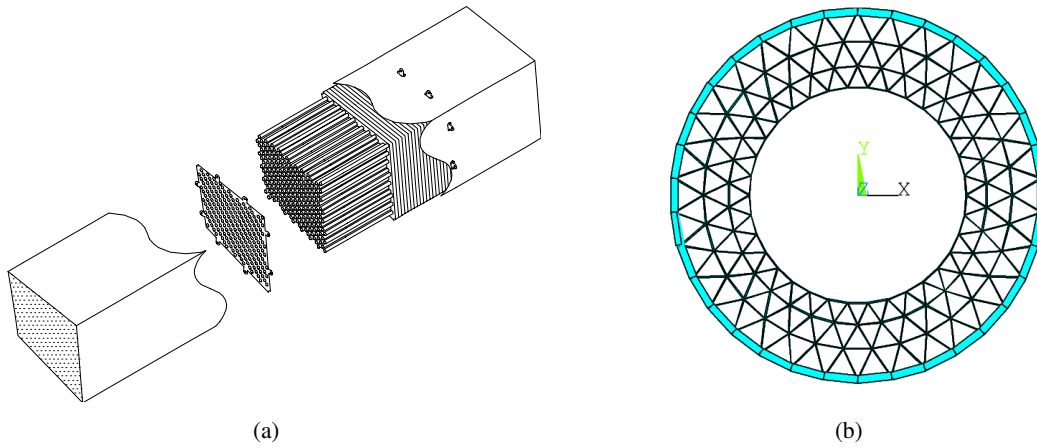


FIGURE III.12: Schéma d'un module du TRT de la partie tonneau (a) et organisation de ces différents modules dans la partie tonneau (b).

éléments discutés ici peut être trouvé sur la figure III.11, mais aussi dans le tableau III.5.

Tableau III.5: Paramètres principaux du TRT.

	$ z _{\min}$ (mm)	$ z _{\max}$ (mm)	$ R _{\min}$ (mm)	$ R _{\max}$ (mm)	Nombre de modules	Nombre de couches	Pailles par module
Tonneau	0	780	554	1082	96	73	52544
module de type 1	400	712,2	563	694	32	19	329
module de type 2	7,5	712,2	697	860	32	24	520
module de type 1	7,5	712,2	863	1066	32	30	793
Bouchon (pour un côté)	827	2744	615	1106	20	160	122880
roue de type A	848	1705	644	1004	12	8	6144
roue de type B	1740	2710	644	1004	8	8	6144

III.4.4 Impact du matériel dans le détecteur interne

Le trajectographe d'ATLAS, comme il vient d'être décrit, répond à deux types de critères : d'une part une très grande précision de détection d'autre part, une quantité de matériel réduite afin de limiter la perturbation engendrée par la présence de matière sur les particules incidentes. La quantité de matière s'exprime généralement en longueur de radiations.

Longueur de radiation X_0 : C'est une unité caractéristique (en g.cm^{-2}) qui représente :

- la distance moyenne de parcours d'un électron de haute énergie qui ne conserve que $1/e$ de son énergie, le reste étant émis par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).
- $7/9$ de la distance moyenne de parcours d'un photon de haute énergie avant de former une paire électron-positron.

C'est aussi un paramètre essentiel pour décrire les gerbes électromagnétiques, défini empiriquement par :

$$X_0 = \frac{716,4 \times A}{Z(Z+1) \times \ln(287/\sqrt{Z})} [\text{g.cm}^{-2}],$$

où Z et A sont respectivement le numéro atomique et le nombre de nucléons de l'élément que traverse la particule de haute énergie.

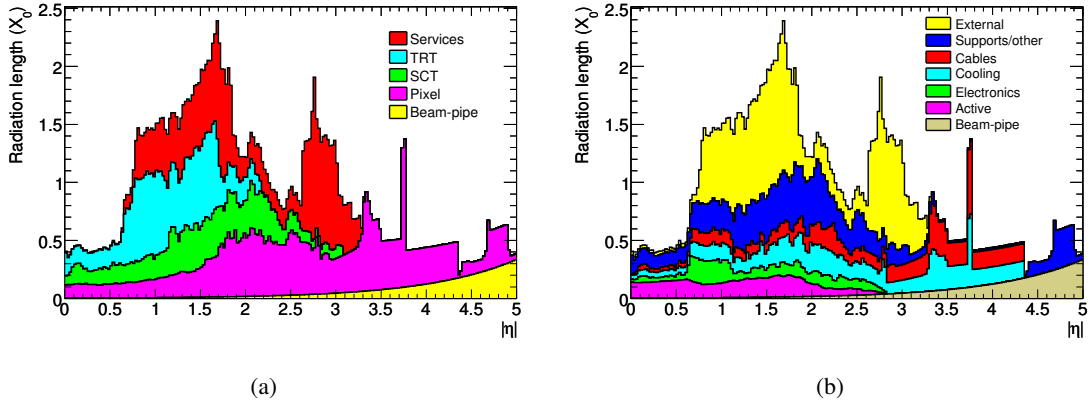


FIGURE III.13: Contribution à la distribution de matière en longueur de radiation pour chaque sous-détecteur (a) et pour chaque type de service (b), en fonction de la pseudo-rapidité $|\eta|$ de la particule incidente.

La figure III.13 (a) représente les quantités de matière en longueur de radiation pour chacun des systèmes de détection décrit précédemment, qu'il soit actif (le silicium servant à la détection par exemple) ou passif (les supports mécaniques, câbles... que l'on appelle les services). La figure III.13 (b) montre la même quantité pour les contributions actives et passives du trajectographe en général. Il y a très peu de matière pour des régions de pseudo-rapidité inférieures à 0,5 mais celle-ci augmente ($\sim 2,5 X_0$) pour $\eta \sim 1,8$. Cette augmentation est principalement due aux services.

La reconstruction et l'identification des électrons et des photons de hautes énergies devient plus délicate avec ces effets de perte d'énergie par Bremsstrahlung et les conversions de photons. La figure III.14 (a) représente la fraction d'énergie perdue par un électron de 25 GeV d'impulsion transverse en sortie de pixels, SCT et TRT en fonction de sa pseudo-rapidité, tandis que la figure III.14 (b) représente la probabilité pour un photon d'au moins 1 GeV d'impulsion transverse de subir une conversion en fonction du rayon.

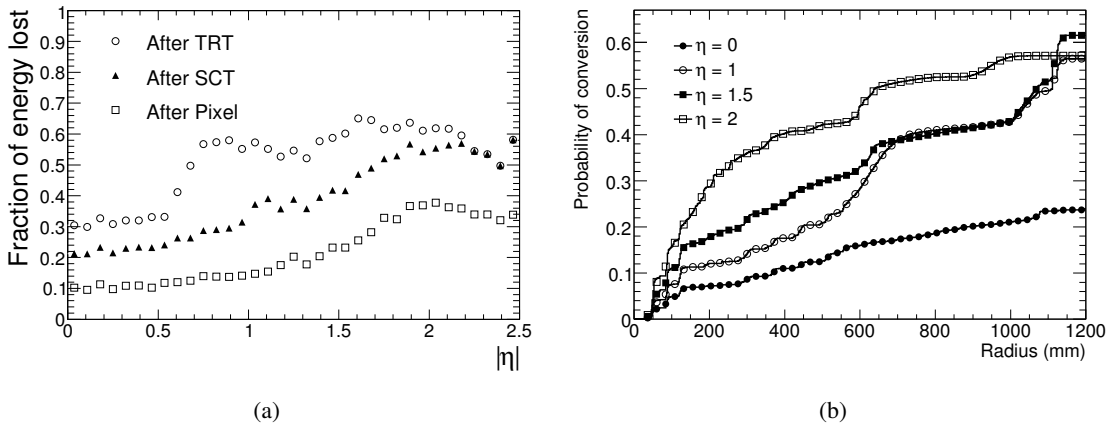


FIGURE III.14: Fraction d'énergie perdue par un électron de 25 GeV d'impulsion transverse à la sortie des pixels, SCT et TRT et probabilité pour un photon d'au moins 1 GeV d'impulsion transverse de faire une conversion en fonction du rayon.

Ces deux quantités augmentent avec la pseudo-rapidité (qui est liée à la quantité de matériel devant le calorimètre). Pour obtenir une bonne efficacité de reconstruction des électrons et des photons, mais aussi une bonne résolution en énergie, il faut être capable d'estimer ces pertes d'énergie de manière efficace. La connaissance précise de la quantité de matière est donc cruciale pour la reconstruction de l'énergie car la méthode de calibration repose totalement sur le Monte-Carlo (cf. § V.2.3).

III.5 Les calorimètres

Le système calorimétrique est le système de mesure qui entoure le trajectographe. Il couvre une région de pseudo-rapidité $|\eta| \leq 4,9$ et est représenté par la figure III.15. Les calorimètres à argon liquide sont représentés en orange ; on peut distinguer le calorimètre électromagnétique (cf. § III.5.1.a) les calorimètres hadroniques bouchons et les calorimètres vers l'avant (cf. § III.5.1.c). La deuxième partie, en gris sur la figure III.15, constitue la partie hadronique, dit calorimètre à tuiles, et sera décrit plus en détail en § III.5.2.

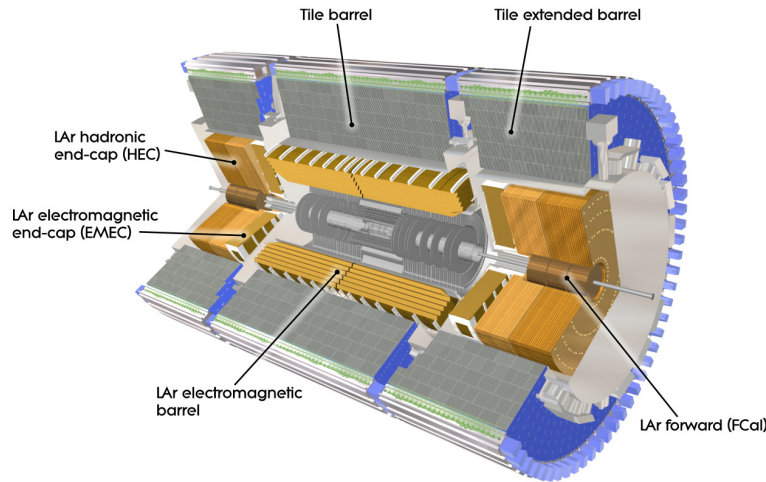


FIGURE III.15: Vue générale de l'ensemble des calorimètres de l'expérience ATLAS.

Les calorimètres utilisés dans ATLAS utilisent le principe d'échantillonnage contrairement à ceux reposant sur l'absorption totale, comme le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS, composé de cristaux de PbWO_4 [64]. Ils sont donc tous constitués d'une succession de milieux passifs, servant à développer une gerbe de particules issues des interactions avec la particule incidente, et de milieux actifs permettant la mesure d'un signal proportionnel à l'énergie déposée par la gerbe.

III.5.1 Le calorimètre à argon liquide

Les calorimètres décrits dans cette partie sont tous des calorimètres dont le milieu actif est l'argon liquide [59, 65, 66]. Certaines propriétés de cet argon liquide doivent être surveillées afin d'éviter l'introduction de biais systématiques sur les mesures d'énergie. Il faut donc en particulier contrôler la pureté de l'argon liquide [65] et sa température à tout moment (la température de l'argon liquide et son système de mesure sont expliqués plus en détails dans le chapitre IV). Nous allons ici séparer notre description de ces détecteurs en deux parties :

- le calorimètre électromagnétique composé de deux parties tonneaux (dit EMB pour *Electromagnetic barrel*) et de deux parties bouchons (dit EMEC pour *Electromagnetic end-cap*).

- les calorimètres hadroniques bouchons (dit HEC pour *hadronic end-cap calorimeter*) et les calorimètres vers l'avant (dit FCAL pour *forward calorimeters*).

Ces différentes technologies de calorimètres sont regroupées dans trois cryostats, un tonneau et deux bouchons. Le cryostat tonneau contient l'aimant solénoïde supra-conducteur (cf. § III.3) et le calorimètre électromagnétique tonneau. Chacun des cryostats bouchons contient une roue de calorimètre électromagnétique, deux roues de calorimètres hadroniques et trois roues de calorimètres vers l'avant comme représenté sur la figure III.16

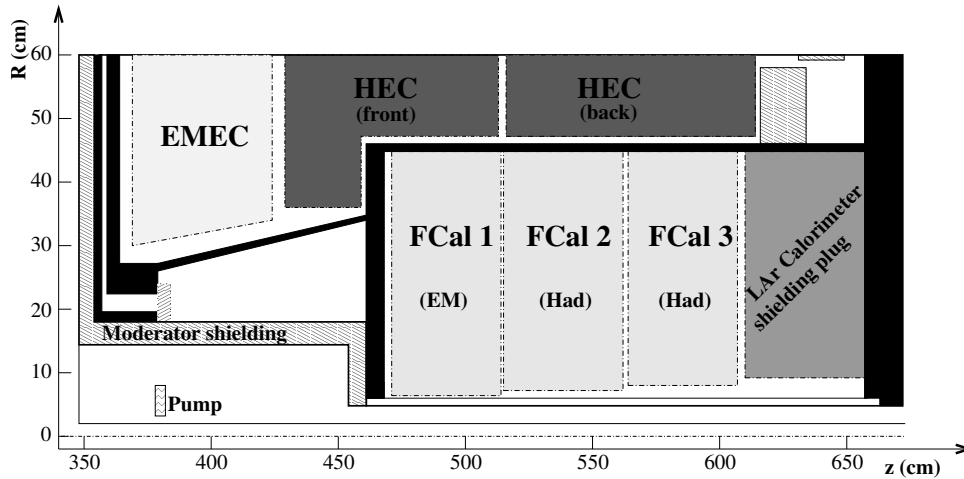


FIGURE III.16: Schéma représentant l'organisation des calorimètres dans un cryostat bouchon. Le schéma est tronqué, le rayon externe du cryostat étant 2,1 m.

III.5.1.a Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu passif est principalement composé de plomb. Sa géométrie caractéristique dite en « accordéon », comme le montre la figure III.17 (a) permet d'avoir une couverture totale en ϕ sans problème de zone morte et elle autorise aussi une extraction rapide du signal, soit par l'avant soit par l'arrière des électrodes.

La figure III.17 (a) montre aussi le détail de la succession de milieux passifs et actifs : on peut y voir l'absorbeur de plomb entouré de part et d'autre de fines feuilles d'acier inoxydable ($\sim 0,2$ mm d'épaisseur). Les épaisseurs de plomb dépendent de la région de pseudo-rapacité considérée et sont indiquées dans le tableau III.6. Les électrodes de lecture sont composées de trois couches de cuivre séparées par une feuille de kapton. Les deux couches de cuivres extérieures sont portées à un haut potentiel, tandis que celle du milieu est utilisée pour lire le signal par couplage capacitif. Entre l'absorbeur et les électrodes, on trouve un gap d'environ 2 mm de largeur, rempli d'argon liquide, qui est le milieu actif dans lequel le signal, proportionnel à l'énergie déposée, se développe. Ces électrodes sont lues groupées afin de pouvoir créer des cellules suivant ϕ . Les électrodes sont segmentées suivant η mais aussi longitudinalement, de manière à former trois compartiment distincts 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 aussi fournissant une mesure précise du point d'impact et de l'angle polaire d'incidence pour les photons.
- une couche beaucoup plus profonde appelée *middle*, où la majeure partie de l'énergie est déposée.

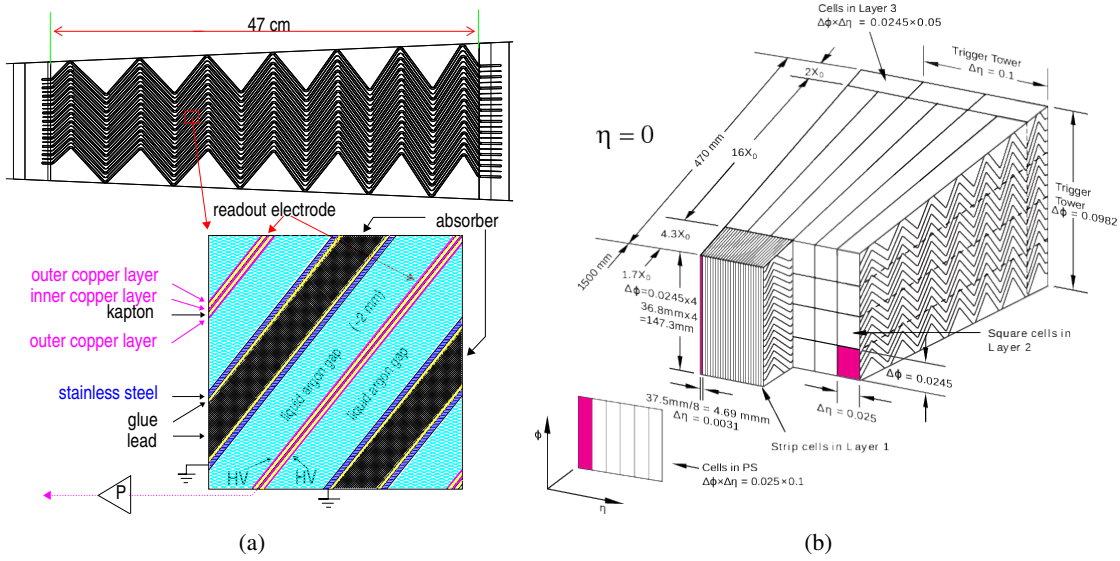


FIGURE III.17: Schéma de la structure en accordéon des calorimètres électromagnétiques et détail de la structure interne (a). Schéma des différentes couches composant un module de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique (b).

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 des pseudo-rapidités inférieures à 1,8, un dispositif supplémentaire appelé pré-échantillonneur est installé juste devant la face d'entrée du calorimètre, dans le cryostat. Il consiste en un gap d'argon liquide instrumenté par des électrodes. Son signal permet de corriger les énergies des électrons et des photons reconstruits par la perte d'énergie dans la matière en amont (cf. § V.2.3). Les valeurs de segmentations⁴, la présence ou non des couches et tout autre détail géométrique pouvant varier suivant la pseudo-rapacité, sont résumés dans le tableau III.6. La figure III.17 (b) montre le schéma typique d'un module du calorimètre électromagnétique tonneau.

La profondeur des différents compartiments du calorimètre électromagnétique est présentée sur les figures III.18 en fonction de la pseudo-rapacité. Un minimum de 25 X_0 est traversé permettant de contenir des gerbes de plusieurs TeV sans dégradation notable de la résolution.

Géométrie du tonneau : Le calorimètre tonneau est en fait composé de deux demi-tonneaux couvrant les régions $z > 0$ ($0 < \eta < 1,475$) et $z < 0$ ($-1,475 < \eta < 0$). Chacun d'eux pèse 57 tonnes, mesure 3,2 m de longueur et a un rayon interne de 1,4 m et un rayon externe de 2 m. Ils sont composés de 1024 absorbeurs en accordéon, répartis en 16 modules couvrant chacun un angle azimutal de $\Delta\phi = 22,5^\circ$. La figure III.19 (a) montre un module du calorimètre électromagnétique tonneau.

Géométrie des bouchons : Chacun des calorimètres électromagnétiques bouchons est formé d'une roue de 63 cm d'épaisseur, pesant 27 tonnes, ayant un rayon interne de 330 mm et un rayon externe de 2098 mm. Ces roues sont scindées en deux parties concentriques dont la jonction est faite de matériaux de faible densité sur 3 mm, à $|\eta| = 2,5$. Ici encore les roues sont divisées en modules (8 pour chaque

4. Les segmentations sont toujours données en terme de $\Delta\eta \times \Delta\phi$

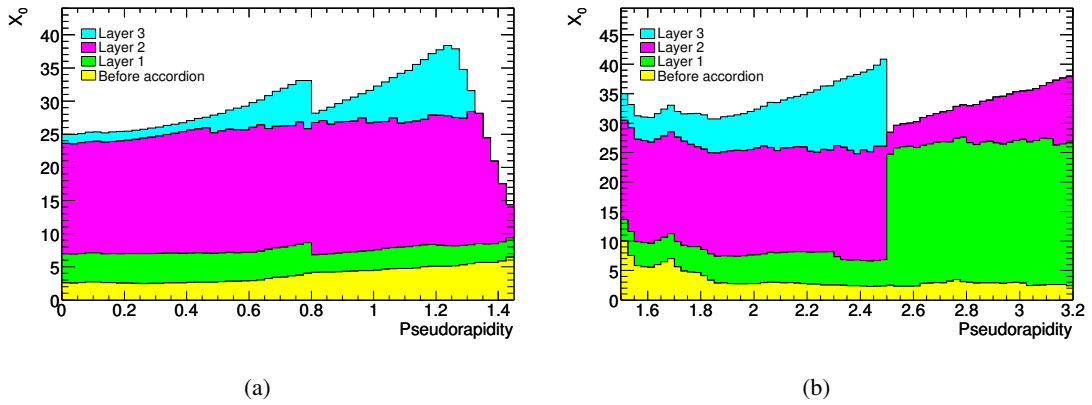


FIGURE III.18: Profondeur du matériel en unité de X_0 pour chacune des couches dans le tonneau (a) et dans les bouchons (b).

EMEC) sans aucune discontinuité en ϕ grâce à la structure en accordéon. La figure III.19 (b) montre un module du calorimètre électromagnétique bouchon.



FIGURE III.19: Photographie d'un module du calorimètre électromagnétique, de la partie tonneau (a) et de la partie bouchon (b).

Performance pour des électrons : La linéarité de la réponse et la résolution de l'énergie ont été étudiées lors de tests en faisceaux, pour une gamme d'énergie allant de 10 à 245 GeV [67]. La mesure expérimentale a été ajustée après soustraction du bruit par une fonction de la forme

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c,$$

où l'énergie est exprimée en GeV.

Le premier terme ($a/\sqrt{E}$) est le terme stochastique, ou encore terme d'échantillonnage. Ce terme est relié aux fluctuations statistiques du développement de la gerbe électromagnétique dans l'argon liquide. Le pré-échantillonneur permet de réduire la détérioration du terme stochastique dû aux pertes d'énergie en amont. Typiquement, a est de l'ordre de 10 %.

Le dernier terme (c) est le terme constant qui tient compte des non-uniformités et dépend de la construction et de l'étalonnage du calorimètre. Pour parvenir à effectuer toutes les mesures nécessaires à la découverte de nouvelle physique, il faut que ce terme soit plus petit que 0,7%, et cela sur l'ensemble du calorimètre.

Tableau III.6: Paramètres principaux du calorimètre électromagnétique.

Paramètre		intervalle de $ \eta $ considéré							
		0–0,8	0,8–1,4	1,4–1,8	1,8–2,0	2,0–2,2	2,2–2,5	2,5–2,8	2,8–3,2
$\Delta\eta \times \Delta\phi$	Couche 0	0,025×0,1			–				
	Couche 1	0,003×0,1			0,004×0,1	0,006×0,1		0,1×0,1	
	Couche 2	0,025×0,025						0,1×0,1	
	Couche 3	0,050×0,025						–	
Épaisseur de plomb (mm)		1,53	1,1	1,7				2,2	
Gap d’argon liquide (mm)		2,1		2,8–0,9				3,1–1,8	
Nombre de voies		110 208		25600	12288	24 064		1792	

III.5.1.b Les calorimètres hadroniques bouchons

Les calorimètres hadroniques bouchons, HEC, utilisent eux aussi l'argon liquide comme milieu actif, mais l'absorbeur est composé de cuivre. Dans chaque cryostat bouchon, le HEC est composé de deux roues (HEC1 devant et HEC2 derrière) couvrant au total une gamme de pseudo-rapacité de $1,5 < |\eta| < 3,2$ et dont le rayon externe est de 2030 mm. Chaque roue est composée de 32 modules selon ϕ , un exemple est représenté sur la figure III.20 (a). L'ensemble se situe dans le cryostat bouchon, derrière le EMEC et au dessus des calorimètres vers l'avant (cf. figure III.16).

La figure III.20 (b) montre une roue de HEC complètement assemblée avant d'être installée dans le cryostat. On peut clairement distinguer les cartes électroniques situées sur la couronne extérieure de la roue. Contrairement aux calorimètres électromagnétiques et vers l'avant, les pré-amplificateurs de la chaîne de lecture du HEC sont directement sur le détecteur, dans l'argon liquide (cf. § IV.5.5). 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 gap de 8,5 mm d'argon liquide. La segmentation des plaques est telle que la taille des cellules est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$, pour $1,5 < |\eta| < 2,5$ et de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$, pour $|\eta| > 2,5$. Dans le cas de calorimètre hadronique, la quantité de matériel équivalent est exprimée en *longueur d'interaction* (λ)⁵ et la première et la deuxième roue représentent respectivement 4,3 et 5,7 λ .

Les quatre roues du HEC (somme des deux cryostats) représentent 5632 voies de lectures.

5. **Longueur d'interaction** : longueur caractéristique des calorimètres hadroniques, elle se calcule comme $\lambda = \frac{1}{\sigma_N \rho_N}$ où ρ_N est la densité de nucléons du milieu et σ_N la section efficace de collision inélastique des atomes du milieu avec des protons, neutrons, pions, kaons ...

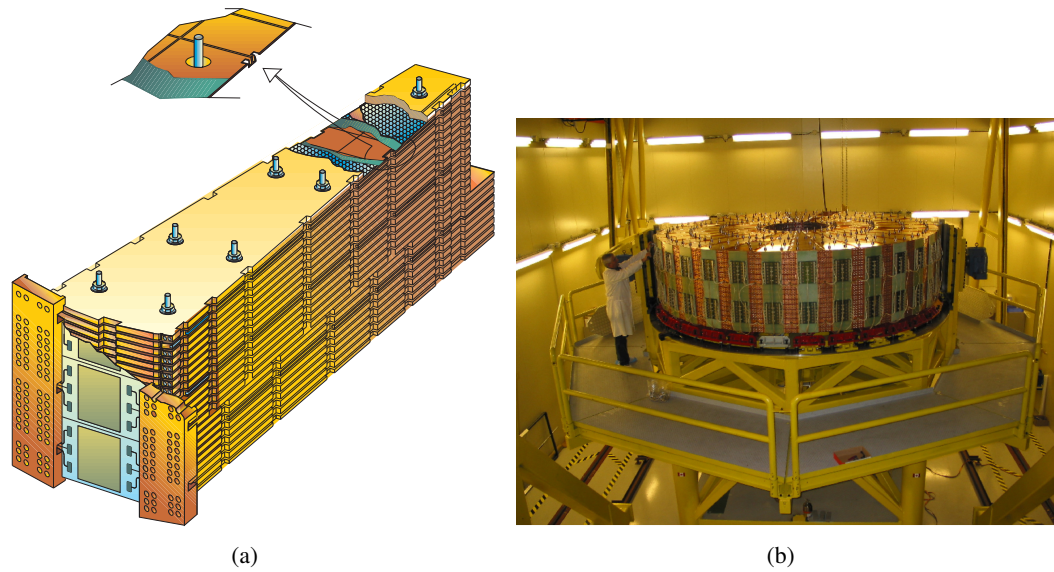


FIGURE III.20: Vue d'artiste d'un module de la roue avant du HEC (a) et photographie d'une roue du HEC achevée sur la table de montage (b).

III.5.1.c Les calorimètres vers l'avant

Les calorimètres vers l'avant (FCAL) sont aussi à argon liquide et sont constitués de trois roues comme le montre la figure III.16. Cet ensemble couvre une gamme de pseudo-rapacité de $3,1 < |\eta| < 4,9$ qui est une région très en avant du détecteur et donc très exposée aux radiations et à un flux élevé de particules. Chacune des roues mesure 45 cm de profondeur et leurs propriétés sont différentes comme le montre le tableau III.7.

Tableau III.7: Paramètres principaux des calorimètres vers l'avant (ou FCAL).

	FCal1	FCal2	FCal3
Fonction	Électromagnétique	Hadronique	Hadronique
Masse du module (kg)	2119	3826	3695
Absorbeur principal	cuivre	tungstène	tungstène
Épaisseur du gap 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
Nombre de voies	1008	500	254

On trouve dans chacun des cryostats une roue électromagnétique dont l'absorbeur est en cuivre pour optimiser la résolution et minimiser les échauffements thermiques locaux. Les deux autres roues sont des calorimètres hadroniques dont l'absorbeur est du tungstène qui contiendra les gerbes hadroniques, tout en limitant leur extension spatiale. Chaque roue est composée de matrices d'électrodes comme représenté sur la figure III.21 (a). Les électrodes sont placées de manière perpendiculaire à l'absorbeur, c'est-à-dire parallèlement à l'axe du faisceau. L'intervalle rempli d'argon liquide est ici bien plus fin que dans les autres calorimètres à argon liquide pour éviter les problèmes d'accumulation d'ions pouvant apparaître sous un flux de particules élevé.

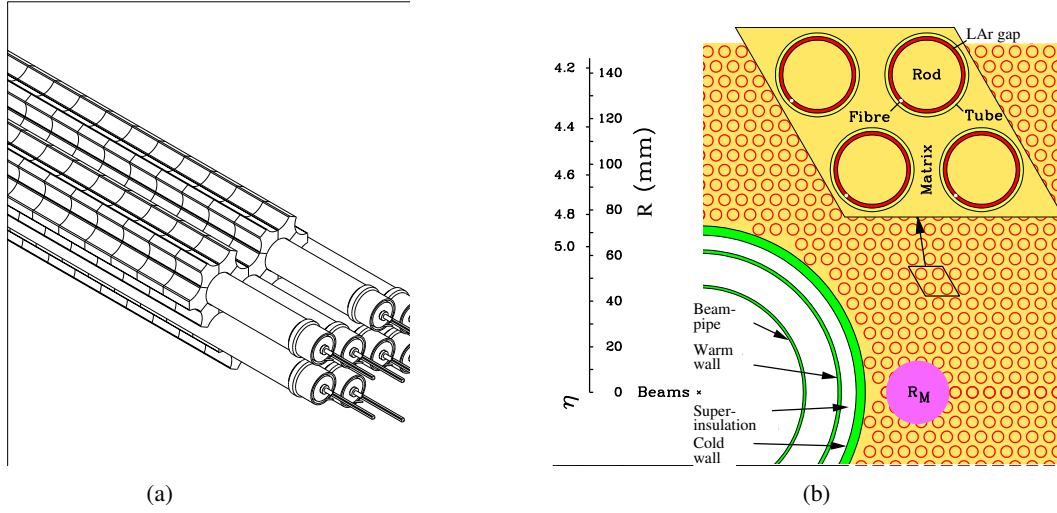


FIGURE III.21: Schéma d'un groupe d'électrodes d'une roue de FCAL (a) et l'organisation de ces électrodes dans le module avec le détail d'une cellule (b).

III.5.2 Le calorimètre hadronique à tuiles

Le calorimètre hadronique à tuiles [59, 68] est un calorimètre à échantillonnage utilisant l'acier comme absorbeur et un scintillateur comme milieu actif. Il est constitué d'une partie tonneau longue de 5,8 m et de deux extensions de tonneaux de 2,6 m de long chacune (cf. figure III.15). Il couvre ainsi la région $|\eta| \leq 1,7$ avec un rayon interne de 2,28 m et un rayon externe de 4,25 m. Ce calorimètre dont chaque partie est composée de 64 modules de couverture angulaire $\Delta\phi \sim 0,1$, équivaut à environ $7,4 \lambda$.

Principe de fonctionnement : Un module est une succession de plaques d'acier inoxydable et de tuiles scintillantes comme le montre la figure III.22 (a). Les tuiles scintillantes sont composées de polystyrène qui produit des rayonnements ultra-violets au passage de particules chargées. Le polystyrène étant dopé avec du fluor (1,5% de PTP comme fluor primaire et 0,044% de POPOP comme fluor secondaire), cette lumière ultra-violette est décalée dans le visible. Pour parfaire la propagation de cette lumière, les tuiles scintillantes sont entourées d'un film plastique dont la réflectivité est proche de 95%.

Le signal lumineux est ensuite transmis aux photo-multiplicateurs au moyen de fibres optiques collées sur le côté des modules et qui décalent à nouveau la longueur d'onde vers une longueur d'onde plus grande. Les fibres sont alors groupées (cf. figure III.22 (b)) pour être lues par les photo-multiplicateurs situés sur la partie extérieure du module qui transforment alors cette énergie en courant proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

Résolution sur l'énergie des jets

La résolution intrinsèque sur l'énergie des jets permet d'atteindre pour $|\eta| < 3$ (comprenant les calorimètres hadroniques bouchons à argon liquide)

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%.$$

Cette performance a été atteinte en tests en faisceaux.

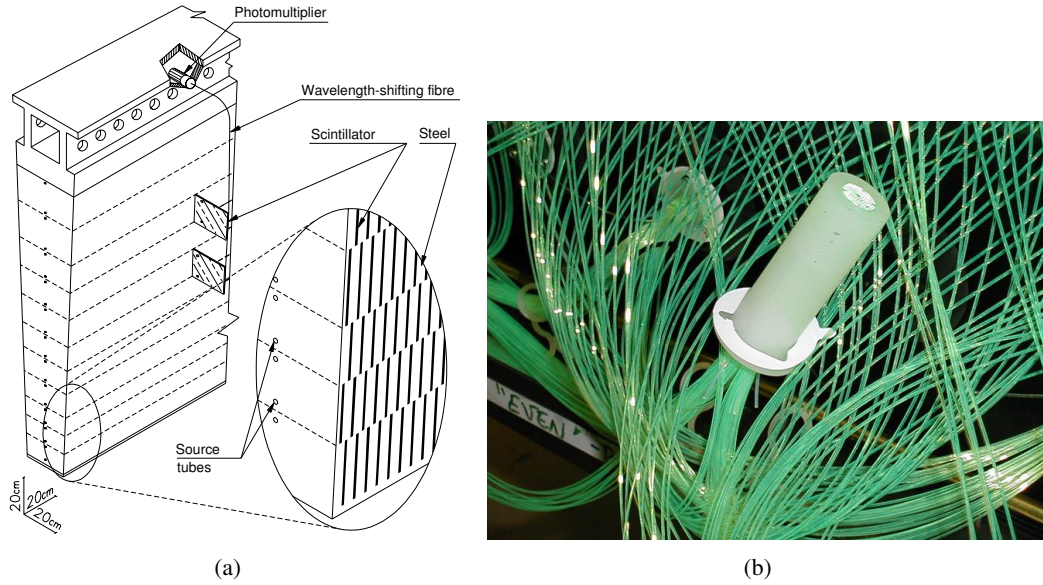


FIGURE III.22: Détail de l'assemblage de couches d'acier et de tuiles scintillantes formant un module du calorimètre hadronique à tuiles (a) et groupement de fibres optiques en amont des photo-multiplicateurs (b).

III.6 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [59, 69] est la dernière grande catégorie de détecteur qui compose ATLAS. Son rôle est de détecter les particules chargées qui traversent le système calorimétrique et de mesurer leur impulsion pour des pseudo-rapidités inférieures à 2,7. Il a aussi pour but de déclencher l'acquisition de l'événement quand une particule chargée le traverse dans la région $|\eta| < 2,4$. La résolution intrinsèque attendue est de 10% sur l'impulsion transverse d'une particule de 1 TeV d'impulsion. Le spectromètre est composé de quatre types de détecteurs ayant chacun un rôle dans la mesure de précision ou le déclenchement.

Géométrie du spectromètre : Dans le tonneau, la géométrie du spectromètre est spécifiée par la géométrie de l'aimant toroïdal : ce dernier est composé de 8 bobines distribuées selon ϕ , ce qui présuppose des modules de spectromètre en octant. Chacun de ces octants est divisé en deux secteurs de taille différente, un grand et un petit, avec un recouvrement en ϕ qui permet de minimiser les zones mortes mais aussi de faciliter l'alignement des chambres entre elles. Cette géométrie est schématisée sur la figure III.23 (a) qui montre également l'organisation des secteurs en trois couches concentriques de rayon approximatif 5, 7,5 et 10 m.

Dans les bouchons, les chambres à muons forment de grandes roues perpendiculaires à l'axe du faisceau et situées à environ $|z| = 7,4$ m, 10,8 m, 14 m et 21,5 m du point d'interaction. Toutefois, afin de laisser passer les services des calorimètres, du détecteur interne et du solénoïde, une zone morte est présente autour de $|\eta| = 0$. Tous les détails de la géométrie peuvent être trouvés sur la figure III.23 (b) et dans le tableau III.8.

Chambre de précision

La mesure de précision de l'impulsion est faite par les MDTs (*Monitored Drift Tube*) (à l'exception du rayon interne de la première roue bouchon où les chambres sont des CSCs, cf. figure III.23 (b)). La disposition des MDTs est projective : la taille des chambres augmente avec la distance au point d'interaction. L'élément de base d'une de ces chambres est un tube à dérives de 29,97 mm de diamètre,

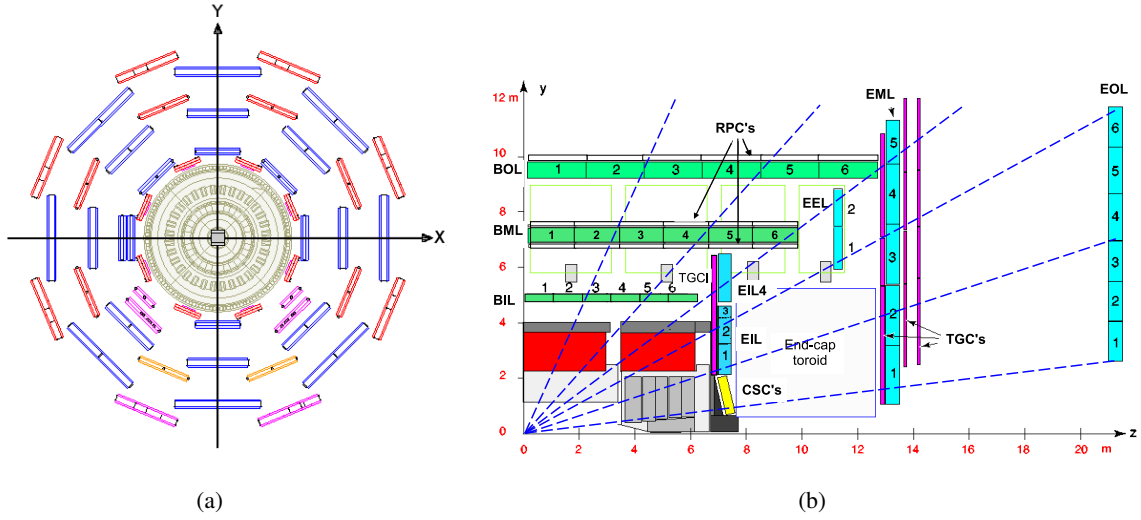


FIGURE III.23: Représentation des éléments constituant le spectromètre à muons du détecteur ATLAS : coupe dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (a) et dans le plan parallèle à cet axe (b).

rempli d'un mélange gazeux composé d'argon à 93% et de dioxyde de carbone à 7%, le tout maintenu à une pression de 3 bars. Les électrons créés par l'ionisation du gaz dû à une particule chargée incidente sont collectés sur le fil central, fait de tungstène-rhénium, de diamètre $50\ \mu\text{m}$ et porté à un potentiel de 3080 V (cf. figure III.24 (a)). Ce fil est maintenu au centre du tube par des bouchons cylindriques à chaque extrémité du tube avec une précision de $\sigma = 10\ \mu\text{m}$ (cf. figure III.24 (b)).

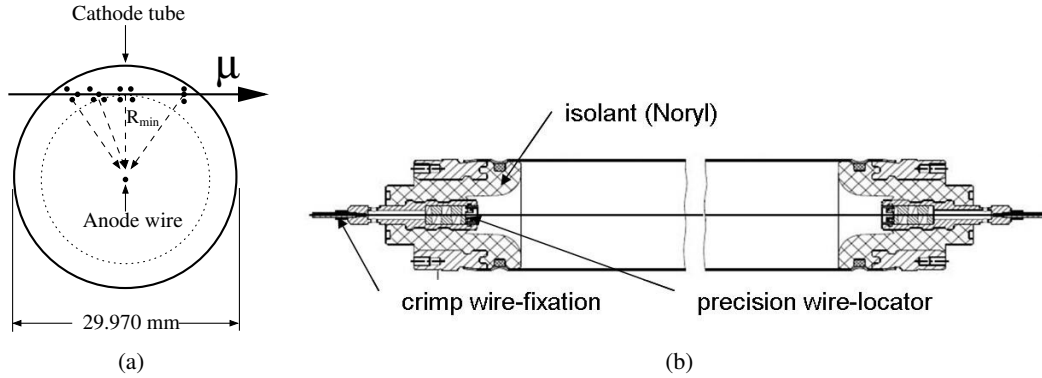


FIGURE III.24: Coupe d'un tube à dérivation, composant de base d'une chambre MDT, dans le plan orthogonal (a) et dans le plan longitudinal (b).

Les tubes sont alors organisés en module, ou chambre, de manière à constituer deux jeux de trois couches identifiables par une nomenclature précise, comme le montre la figure III.25 (a). La taille des chambres est bien évidemment fonction de la partie du détecteur considérée : la figure III.25 (b) montre la différence de taille entre les chambres de différentes couches, due à leur disposition projective.

Pour les régions avec $|\eta| > 2$, pour la première roue de la partie bouchon, l'utilisation des MDTs n'est plus fiable dans les conditions nominales car le taux de comptage dépasse les $150\ \text{Hz}/\text{cm}^2$. Dans cette région les MDTs sont donc remplacées par des CSCs (*Cathode-strip chambers*). Une chambre

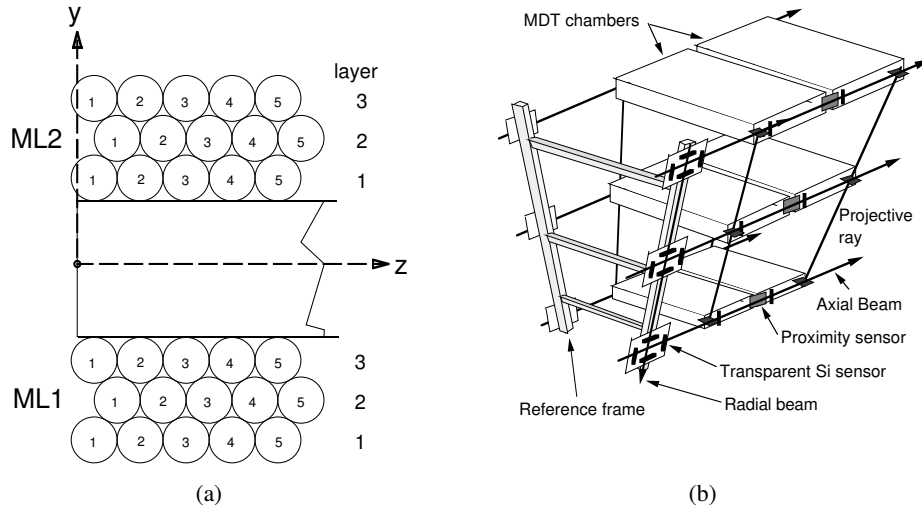


FIGURE III.25: Schéma représentant la disposition et la nomenclature des tubes au sein d'une chambre de MDT (a) et disposition des chambres par rapport aux autres selon la couche de détection (b).

de CSC contient quatre plans de détection de type chambre proportionnelle multifils, dont les fils sont orientés radialement. Les fils jouent le rôle d'anode, de diamètre $30 \mu\text{m}$ porté à 1900 V, tandis que les parois jouent le rôle de cathode. Les parois sont segmentées, l'une de manière parallèle aux fils, l'autre de manière perpendiculaire (cf. figure III.26). Le mélange gazeux est composé d'argon à 80 % et de dioxyde de carbone à 20 %.

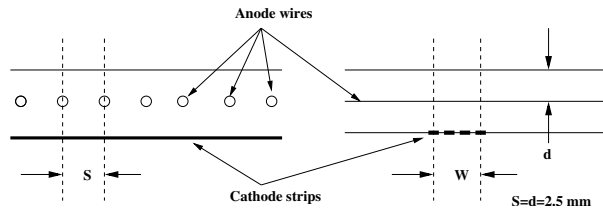


FIGURE III.26: Schéma de fonctionnement d'une couche de chambre CSC.

Chambre de déclenchement

Les chambres de déclenchement doivent fournir de manière très rapide des informations sur les traces des muons traversant le détecteur, permettant au déclenchement de niveau 1 de connaître leur multiplicité et leur énergie (de manière approximative). Pour ce faire, deux types de technologies sont utilisées dans ATLAS : les RPCs (*Resistive Plate Chambers*) pour $|\eta| < 1,04$ et les TGCs (*Thin Gap Chambers*) pour $1,04 < |\eta| < 2,4$.

Les RPCs sont composées de deux plaques résistives espacées de 2 mm au moyen de séparateurs isolants. Un champ électrique de 4,9 kV/mm engendre une avalanche le long de la trajectoire de la particule chargée et se dirigeant vers l'anode. Le signal est lu par couplage capacitif entre des strips métalliques montées sur les surfaces extérieures des plans résistifs. Le gaz utilisé est un mélange de 94,7% de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, 5% d' Iso- C_4H_{10} et de 0,3% de SF_6 . Ces chambres 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.

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. 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. Cette technologie a déjà prouvé sa fiabilité et sa solidité dans des expériences précédentes.

Tableau III.8: Paramètres principaux des chambres à muons. Les résolutions spatiales ne tiennent pas compte des incertitudes d'alignement du spectromètre.

Type	Fonction	Résolution en			Point/trace		Nombre de	
		z/R	ϕ	temps	tonneau	bouchon	chambres	voies
MDT	précision	$35 \mu\text{m} (z)$			20	20	1150	354k
CSC	précision	$40 \mu\text{m} (R)$	5 mm	7 ns		4	32	30,7k
RPC	déclenchement	10 mm (z)	10 mm	1,5 ns	6		606	373k
TGC	déclenchement	2–6 mm (R)	3–7 mm	4 ns		9	3588	318k

III.7 Système de déclenchement

Le système de déclenchement n'est pas un système de détection en-soi mais il est un élément crucial d'une expérience sur un collisionneur hadronique comme ATLAS. Il donne l'ordre au système d'acquisition de retenir ou pas l'événement considéré. Il est composé de trois niveaux distincts appelé niveau 1 (L1), niveau 2 (L2) et filtre d'événement (*Event Filter*, ou EF). Chaque nouveau niveau de déclenchement reprend les décisions du niveau précédent et applique de nouveaux critères afin d'affiner la sélection. On regroupe les niveaux L2 et EF pour former ce qu'on appelle les déclenchements de haut niveau (dits HLT pour *High Level Trigger*).

Le niveau 1 de déclenchement recherche des événements ayant des signatures typiques : muons, électrons, photons ou jets de grandes impulsions transverses, grande énergie transverse manquante ou énergie transverse totale. . . Pour ce faire, il utilise des informations venant de plusieurs des systèmes de détecteurs, avec une granularité grossière. Ce niveau de déclenchement doit pouvoir accepter les événements à un taux de 75 kHz. La décision doit atteindre l'électronique frontale dans un délai de $2,5 \mu\text{s}$ après le croisement des faisceaux.

Le niveau 2 se focalise sur des régions d'intérêt (RoI pour *Region of Interest*) définies par le déclenchement de niveau 1. Ces régions d'intérêt permettent de réduire la quantité de données à transférer depuis le système de lecture. Après ce niveau de déclenchement le taux d'événements est réduit à moins de 3,5 kHz. Le temps de traitement est approximativement de 40 ms.

Le filtre d'événement utilise des procédures d'analyse hors ligne appliquées aux événements entièrement reconstruits. Il permet ainsi la réduction du taux d'événements à 200 Hz ce qui est suffisamment bas pour assurer leur enregistrement. Cette opération nécessite un traitement d'environ quatre secondes.

Les deux derniers systèmes formant le HLT, utilisent la granularité complète des détecteurs comme les calorimètres et le spectromètre à muons mais aussi les informations venant des trajectographes afin d'affiner les sélections. Une fois la sélection faite, les informations sont envoyées au système d'acquisition (DAQ pour *Data Acquisition System*) qui gère la mise en mémoire tampon et le stockage définitif.

III.8 Prise de données 2010

Les données utilisées dans cette thèse sont celles acquises pendant l'année 2010. Les premières collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ont eu lieu en mars, mais il a fallu attendre mai pour trouver un premier candidat

W. L'augmentation de la luminosité intégrée en fonction du temps est montrée par la figure III.27. Cette évolution s'est faite par paliers, en améliorant les conditions de collisions (cf. § III.1.4).

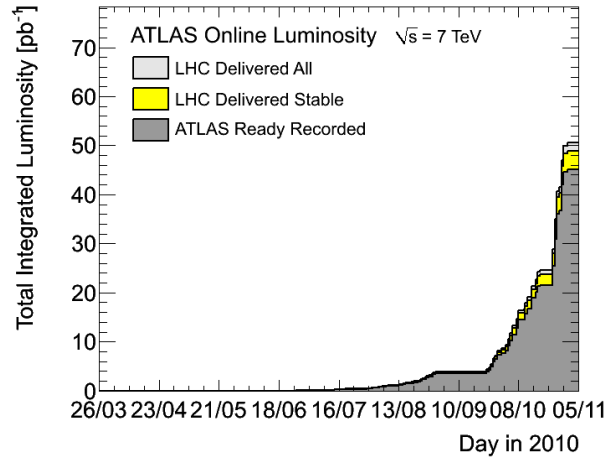


FIGURE III.27: Évolution de la quantité de données délivrée par le LHC (jaune) et enregistrée par le détecteur ATLAS (gris foncé), en fonction du temps au court de l'année 2010.

La zone grise de la figure III.27 représente la luminosité enregistrée par le détecteur ATLAS. Pour une première année, l'efficacité de la prise de données est très bonne, puisque supérieure à 90 %. Cette efficacité est détaillée, par sous-détecteurs, dans la figure III.28 : la plupart des sous-systèmes ont une efficacité supérieure à 95%. Les détecteurs les moins efficaces, sont les calorimètres à argon liquide et, dans la plupart des cas, le problème est lié aux hautes-tensions dans les bouchons. Une procédure plus rapide pour remettre la haute tension après un claquage a été implémentée dès 2011.

Inner Tracking Detectors			Calorimeters				Muon Detectors			
Pixel	SCT	TRT	LAr EM	LAr HAD	LAr FWD	Tile	MDT	RPC	CSC	TGC
99.1	99.9	100	90.7	96.6	97.8	100	99.9	99.8	96.2	99.8

Luminosity weighted relative detector uptime and good quality data delivery during 2010 stable beams in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV between March 30th and October 31st (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will partially be recovered in the future.

FIGURE III.28: Efficacité de la prise de données par sous-détecteur (en %) sur toute la période de 2010 à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

III.8.1 Qualité des événements et évolution du déclenchement

Des inefficacités peuvent survenir à tout moment de la prise de données et doivent être prises en compte pendant l'analyse. Le *lumiblock* a été défini comme une minute de prise de données (un problème de haute-tension rend par exemple inutilisable les données pendant 2 lumiblocks en moyenne grâce à la procédure automatique, le temps de restaurer les conditions nominales). Une liste des lumiblocks est alors établie pour chaque sous-système et leur combinaison donne accès à la luminosité correspondante pour l'étude envisagée. Ce critère est la première étape de la sélection des événements de données.

La deuxième étape consiste à savoir si l'événement considéré passe le niveau de déclenchement requis. Chaque niveau de déclenchement a une bande passante qui lui est allouée et qui ne peut être dépassée. Cette dernière correspond à un taux maximal d'événements pouvant être enregistrés afin d'être analysés hors-ligne. Si le taux d'événements passant les critères requis dépasse le taux enregistrable, une fraction des événements est retenue, les autres sont alors perdus. Par la suite, les niveaux de déclenchement pour lesquels cette procédure n'est pas nécessaire sont appelés « niveaux de déclenchement non-filtrés ». Les configurations de ces niveaux sont consignées dans le tableau III.9 pour différentes topologies et trois luminosités instantanées.

Tableau III.9: Exemple de critères minimaux de sélection (p_T et qualité) pour obtenir un déclenchement non filtré dans le menu physique, pour trois différentes valeurs de luminosité instantanée (loose, medium et tight sont définis dans le chapitre V).

Luminosité [$cm^{-2}s^{-1}$]	3×10^{30}	2×10^{31}	2×10^{32}
Catégorie	Seuil en p_T [GeV], sélection		
1 muon	4,loose	10,loose	13,tight
2 muons	4,loose	6,loose	6,loose
1 électron	10,medium	15,medium	15,medium
2 électrons	3,loose	5,medium	10,loose
$\cancel{E}_T$	25,tight	30,loose	40,loose

Afin de ne perdre aucun candidat W, les événements étudiés, de données ou de Monte-Carlo, devront satisfaire un niveau de déclenchement non-filtré. Le taux d'événements enregistré par chaque grand niveau de sélection (L1, L2 et EF), ainsi que le détail des contributions dans le niveau EF sont montrés dans la figure III.29 dans le Monte-Carlo et dans les données pour une luminosité instantanée de $10^{32} cm^{-2}s^{-1}$ (luminosité instantanée correspondant à la majorité des données 2010).

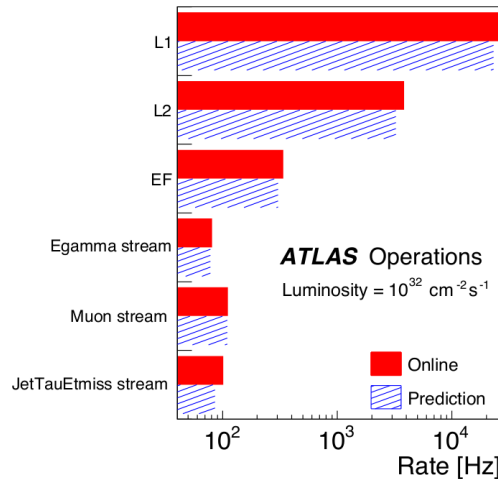


FIGURE III.29: Taux, en Hertz, des trois niveaux de déclenchement (L1,L2,EF) prédit (bleu) et réel (rouge) pour une luminosité de $10^{32} cm^{-2}s^{-1}$. Le niveau EF est décomposé pour illustration en trois composantes : électron-photon, muon et jet- τ - $\cancel{E}_T$.

Chapitre IV

Analyse de la température de l'argon liquide

« Hey l'Glaude ! Mon eau, elle a une température de haute précision pour le pernilard. Au degré prêt. Si c'est glacé ça t'tranche le ventre mais là, ça t'descend dans les boyaux comme la rosée du matin sur les feuilles. »

La soupe aux choux
LE BOMBÉ

Sommaire

IV.1	Introduction	65
IV.2	Le système cryogénique	66
IV.3	Le système de mesure de température	69
IV.4	Statut des sondes de température de l'argon liquide	76
IV.5	Évolution de la température des calorimètres	77
IV.6	Matrice de corrélation des températures	86
IV.7	Température de l'argon liquide pendant la prise de données de 2010	88
IV.8	Conclusion	92

IV.1 Introduction

Le courant d'ionisation fourni par le calorimètre électromagnétique à argon liquide d'ATLAS est un signal triangulaire remis en forme par la suite, comme le montre la figure IV.1 (a). Ce courant peut être décrit avant mise en forme comme $I(t, I_0, t_D) = I_0(1 - t/t_D)$, où I_0 est le courant initial à $t=0$ et t_D le temps de dérive pour traverser totalement le gap (environ 450 ns dans les parties droites des absorbeurs) [70]. Ce temps de dérive, qui s'exprime en fonction de l'épaisseur du gap d'argon (w_{gap}) et de la vitesse de dérive des électrons (V_D), est, pour la première fois dans un calorimètre à argon liquide, un facteur limitant. Le signal ne peut, en effet, pas être intégré sur toute sa durée, du fait de la grande fréquence de répétition des collisions. La mesure de l'énergie est dépendante de la mesure du terme I_0 et peut varier de -2% lors d'une diminution de température de 1 degré Kelvin. Cette variation est le résultat de deux contributions différentes :

$$\frac{\Delta I_0}{I_0} \propto \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta V_D}{V_D},$$

où ρ est la densité de l'argon (contribuant pour -0,45%/K) et V_D la vitesse de dérive des électrons du milieu (contribuant pour -1,55%/K) [71, 72]. La figure IV.1 (b) présente la variation d'énergie en fonction de la température, mesurée lors de tests en faisceau. Afin de maintenir négligeable cette éventuelle contribution au terme constant de résolution en énergie du calorimètre, une bonne stabilité temporelle et une homogénéité de 100 mK sont requis. Un système de mesure précis de la température a donc été conçu et installé afin de contrôler cet effet et nous permettre de le corriger si besoin était.

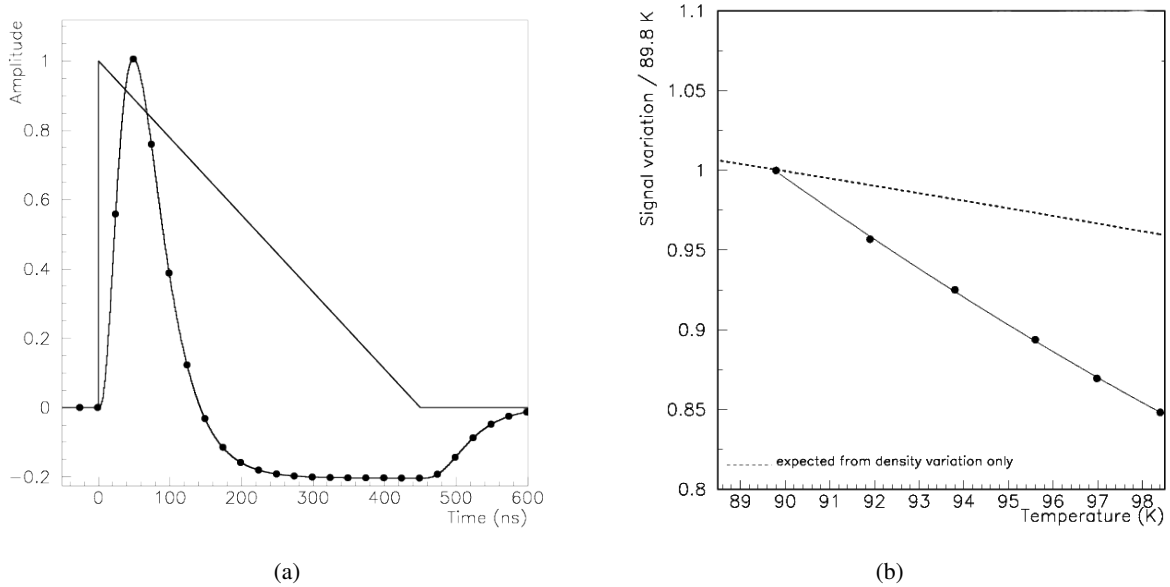


FIGURE IV.1: Représentation d'un signal triangulaire, de sa mise en forme et de son échantillonnage (a). Variation d'énergie en fonction de la température mesurée lors de faisceaux tests (b).

Ce chapitre présente dans un premier temps le système cryogénique reposant sur l'utilisation d'azote liquide pour sous refroidir l'argon. Le système de mesure est ensuite décrit ainsi que l'emplacement des sondes. Toutes ces informations sont finalement utilisées dans l'analyse des données de température prises pendant la durée de la thèse, pour comprendre l'origine des variations et estimer les performances de l'ensemble cryogénie-mesure.

IV.2 Le système cryogénique

Les calorimètres à argon liquide d'ATLAS sont contenus dans trois cryostats constitués de deux enceintes concentriques en aluminium, formant chacune un tore cylindrique centré sur l'axe du faisceau. Ils contiennent au total 78 m³ d'argon liquide. L'enceinte interne de chacun des trois cryostats contient les détecteurs qui baignent dans l'argon liquide. Elle est isolée de l'enceinte externe par du vide et repose sur cette dernière à l'aide d'un système spécialement étudié pour minimiser les échanges thermiques. Le solénoïde est inséré dans l'enceinte externe du cryostat tonneau pour minimiser la quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique. Le comportement de l'argon dans les cryostats puis le système de régulation de la température seront décrits dans cette partie.

IV.2.1 L'argon liquide dans les cryostats

Le système de cryogénie utilisé par ATLAS pour maintenir l'argon liquide dans les conditions nécessaires au bon fonctionnement des calorimètres est décrit en détails dans [73] et [74]. Le principe repose sur les deux courbes d'équilibres diphasiques de l'argon et de l'azote : l'argon liquide est maintenu sous la température d'équilibre diphasique avec une marge de sécurité d'au moins quatre degrés (cf. figure IV.2) au moyen d'un système de refroidissement à l'azote liquide détaillé par la suite. Schématiquement, la cryogénie de chacun des trois cryostats peut être représentée comme indiqué sur la figure IV.3.

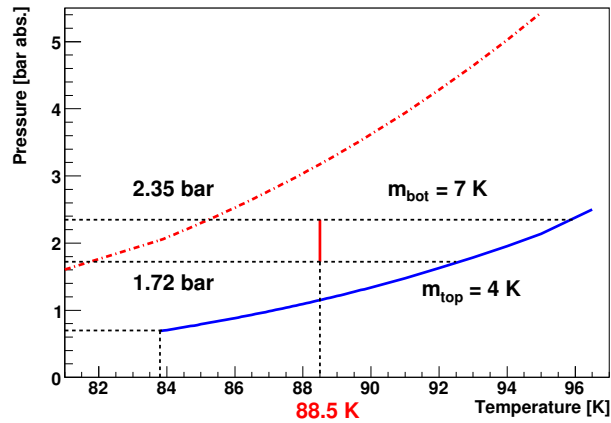


FIGURE IV.2: Courbes d'équilibre diphasique de l'argon (trait plein) et de l'azote (pointillés) et point de fonctionnement du tonneau (88,5K). La pression hydrostatique fait que la marge de sécurité du sous-refroidissement est de 4 K en haut du cryostat et 7 K en bas

Chaque cryostat est connecté par l'intermédiaire d'une ligne de transfert cryogénique à un vase d'expansion d'argon au sein duquel les deux phases liquide et vapeur coexistent. La température à la surface du liquide est voisine de 89,3 K. La pression hydrostatique créée par la hauteur de la colonne de transfert (de l'ordre de 2 m) et du cryostat (4,5 m pour le tonneau) fait que l'équilibre diphasique serait atteint à 92,6 K en haut et à 96,1 K en bas du cryostat tonneau. Les températures citées ici sont celles de l'argon liquide contenu dans le détecteur et qui peut alors être considéré comme immobile. La température de cet argon liquide sera appelée par la suite « température du détecteur » ou bien « température du calorimètre » et ceci pour bien faire la différence avec l'argon liquide situé entre le détecteur et le cryostat et dont la température sera appelée « température du bain d'argon liquide ».

En réalité, l'argon liquide est régulé à une température d'environ 88,5 K, il est donc sous-refroidi par les échangeurs de chaleur à azote liquide situés dans le bain d'argon liquide [74] : le haut du cryostat est sous-refroidi de $m_{\text{top}} \approx 4 \text{ K}$ et le bas de $m_{\text{bottom}} \approx 7 \text{ K}$. Ceci permet d'éviter la formation de bulles de gaz qui sont incompatibles avec un bon fonctionnement du détecteur.

IV.2.2 Le système de régulation thermique

Les échanges thermiques ont été réduits pour minimiser les pertes à la conception des cryostats, mais n'ont pas pu être totalement annulés : les 190000 voies de lecture des calorimètres (transmises au travers de 114 traversées étanches), les surfaces en regard et les pieds qui supportent les enceintes froides dans les enceintes chaudes correspondent au total à des entrées de chaleur équivalentes à 1,9 kW dans le tonneau et 2,5 kW dans chaque bouchon¹ (cf. tableau IV.1). Les pertes dans le reste du système (vases

1. La puissance estimée dans le bouchon prend en compte l'effet des alimentations basse-tension des pré-amplificateurs du HEC immergés dans l'argon (cf. § IV.5.5)

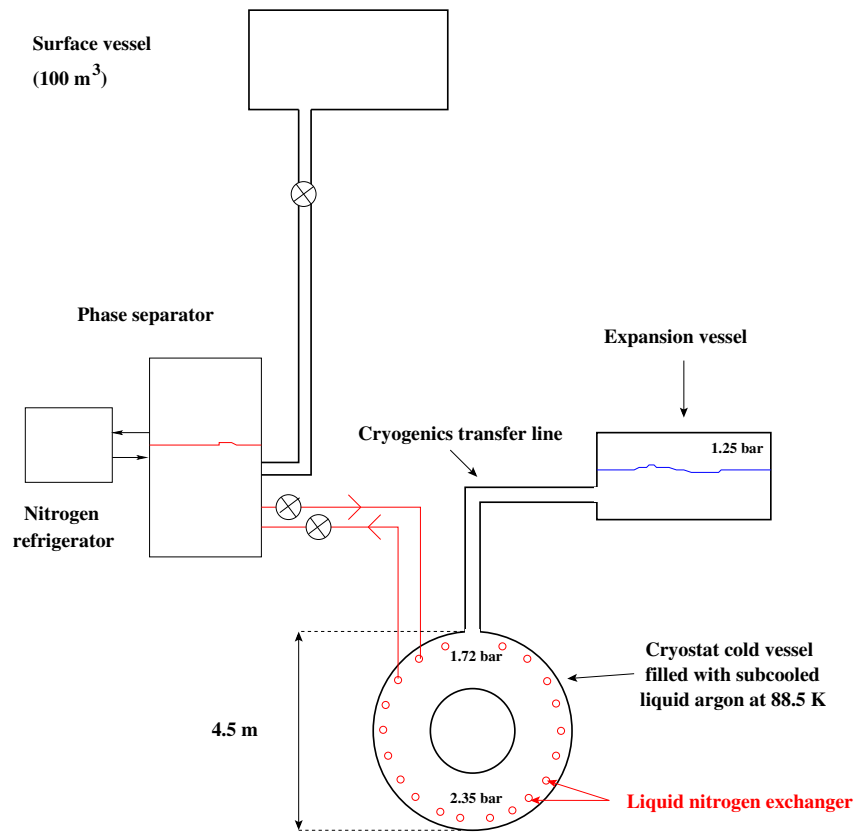


FIGURE IV.3: Représentation schématique du système de cryogénie de la calorimétrie d'ATLAS pour chacun des trois cryostats. Les chiffres correspondent au cas du tonneau

d'expansion, lignes cryogéniques, boîte à vannes...) sont estimées à environ 2,3 kW [74].

Pour compenser ces 9,2 kW de pertes thermiques et maintenir l'argon liquide à température constante, des échangeurs à azote liquide sont disposés entre les détecteurs et les parois internes des enceintes froides (plus un dernier échangeur dans le volume d'argon gazeux du vase d'expansion). La puissance cryogénique est fournie par la vaporisation de l'azote liquide le long de l'échangeur². Le mélange liquide-gaz est ensuite renvoyé à un séparateur de phase et reliquéfié (cf. figure IV.3).

La circulation d'un flux d'azote liquide dans ces échangeurs permet d'abaisser la température de l'argon et donc de décoreller la pression et la température : la pression est fixée par la pression de la vapeur dans le vase d'expansion et par la hauteur de la colonne, tandis que la température est fixée par la pression de l'azote dans les échangeurs. Les échangeurs vont alors engendrer de rapides variations de la température du bain, principalement par convection thermique. Comme l'argon liquide est un mauvais conducteur thermique, la variation de température du détecteur se fera par conduction thermique, à travers le cuivre du détecteur par exemple, ce qui explique que les variations de température du détecteur soient lentes et homogènes (du fait de la masse importante du détecteur).

En régulant la pression et le débit de l'azote liquide dans les échangeurs, on peut ainsi fixer la température de l'argon liquide dans les calorimètres. La pression de l'azote liquide dans les échangeurs varie entre 2,1 et 3,6 bar, ce qui correspond à des températures variant entre 84,1 et 90 K. On peut noter qu'à

2. L'azote qui circule dans l'échangeur étant à saturation, toute chaleur entrant dans l'échangeur se traduit par la vaporisation d'une partie de l'azote liquide à température constante. Le titre en vapeur augmente donc entre l'entrée et la sortie de l'échangeur.

2,1 bar, la température est juste supérieure à 83,9 K, qui est la température du point triple de l'argon³. Dans la réalité, la situation est plus complexe car les flux d'azote liquide dans chaque échangeur (deux pour chaque bouchon et six pour le tonneau) ne sont pas identiques.

Le sous-refroidissement fait que les points haut et bas du cryostat s'éloignent de la courbe d'équilibre diphasique des quantités $m_{top} \approx 4$ K et $m_{bottom} \approx 7$ K (cf. figure IV.2). Cette marge est une réserve de sécurité permettant au système d'accepter des entrées de chaleur d'un certain niveau tout en conservant l'argon à l'état liquide.

Un système de mesure de température propre à la cryogénie a été installé dans chaque cryostat. Il utilise le même type de sondes que celles utilisées par les mesures de précision, décrites en § IV.3.1, mais leur lecture s'effectuant à travers des ADC de 12 bits de résolution, ces sondes ne peuvent donner qu'une précision de 100 mK au mieux. Ce système comprend 28 sondes dans le tonneau et 14 sondes dans chaque cryostat bouchon. Ces sondes sont situées en dehors des détecteurs et ne servent pas à assurer une régulation en température. Celle-ci est faite uniquement par le contrôle de la pression en entrée et en sortie des échangeurs.

Tableau IV.1: Principaux paramètres du système cryogénique à argon liquide d'ATLAS

		Tonneau	Bouchon
Masse froide	(t)	120	2 x 219
Volume d'argon liquide	(m ³)	40	2 x 19
Énergie extraite lors du refroidissement	(GJ)	6,9	2 x 15,7
Apports extérieurs à 88 K	(kW)	1,9	2 x 2,5
Nombre d'échangeur dans l'argon liquide		6	2 x 2

IV.3 Le système de mesure de température

Le système de mesure de température, utilisant des sondes de température de haute précision faites en platine (PT100), plongées dans l'argon liquide, est discuté ici. Les constantes de calibrations initiales et celles calculées dans cette thèse sont aussi comparées. L'emplacement géométrique des sondes est expliqué et les éléments principaux du système d'acquisition et de lecture des données sont exposés.

IV.3.1 Description des sondes PT100 et mesure de résistance

Les sondes de platine PT100 utilisées dans ce système sont composées d'un petit cylindre de céramique de 1,6 mm de diamètre et de 12 mm de long. Ce cylindre est entouré d'un fin fil de platine dont le diamètre et la longueur ont été optimisés afin d'obtenir une résistance de 100 Ω à 0 °C.

Le principe de la mesure repose sur la variation de résistance : la sensibilité de la sonde de platine est maximale aux environs de 80 à 100 K, ce qui est typiquement la gamme de température qui nous intéresse pour le calorimètre d'ATLAS.

Avant toute calibration, les sondes ont toutes subi plusieurs cycles thermiques afin d'améliorer la reproductibilité des mesures : la céramique et le platine ayant, en effet, différents coefficients de dilatation

3. Si la pression descend en dessous de 2,1 bar, on a donc théoriquement la possibilité de former un dépôt d'argon solide autour des échangeurs, ce qui serait problématique puisque l'argon solide est très mauvais conducteur thermique par rapport à l'argon liquide. Dans la pratique, ceci est rendu impossible par la pression de retour des échangeurs fixée à 2,1 bar dans le séparateur de phases (point du circuit de pression le plus bas).

thermique. Chaque sonde a été refroidie jusqu'à 78 K puis réchauffée à température ambiante et cela plus de cinquante fois.

Entre avril 2000 et avril 2001, 700 sondes ont été calibrées à DUBNA [75] : pour chaque sonde, des mesures précises de la résistance ont été réalisées, en fonction de la température (une douzaine de mesures pour des températures allant de 77 K à 300 K). Cette calibration a été faite par groupe de 16 sondes en utilisant un thermomètre absolu ayant une précision de 1 mK. Pour plus de détails sur l'extraction des coefficients de calibration, voir § IV.3.2. La résistance moyenne de toutes les sondes est de $25,045 \pm 0,006 \Omega$ à 88,5 K.

La mesure de la résistance est faite via une mesure quatre-fils, afin de minimiser les effets dus à la résistance des câbles qui amènent le signal des sondes hors des cryostats. Une telle mesure est représentée par la figure IV.4 : une alimentation de 2,5 V, connectée à la masse à travers plusieurs résistances, dont la sonde PT100, fournit un courant principalement défini par R_C qui ne doit pas être particulièrement précis⁴. La mesure des différences de potentiel U_a à travers la sonde PT100 et U_b à travers une résistance R_S très précise et stable (0,1 ppm/deg) nous permet d'extraire la valeur de la résistance de la sonde PT100 sans aucune connaissance du courant. Avec ce système, il n'est pas nécessaire de contrôler la température de l'électronique, ce qui aurait pu être nécessaire pour corriger l'influence d'une variation de température d'un châssis sur toutes les mesures de différence de potentiel. La résistance de la sonde PT100 est obtenue à partir des données brutes, en utilisant cette formule :

$$R_{PT} = R_S \times \frac{U_a}{U_b} - R_0 \quad (IV.1)$$

Le terme additionnel R_0 tient compte de la résistance parasite du système d'acquisition considéré, comme un offset à l'entrée de l'ADC. Ce terme R_0 est toujours inférieur à 10 m Ω et a été mesuré pour chacune des voies de lecture ; la figure IV.5 représente la distribution de cette résistance.

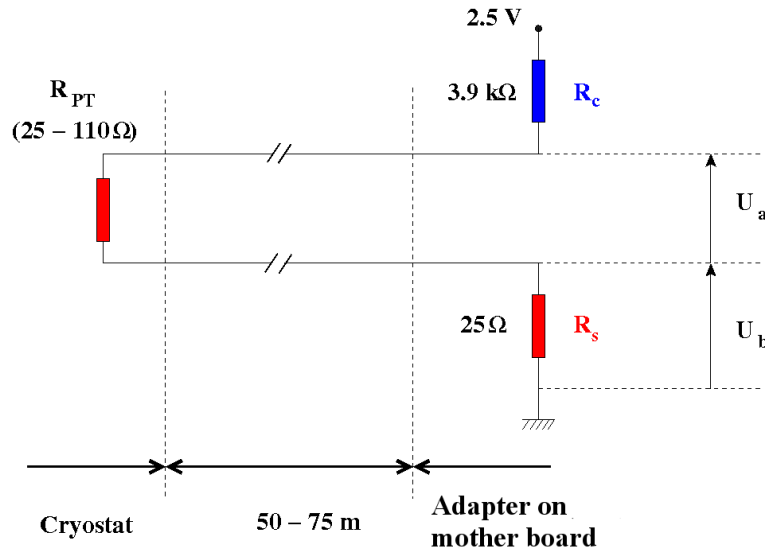


FIGURE IV.4: Schéma expliquant la mesure de la température : la stabilité de R_S est obligatoire, le courant, lui, est fixé par R_C .

4. Ce courant varie de 0,62 mA à température ambiante, jusqu'à 0,63 mA à la température du détecteur.

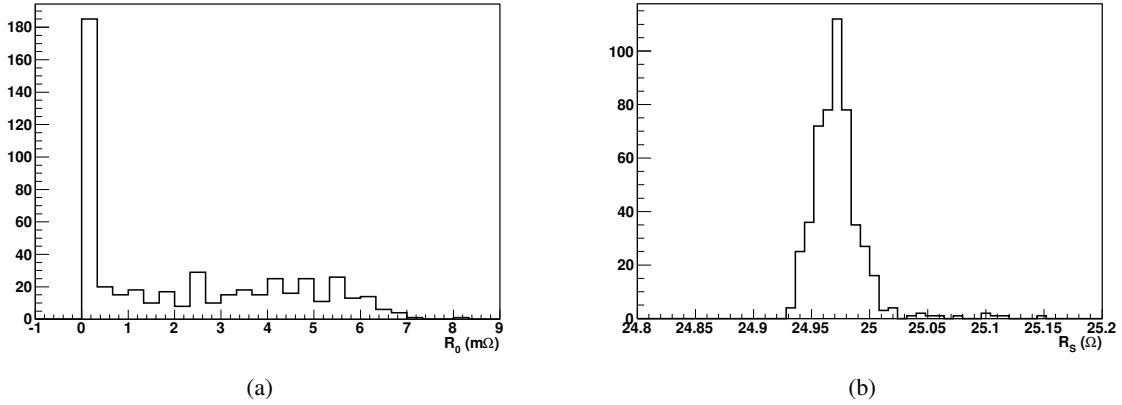


FIGURE IV.5: Distribution de la résistance parasite R_0 dans le système d'acquisition en $m\Omega$ (a) et distribution de la résistance de précision R_S (b).

IV.3.2 Calibration des sondes

Les sondes de température ont été précisément calibrées lors d'une prise de données dédiée à DUBNA (cf. § IV.3.1), en utilisant un polynôme du second degré pour relier la température et la résistance :

$$T = a_0 + a_1 \times R_{PT} + a_2 \times R_{PT}^2 \quad (IV.2)$$

où T est la température mesurée de manière indépendante, R_{PT} est la résistance mesurée de la sonde de platine et a_0 , a_1 , a_2 les coefficients de calibration. Les données brutes de cette campagne de calibration ont été stockées dans une base de données, permettant de ré-extraire les coefficients de calibration à tout moment.

C'est ce que nous avons été amenés à faire durant l'année 2009. En effet, jusqu'à ce moment, les coefficients utilisés étaient calculés sur une gamme de température trop large allant de 77 à 300 K. À partir du moment où les cryostats sont froids, et dans la mesure où les variations de température dans ces conditions de fonctionnement sont beaucoup plus faibles, un nouveau jeu de calibration a été extrait des données de DUBNA, optimisées pour une plage de température de 77 à 110 K (correspondant à une résistance variant de 20 à 30 Ω), avec un minimum de quatre points de données pour chaque sonde.

La figure IV.6 montre les distributions de chacun de ces coefficients, pour les deux jeux de calibration. Pour tous les points de données compris entre 86 K et 90 K, les différences entre les valeurs de température mesurées par DUBNA et celles calculées à partir des calibrations ont été représentées sur la figure IV.7. Avec la nouvelle calibration, un biais de 14,5 mK est corrigé et la dispersion d'une sonde à l'autre est réduit d'un facteur 4. Un exemple de calcul de résidu en fonction de la résistance est présenté sur la figure IV.8. Le nouveau jeu de coefficients de calibration a été mis en place dès le mois de juin 2009 et il est maintenant utilisé par défaut.

IV.3.3 Emplacement des sondes

Les calorimètres à argon liquide sont équipés de 508 sondes au total : 192 dans le tonneau et 158 dans chacun des cryostats bouchons. L'emplacement de ces sondes est résumé ci-dessous.

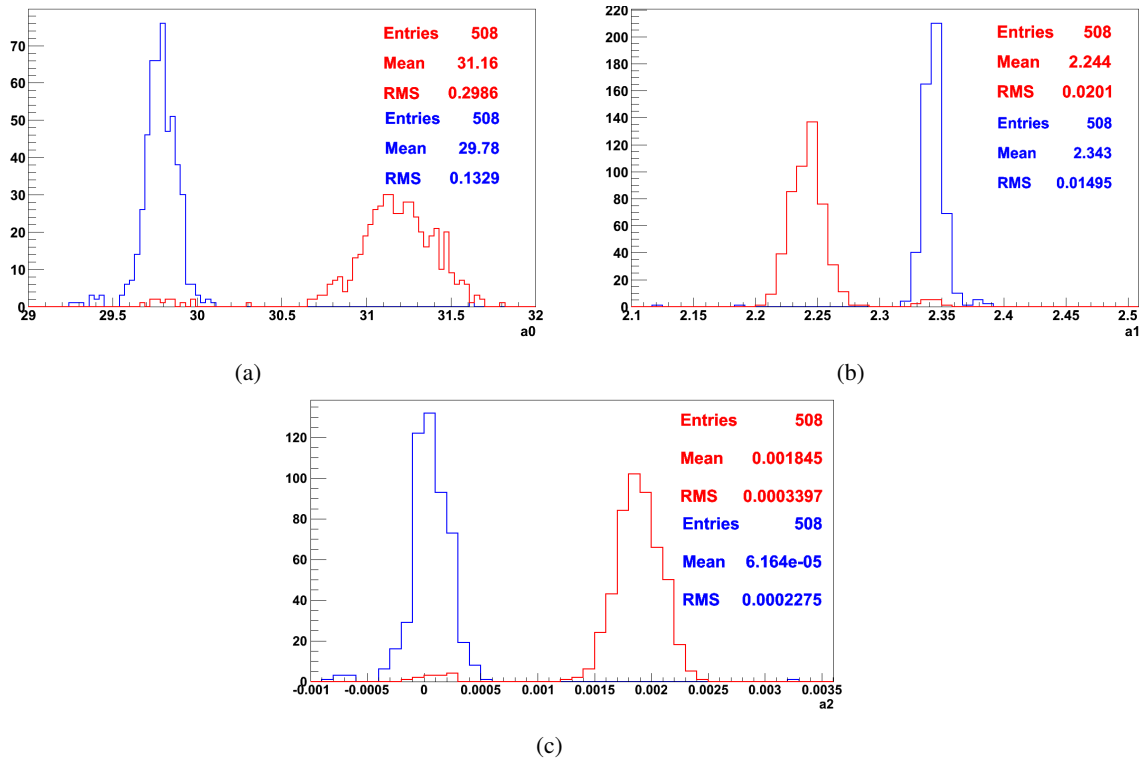


FIGURE IV.6: Comparaison des coefficients a_0 (a), a_1 (b) et a_2 (c) défini dans l'équation IV.2 pour les calibrations avant 2009 (rouge) et celle utilisées dès lors (bleu).

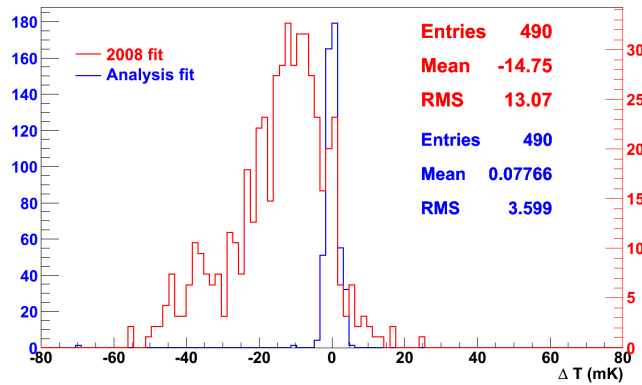


FIGURE IV.7: Résidus calculés entre les données et leur extrapolation soit via le jeu de calibration de 2008 (rouge), soit via le jeu de calibration de 2009 (bleu). Ces résidus sont calculés en utilisant seulement les données comprises entre 86 et 90 K. Toutes les sondes n'ont donc pas de point de calibration dans cet intervalle.

Calorimètre électromagnétique tonneau (EMB)

Chacun des 32 modules du calorimètre contient six sondes PT100. Ces sondes sont situées dans le trente deuxième gap du module (qui en contient 64), sur le côté intérieur des barres G10. Trois sondes sont situées sur le rayon intérieur de l'absorbeur ($r = 1470,8$ mm) pour des valeurs de z de 142, 1618 et 2991 mm. Les trois autres sondes sont, elles, situées sur le rayon extérieur ($r = 2009$ mm) pour des

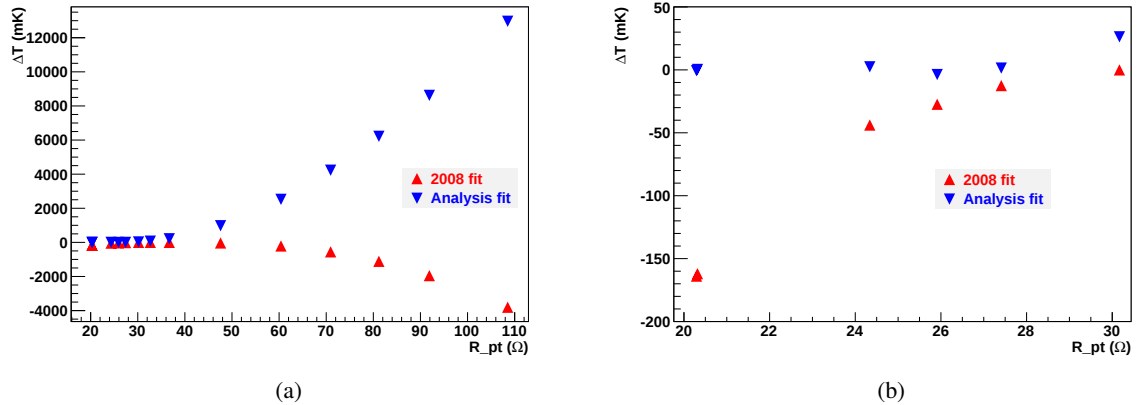


FIGURE IV.8: Résidus spécifiques à la sonde 481, calculés à partir des données et avec l'extrapolation faite soit avec le jeu de calibration de 2008 (rouge), soit avec celui de 2009 (bleu). La figure de droite est un agrandissement sur l'intervalle 20-30 Ω .

valeurs de z de 583, 1848 et 2883 mm (cf. figure IV.9 (a)).

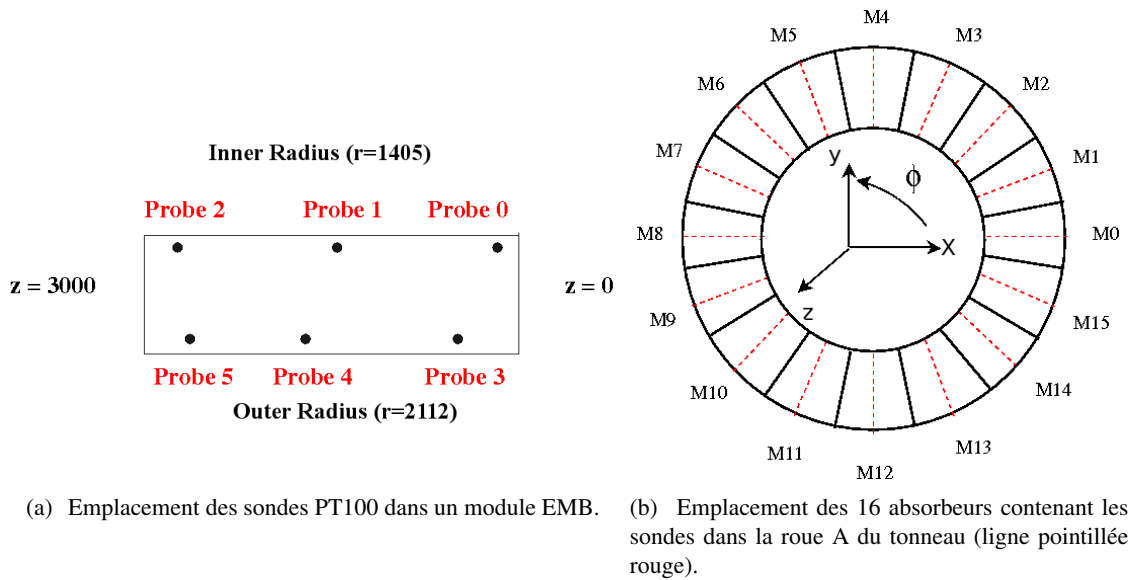


FIGURE IV.9: Description du placement des sondes de température dans le calorimètre électromagnétique tonneau.

La figure IV.9 (b) montre l'emplacement des sondes de température dans la roue du calorimètre électromagnétique tonneau. Les sondes de la roue C sont disposées de la même manière, mais de façon symétrique par rapport à $z = 0$: la roue A (qui contient les modules « M ») et la roue C (qui contient les modules « P ») sont donc identiques (M0 fait face à P8, M4 à P4, etc. . .).

Calorimètres bouchons

Chaque cryostat bouchon contient trois types de calorimètres différents (cf. § III.5.1) : un calorimètre électromagnétique (EMEC), un calorimètre hadronique formé de deux roues (HEC1 et HEC2) et un calorimètre vers l'avant (FCAL), comme décrit sur la figure IV.10.

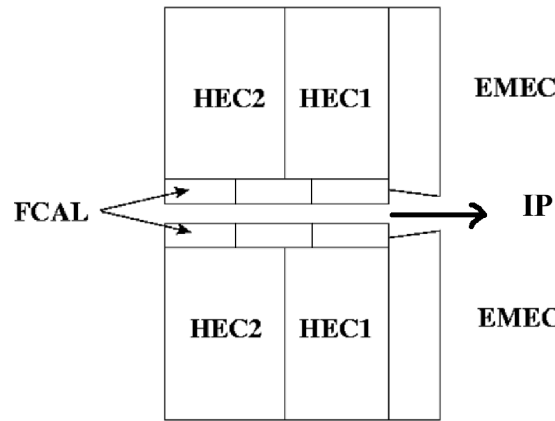


FIGURE IV.10: Organisation des trois différents types de calorimètre dans un cryostat bouchon.

Chaque EMEC est divisé en 8 modules contenant chacun 6 sondes PT100, trois sur la face avant et les trois autres sur la face arrière (cf. figure IV.11 (a) et (b)).

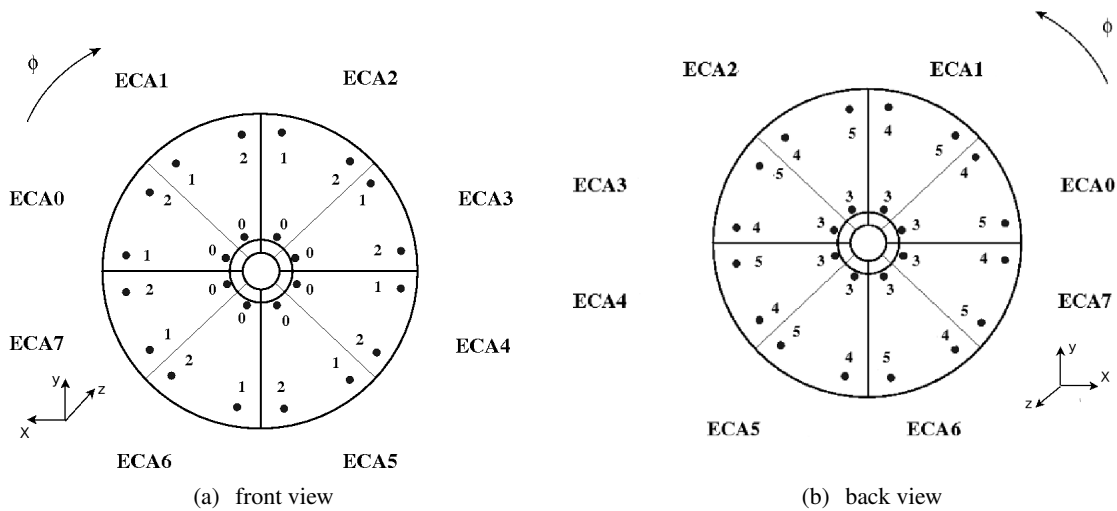


FIGURE IV.11: Schéma du EMEC côté A, vu de l'extérieur. Le EMEC côté C est symétrique par rapport au centre du détecteur ATLAS.

Chaque roue du HEC contient 48 sondes réparties en trois cercles concentriques (cf. figure IV.12). Les sondes de la roue HEC2 sont placées de la même manière mais décalées d'un angle de $\pi/16$. Finalement les 14 sondes utilisées dans le calorimètre vers l'avant sont toutes situées dans le plan vertical (cf. figure IV.13).

IV.3.4 Système d'acquisition et de lecture de la température

Le système d'acquisition de la température (schématisé par la figure IV.16) est basé sur l'utilisation d'ELMB⁵ [76] dont la principale caractéristique est d'être équipé d'un ADC 16 bits, nécessaire pour atteindre la précision requise. Cette ELMB, ainsi que la carte mère générique qui lui est associée, ont été développées au sein même du groupe DCS d'ATLAS.

5. Embedded Local Monitor Board.

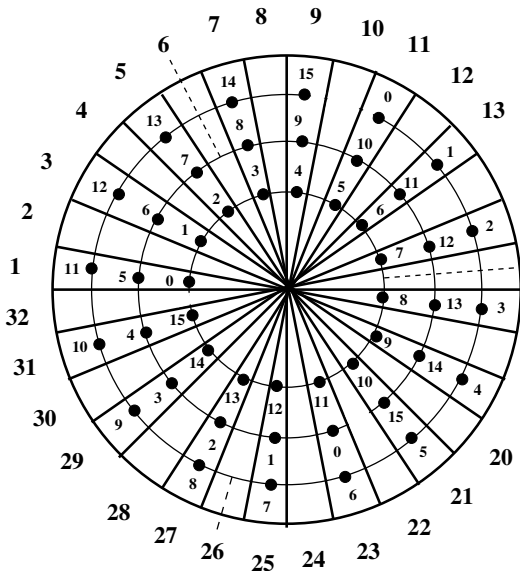


FIGURE IV.12: Emplacement des 48 sondes de la roue HEC1 sur leurs anneaux respectifs.

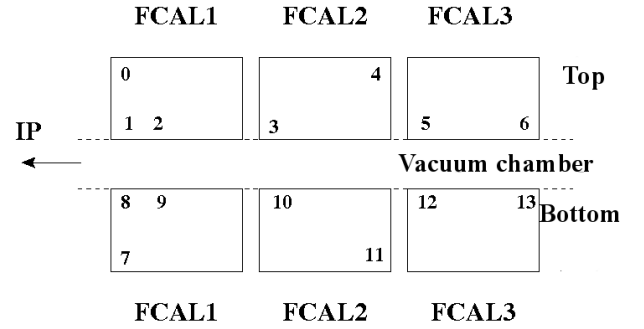


FIGURE IV.13: Emplacement des 14 sondes dans le plan vertical des modules FCAL.

Les signaux (sous forme de différence de potentiel) sont extraits du calorimètre et amenés aux châssis frontaux par l'intermédiaire de traversées étanches. Dans ces châssis, une carte électronique appelée *Temperature Monitoring Board* (TMB) prend en charge les signaux des sondes de température [77]. Cette carte ne sert pas seulement à transmettre le signal aux connecteurs frontaux (cf. figure IV.14), elle permet aussi de filtrer et réduire le bruit de toutes les lignes d'entrées, qui pourrait être perçu par le système de lecture comme un bruit cohérent. Un filtre- π (comme représenté dans la figure IV.15) est placé près du connecteur d'entrée de la TMB dans le châssis. Chaque connecteur de sortie de la TMB (appelé J4, J5 et J6) contient 24 broches et peut donc convoyer jusqu'à six signaux de sondes différentes. Le signal est ensuite transmis depuis ces connecteurs de sortie jusqu'aux ELMB situés dans la caverne de l'expérience ATLAS au moyen de paires de câbles blindés, longs de 50 m pour le calorimètre tonneau mais pouvant aller jusqu'à 75 m dans le cas des bouchons.

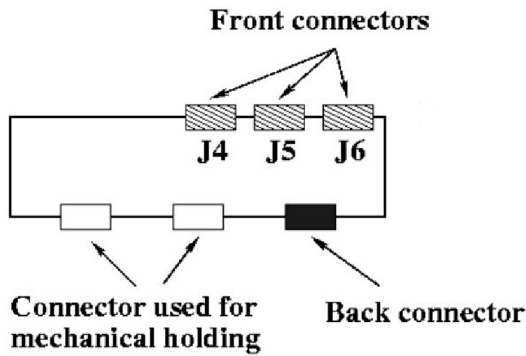


FIGURE IV.14: Schéma d'une TMB située dans les châssis frontaux.

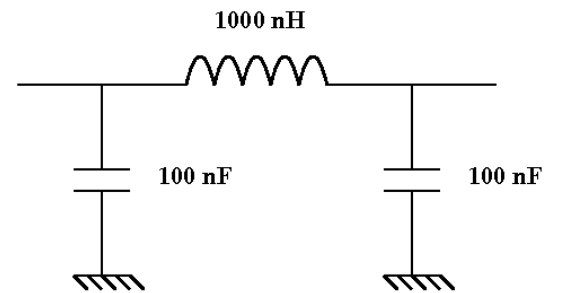


FIGURE IV.15: Filtre présent sur chaque entrée de la TMB.

Les ELMB ont été conçues pour lire 64 voies différentielles. Deux de ces voies servent aux mesures de tensions U_a et U_b nécessaires à la mesure de la résistance des sondes et donc au calcul de la

température (cf. § IV.3.1). Chaque ELMB est branchée sur une carte mère générique possédant quatre connecteurs d'entrée. Chaque connecteur d'entrée, qui va lire un des connecteurs de sortie d'une TMB, est divisé en quatre groupes de quatre voies d'ADC (ce qui équivaut à dire quatre groupes de deux sondes de température). Ces groupes sont appelés les *adaptateurs*. La résistance R_S décrite en § IV.3.1 est placée dans cet adaptateur. De plus, comme il n'y a que six sondes transmises par connecteur de sortie de TMB, cela signifie qu'il y a au moins un adaptateur inutilisé pour chaque connecteur d'entrée d'une ELMB.

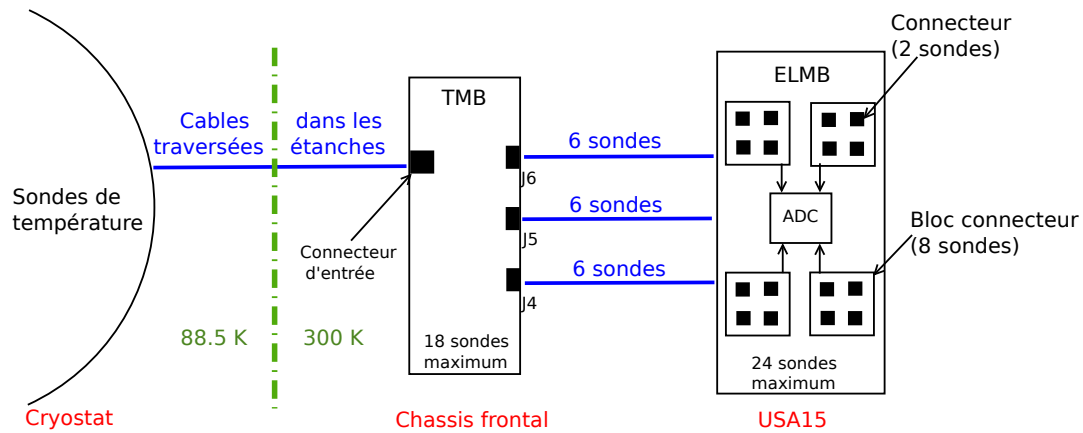


FIGURE IV.16: Schéma représentant les différentes étapes permettant l'acquisition du signal, depuis la sonde de température dans le cryostat vers les ADCs.

L'ADC opère à une fréquence très basse (1,88 Hz). Le système d'acquisition utilise "PVSS" et écrit les données dans une base de données ORACLE. En 2008 les température ainsi que les données brutes (U_a et U_b) étaient stockées dans la base de données toutes les minutes, si la valeur changeait d'un certain seuil par rapport à la valeur précédente (cf. § IV.3.1). À partir de la mi-2009, les données brutes n'ont plus été écrites qu'une fois toutes les trente minutes, permettant ainsi, en cas de problème, de surveiller la bonne utilisation des calibrations par le système tout en réduisant la quantité de données à stocker.

IV.4 Statut des sondes de température de l'argon liquide

IV.4.1 Nombre de sondes opérationnelles

À l'origine, le calorimètre à argon liquide était équipé des 508 sondes de température, cependant plusieurs d'entre elles étaient déjà connues comme inefficaces, principalement pour des raisons mécaniques dues aux contraintes thermiques pendant, soit l'installation, soit le refroidissement du cryostat (cf. § IV.3.1). Le nombre de sondes opérationnelles à la fin du mois de février 2009 est résumé dans le tableau IV.2. Bien que ces sondes soient principalement distribuées de manière aléatoire, on peut distinguer deux régions où le dysfonctionnement est systématique :

- toutes les sondes de deux modules du calorimètre électromagnétique tonneau, côté A (M3 et M6).
- chaque roue du HEC possède trois sondes inutilisables (soit 12 sondes au total) du fait d'un défaut dans la conception des cartes électroniques des châssis frontaux. La dernière voie a en effet été connectée à la masse.

6. Ce nombre correspond au nombre de sonde émettant un signal. Toutefois certaines de ces sondes ont été considérées comme ne fonctionnant pas au vu de l'évolution très instable de leurs mesures vis-à-vis de la température moyenne.

7. Une sonde s'est arrêtée de fonctionner en octobre 2008 sans que l'on en comprenne la raison.

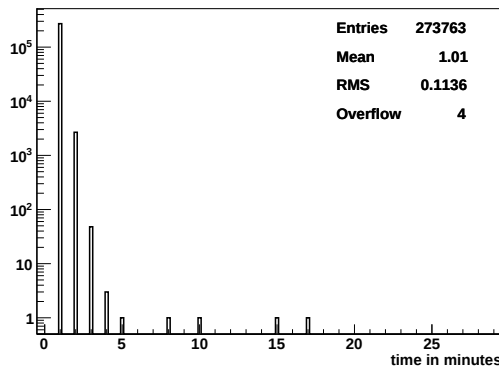
Tableau IV.2: Nombre de sondes de température opérationnelles à la fin du mois de février 2009.⁶

	EMB A	EMEC A	HEC A	FCAL A
Sondes fonctionnant	79 / 96	45 / 48	88 / 96	10 / 14
	EMB C	EMEC C	HEC C	FCAL C
Sondes fonctionnant	85 ⁷ / 96	44 / 48	88 / 96	10 / 14

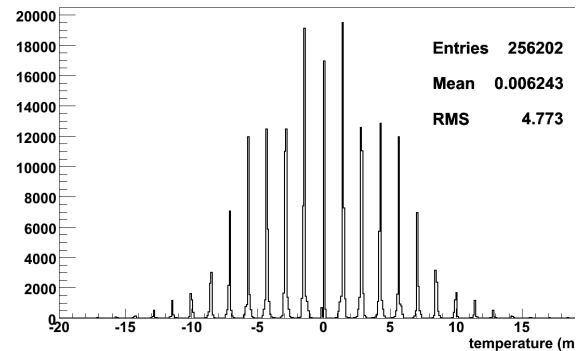
IV.4.2 Caractéristique des sondes PT100

La figure IV.17 (a) montre la différence de temps entre deux mesures consécutivement écrites dans la base de données, dans le cas d'une sonde typique : la plupart du temps, chaque mesure faite est inscrite dans la base de données. On peut toutefois constater la présence d'une queue dans cette distribution allant jusqu'à 5 minutes avec même certains points pouvant aller au-delà de 30 minutes (ils seront expliqués en § IV.5.1).

Afin de pouvoir comparer les températures à des temps précis, mais aussi pour réduire les fluctuations statistiques, une moyenne sera effectuée par sonde, sur une période de 30 minutes (ou bien sur une période spécifiée dans le cas contraire). La différence de température entre deux mesures consécutivement écrites dans la base de données est représentée par la figure IV.17 (b) : l'aspect de peigne de Dirac s'explique par le système de lecture puisqu'un ADC 16 bits travaillant sur une gamme de 25 mV à une résolution de $0,4 \mu\text{V}$, soit 1,5 mK. C'est ce que l'on pourrait appeler la meilleure précision atteignable par le système pour une mesure (cf. § IV.3.1). La largeur de chaque pic s'explique par le fait que la température est calculée comme le rapport de U_a sur U_b .



(a)



(b)

FIGURE IV.17: Différence de temps (gauche) et de température (droite) entre deux mesures consécutivement écrites dans la base de données, dans le cas d'une sonde typique et sur une période de neuf mois.

IV.5 Évolution de la température des calorimètres

Le système de mesure de la température est opérationnel depuis la fin de l'année 2007. Les données obtenues sur une période de neuf mois ont été utilisées pour étudier en détails son fonctionnement :

plusieurs tendances générales sont présentées avant de discuter les origines de certaines variations observées. Les performances du système de régulation cryogénique et du système de surveillance, sur une période stable comme celle attendue pour les prises de données d'ATLAS, sont résumées à la fin de cette partie.

IV.5.1 Tendance générale des mesures de température de détecteur

La température moyenne de chaque calorimètre⁸ est présentée par la figure IV.18, sur une période de neuf mois. Quelques observations générales peuvent être faites :

- pendant certaines périodes, résumées dans le tableau IV.3, des interventions ou des activités de maintenances ont été effectuées sur PVSS, empêchant l'écriture des données dans la base de données.
- la température moyenne de chaque cryostat est différente.
- plusieurs évolutions brutales de la température sont observées, jusqu'à 300 mK. Certaines sont très corrélées entre cryostat (particulièrement concernant les cryostats bouchons). Une recherche des causes de ce type de variation sera exposée plus tard.

Tableau IV.3: Période sans données de température dans la base de données entre le 1^{er} juillet 2008 et le 31 mars 2009 (les heures indiquées sont approximatives).

Début de période sans données →		Fin de période sans données	
22/07/08	~14h	→	23/07/08 ~14h
20/08/08	~14h	→	22/08/08 ~14h
24/10/08	~14h	→	27/11/08 ~13h
05/02/09	~18h	→	13/02/09 ~10h
26/02/09	~18h	→	05/03/09 ~18h

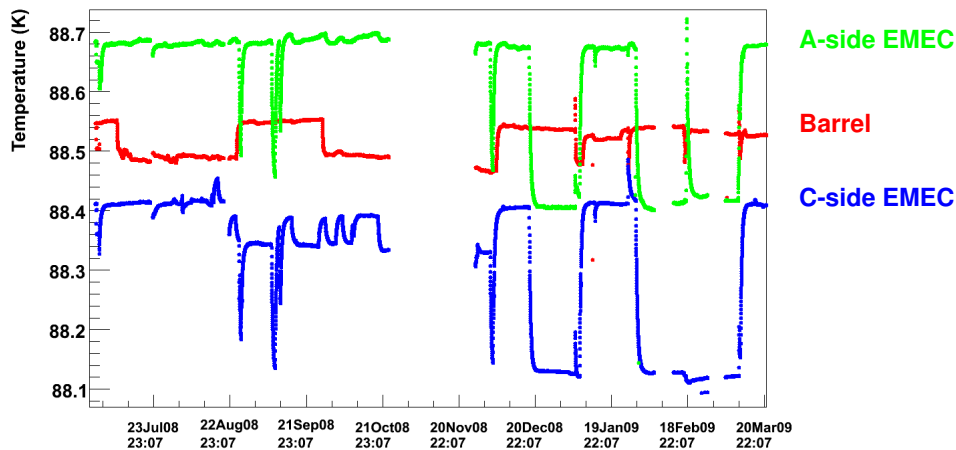


FIGURE IV.18: Comparaison entre les températures moyennes du EMEC côté A (points verts), de l'EMB (points rouges) et du EMEC côté C (points bleus) pendant neuf mois.

8. Moyenne de toutes les sondes en fonctionnement.

IV.5.2 Problème d'accès à la base de données de calibration

Comme précédemment discuté § IV.3.4, deux types de données sont écrites et stockées dans la base de données ORACLE : les données brutes (U_a et U_b de l'équation IV.1) et les données de température calculées en ligne. Ces dernières sont calculées directement par les serveurs dédiés en ligne à partir des différences de potentiel U_a et U_b en utilisant les coefficients de calibration de chaque sonde. Il arrive que le serveur redémarre de manière automatique ; dans ce cas, nous avons constaté que le calcul en ligne des températures ne prenait pas en compte les coefficients de calibration de chaque sonde individuelle mais des valeurs identiques pour chacune d'elles. Ce genre d'effet est facilement identifiable en comparant les données de température aux données brutes auxquelles on applique la calibration individuelle de chaque sonde (cf. figure IV.19). Deux périodes de ce genre, caractérisées par une chute brutale des températures, ont été identifiées pendant les neuf mois. Pour pallier à ce problème, un script spécial a été écrit afin de recharger les bons jeux de calibration.

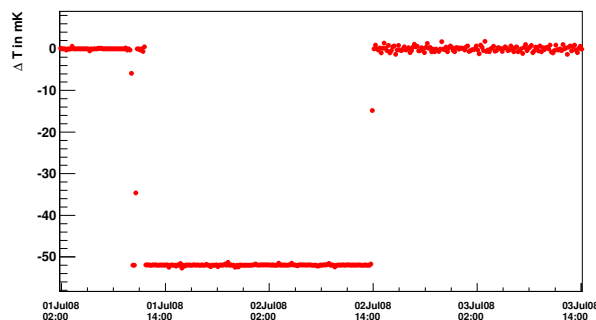


FIGURE IV.19: Différence de température entre les données stockées dans la base de données et celles recalculées hors-ligne en utilisant les jeux de calibration corrects. Cette variation qui apparaît de manière simultanée sur toutes les sondes est de 50 mK en moyenne.

IV.5.3 Effets d'oscillations de certaines sondes

Certaines sondes présentent un phénomène d'oscillation (cf. figure IV.20) caractérisé par une amplitude allant jusqu'à 20 mK et une période d'environ 1 heure et demie. Ces sondes sont groupées par 6 sur un même connecteur de TMB. Cependant, en apportant une plus grande attention, l'effet ne semble vraiment cohérent (phase et amplitude) que par groupe de deux sondes (sondes appartenant au même adaptateur sur l'ELMB). En fait, sur les quatre adaptateurs d'un connecteur d'entrée d'ELMB, seul trois sont utilisés pour la lecture des températures. Il faut donc impérativement, afin d'éviter toute réflexion ou bruit qui pourrait être commun à toutes les voies, terminer l'impédance de cet adaptateur. Ces terminaisons ont donc toutes été vérifiées au début de l'année 2009. Le problème persiste et compte tenu de l'accès limité, d'autres tests n'ont pas pu être effectués. L'amplitude et la fréquence de ces effets ne sont pas une limitation au fonctionnement du calorimètre.

IV.5.4 Effets liés à la cryogénie

Le refroidissement des calorimètres est permis par la vaporisation de l'azote liquide circulant dans les échangeurs de chaleur. La pression de saturation dans les échangeurs de chaque cryostat est régulée de manière indépendante. Dans des conditions normales de fonctionnement, le mélange liquide-gaz des échangeurs de chaleur en sortie d'un cryostat retourne dans un séparateur de phases situé dans la caverne souterraine pour y être à nouveau liquéfié par un réfrigérateur. Dans un souci de refroidissement continu,

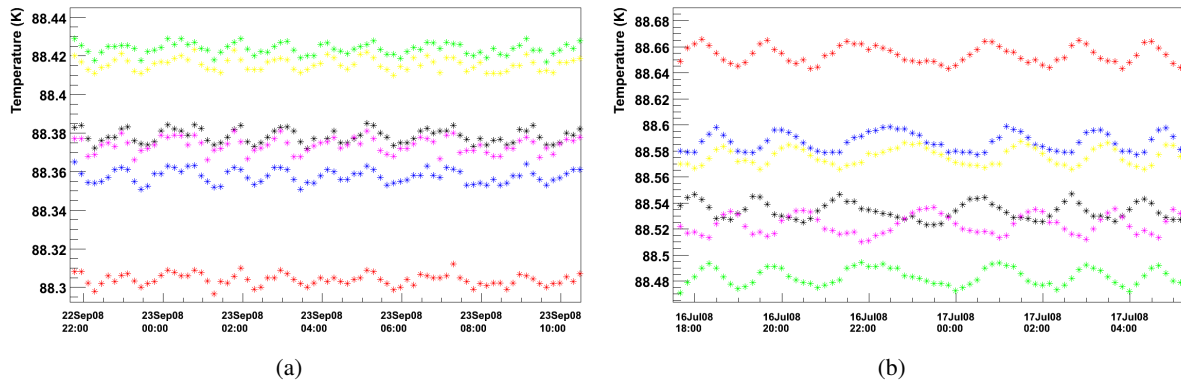


FIGURE IV.20: Sondes de température intérieures de la roue HEC (a) et du module tonneau M0 (b) partageant le même connecteur de TMB. Les sondes peuvent être groupées deux par deux, rouge avec noir, vert avec bleu et enfin jaune avec violet.

deux réservoirs d'azote liquide situés à la surface peuvent prendre en charge l'approvisionnement en azote liquide pendant la maintenance annuelle du réfrigérateur, ou dans le cas d'une avarie.

Comme on peut le voir sur la figure IV.21 (a), le basculement d'un fournisseur d'azote liquide à l'autre, engendré par un problème de service (problème électrique, refroidissement à l'eau...) peut entraîner une courte (quelques heures tout au plus) perturbation de la température du tonneau de moins de 10 mK. Dans le cas d'un problème technique concernant la cryogénie, avec interruption du flux d'azote liquide, la perturbation engendrée sur la température du tonneau peut atteindre les 50 mK et peut alors durer entre 1 et 2 jours. Ce genre de problème peut occasionnellement avoir lieu pendant les prises de données. Durant les neuf mois analysés (cf. figure IV.18), environ 50% des perturbations de la température du tonneau peuvent être corrélées à des perturbations de la cryogénie. Ces perturbations ont toutes eu lieu entre janvier et mars, pendant la période d'arrêt où les réparations ont eu lieu.

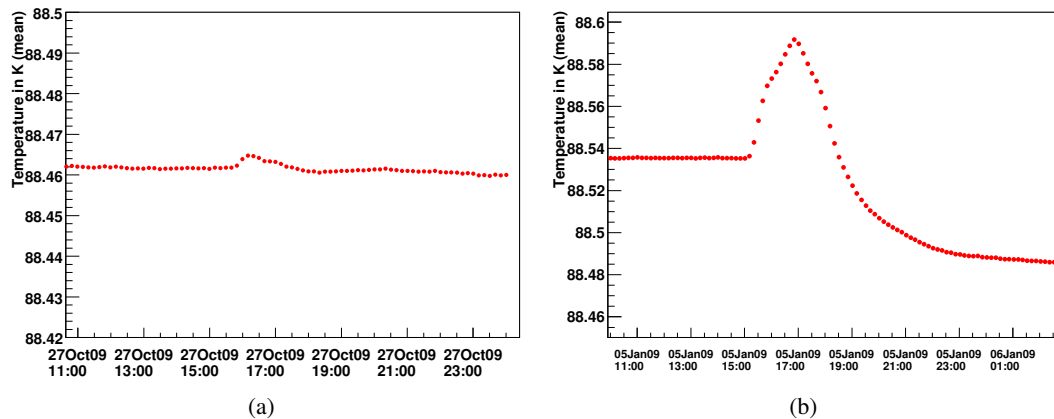


FIGURE IV.21: Température moyenne du tonneau quand le système de refroidissement à azote liquide est arrêté, puis redémarré depuis les réservoirs à la surface. La figure de gauche représente le cas d'un arrêt de service tandis que celle de droite représente le cas d'un arrêt de la circulation d'azote liquide.

Afin d'éviter la condensation d'eau sur les connections électriques au niveau des châssis frontaux, chaque traversée étanche contient un système de chauffage. La puissance totale dissipée est de l'ordre de 650 W pour le tonneau et 250 W pour chacun des bouchons (environ 10 à 15 W par traversée étanche). Cela peut aussi engendrer de faibles variations de température si ces chauffages ne sont pas utilisés de

manière continue. Cependant, durant ces neuf mois le chauffage d'une seule traversée étanche a été arrêté pendant 30 minutes, laps de temps trop court pour observer la moindre variation.

IV.5.5 Effets des alimentations basse-tension du HEC

Contrairement au calorimètre électromagnétique et vers l'avant, le calorimètre hadronique bouchon utilise des pré-amplificateurs froids GaAs situés dans l'argon liquide même, à l'arrière de chaque roue (2816 voies par cryostat). Ces pré-amplificateurs sont branchés à des alimentations basse-tension (LVPS) situées hors des cryostats, près des châssis frontaux, elles-même reliées à des alimentations 300 V situées dans l'USA15. La puissance dissipée par chacun des pré-amplificateurs avoisine les 200 mW, amenant quelques 600 W⁹ de puissance dans le cryostat. La puissance de refroidissement étant constante, la température d'équilibre sera plus grande lorsque les pré-amplificateurs seront allumés (cf. figure IV.22 (a)). Les variations induites (entre 200 et 300 mK) sont plus petites du côté A (cf. tableau IV.4) et peuvent aussi varier d'une période à l'autre. La constante de temps de cet effet a aussi été calculée à l'allumage, mais aussi à l'extinction des pré-amplificateurs, en utilisant une loi exponentielle (cf. figure IV.22 (b)). Dans tous les cas la constante de temps extraite est grande, entre 12h30 et 13h30, ce qui semble indiquer une thermalisation de toute la masse du calorimètre. La température du calorimètre ne revient alors à un état de stabilité que 36 heures après les modifications faites sur ces alimentations basse-tension. Il est donc souhaitable de prévoir un délai suffisant entre le démarrage des alimentations et la prise de données.

Tableau IV.4: Valeur moyenne des variations de température des cryostats bouchons A et C pour deux différentes périodes.

	Bouchon C	Bouchon A
30/04/08 → 05/05/08	282 mK	235 mK
17/12/08 → 30/12/08	277 mK	268 mK

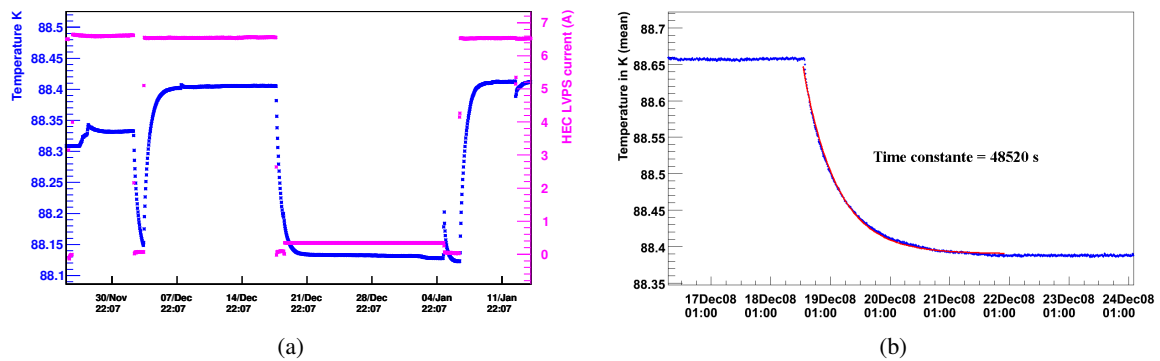


FIGURE IV.22: Température moyenne du EMEC côté C (points bleus) et courant émis par les alimentations 300 V (points violets) en fonction du temps (a). Extraction de la constante de temps en utilisant une loi exponentielle (b). La température est moyennée sur 10 minutes.

9. Une mesure faite sur les cryostats bouchons côté A et C donnait respectivement 570 W et 590 W.

IV.5.6 Effets du champ magnétique

Durant la période analysée de neuf mois, les champs magnétiques des toroïdes et du solénoïde ont été allumés et éteints plusieurs fois. Les sondes PT100 ne sont normalement pas sensibles au champ magnétique¹⁰, bien qu'il n'existe aucune mesure faite dans les conditions d'ATLAS, c'est-à-dire à 88,5 K, dont le champ soit parallèle à l'axe des sondes (sauf dans le cas des HEC) et ayant une intensité de 0,1 à 0,4 T.

Aucun effet n'a été observé lorsque seul le solénoïde est allumé. En revanche, dans le cas où les toroïdes sont activés, on constate une augmentation de la température dans les cryostats bouchons, comme le montre la figure IV.23. Cet effet est plus important du côté C (≈ 45 mK) que du côté A (cf. tableau IV.5). Pour un cryostat bouchon donné, chaque sonde réagit de la même manière, quel que soit le type de calorimètre sur lequel elle est fixée. De même que pour les variations dues aux alimentations basse-tension du HEC, la constante de temps de cette évolution a été calculée (cf. figure IV.24) : elle est comprise entre 12h et 13h pour toutes les sondes, ce qui suggère à nouveau un effet de refroidissement par la masse du cryostat.

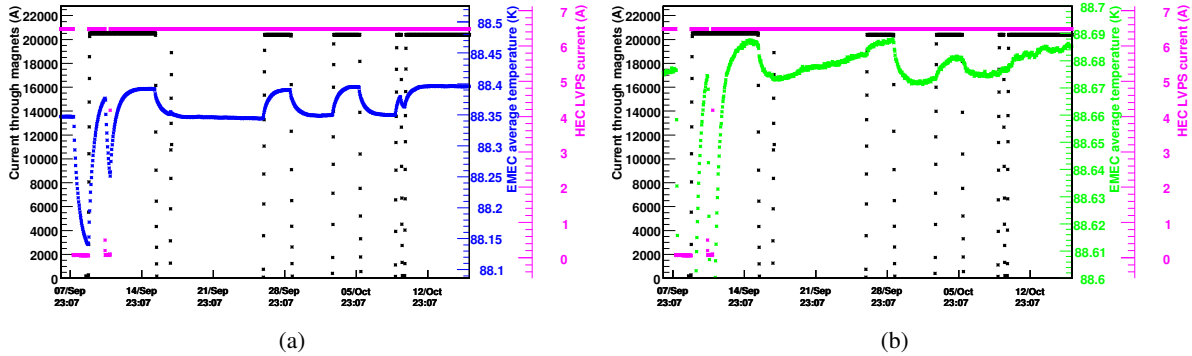


FIGURE IV.23: Courant émis par les alimentations 300 V (points violets), courant passant à travers les toroïdes (points noirs) et température moyenne du EMEC côté C (a) ou du côté A (b).

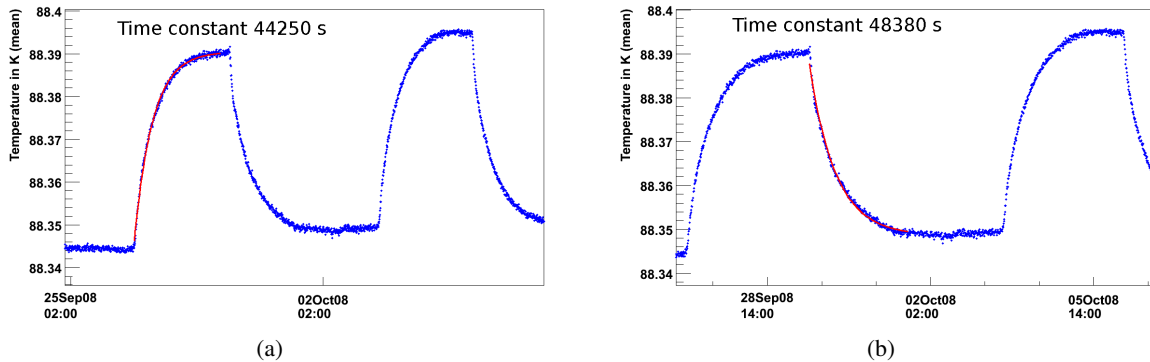


FIGURE IV.24: Extraction de la constante de temps, en utilisant une loi exponentielle dans le cas d'une montée de champ (a) et d'une descente de champ (b) sur la température moyenne du EMEC côté C (un point toute les dix minutes).

10. En extrapolant une mesure déjà existante, faite avec un champ de 25 kG sur une gamme de température allant de 20 à 55 K, la limite supérieure sur la variation de température est au niveau du pour mille.

Tableau IV.5: Valeur moyenne des variations de température pour les côtés A et C, pour chacun des types de calorimètre lorsque le champ magnétique des toroïdes est allumé/éteint.

	Global	EMEC	HEC	FCAL
Côté C	44,8 mK	45,6 mK	44,4 mK	44,6 mK
Côté A	6,4 mK	6,1 mK	6,6 mK	5,7 mK

Cet effet n'est pas dû à des variations de température dans les cryostats, mais à la manière dont la température est régulée. L'azote liquide, contenu dans les échangeurs et servant à refroidir l'argon du bain, est maintenu dans un état diphasique liquide-gaz. La régulation dans les cryostats peut être changée en modifiant deux propriétés de cet azote : la vitesse d'écoulement et la pression dans l'échangeur. Les capteurs de pression contrôlant l'ouverture des vannes des échangeurs à azote liquide ont été blindés durant l'arrêt technique d'hiver 2010, du côté C. Les premières variations de champs de 2011 ont alors montrées que cette opération a permis de rendre indépendant du champs magnétique les températures dans les cryostats bouchons, comme le montre la figure IV.25. Il est prévu de placer un blindage équivalent du côté A lors du prochain arrêt technique (pendant l'hiver 2011).

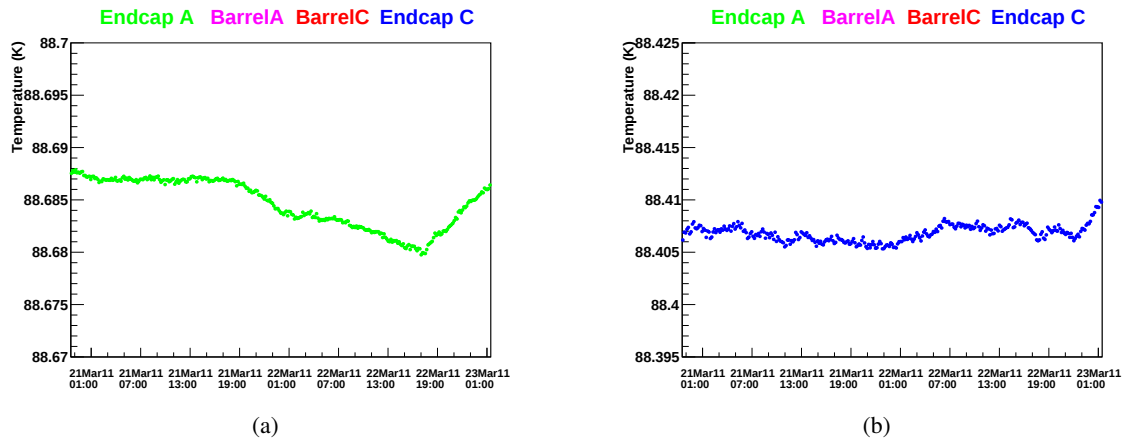


FIGURE IV.25: Évolution de la température des cryostats bouchons côté A (a) et côté C (b) lors d'une variation de champ magnétique, après avoir blindé les capteurs régulant la pression d'azote liquide dans les échangeurs du côté C.

Pour conclure, l'ensemble des effets décrits de § IV.5.2 à § IV.5.7 permet d'expliquer le comportement des températures de la figure IV.18.

IV.5.7 Performance sur une période stable

La plupart des effets observés et décrits précédemment ne sont pas censés arriver pendant la prise de données (le champ magnétique doit toujours être allumé, tout comme les alimentations basse-tension des HEC). Pour connaître les performances du système global (c'est-à-dire de la régulation cryogénique et du système de mesure) une période stable de 10 jours a été choisie pour ses similitudes avec les périodes de prises de données. Pour chaque sonde la température est moyennée sur 10 minutes, afin de diminuer les bruits de lecture (une réelle variation de température ne pourrait pas durer seulement quelques minutes). La dispersion correspondante de chaque sonde est montrée sur la figure IV.26. La dispersion moyenne de toutes les sondes du système de mesure est alors de 1,5 mK, ce qui montre une excellente stabilité de mesure dans le temps.

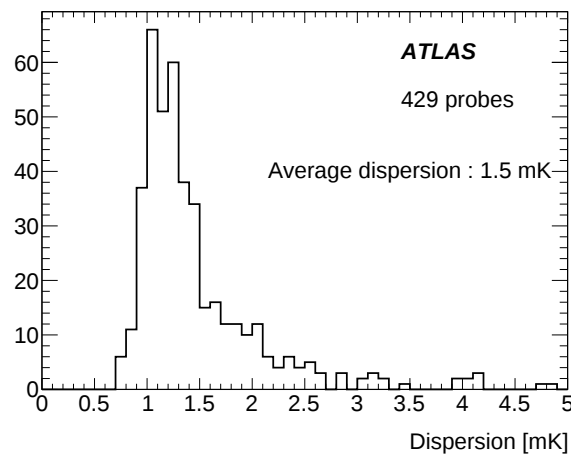


FIGURE IV.26: Distribution des dispersions de chacune des sondes de température de tous les cryostats pendant une période stable de 10 jours.

La dispersion de toutes les sondes d'un même cryostat, qu'on appellera homogénéité, et qui représente les variations de température au sein de ce cryostat, sont toutes inférieures à 100 mK. Ce résultat, bien meilleur que les 660 mK attendus pendant la conception du système de régulation cryogénique [78], permet d'obtenir le niveau de précision requis sur le terme constant de mesure d'énergie sans appliquer de correction. La figure IV.27 représente cette homogénéité dans les trois cryostats pendant la période stable de 10 jours. L'homogénéité dans chacun des bouchons est quelque peu meilleure que celle du tonneau. Cela peut être dû au fait que les absorbeurs du HEC sont principalement faits de cuivre, qui est un excellent conducteur thermique.

Le tableau IV.6 montre les valeurs moyennes des températures et les valeurs d'homogénéité, pendant la période stable, dans chacun des cryostats. Comme précédemment constaté dans la figure IV.18, les températures moyennes des cryostats sont toutes différentes : le cryostat bouchon côté C est plus froid que le cryostat tonneau, lui-même plus froid que le cryostat bouchon côté A. Ceci est principalement dû à la manière dont l'azote liquide est régulé.

Tableau IV.6: Température moyenne et homogénéité des différents cryostats dans les conditions de prise de données.

	Bouchon côté A	Tonneau	Bouchon côté C
Température moyenne (K) ¹¹	88,67	88,53	88,45
Homogénéité (mK)	47	59	52

La présence d'un possible gradient ou d'une possible asymétrie de température, selon l'axe z , l'angle ϕ ou encore le rayon, a été envisagée et investiguée sur cette période stable. Les sondes de températures de chaque demi-tonneau ont été réparties en quatre groupes, comme montré dans la figure IV.28 et ceci afin d'étudier de possibles effet hauts-bas, droite-gauche. De même les sondes des rayons internes et externes sont utilisées séparément. La figure IV.29 montre pour chacun des demi-tonneaux les variations

¹¹. Ces valeurs moyennes sont calculées en utilisant les valeurs moyennes des distributions de la figure IV.27. Pour les cryostats bouchons, le nombre prend en compte les effets des alimentations basse-tension des HEC (~ 270 mK pour le côté A et ~ 280 mK pour le côté C) mais aussi l'effet du champ magnétique toroïdal (~ 45 mK pour le bouchon côté C) qui seront allumés lors des prises de données.

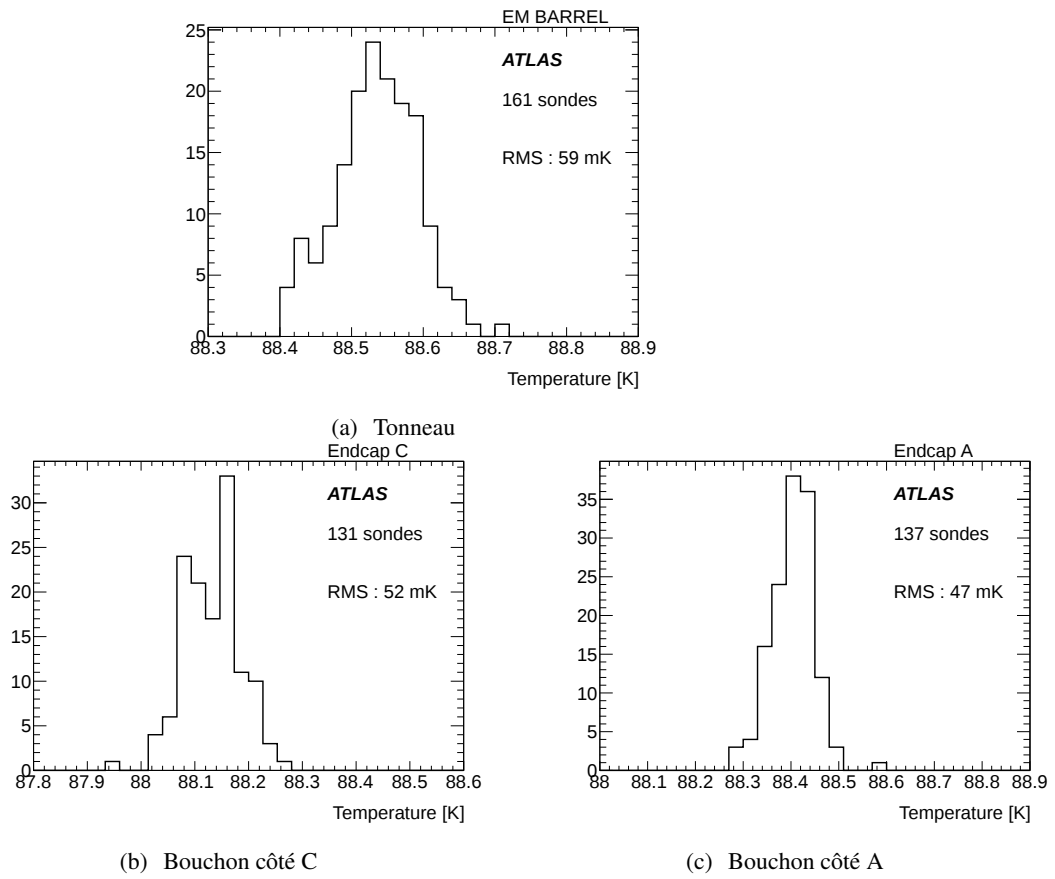


FIGURE IV.27: Distribution de la température moyenne mesurée par chacune des sondes pendant une période de 10 jours stables (les alimentations basse-tension du HEC étaient alors éteintes).

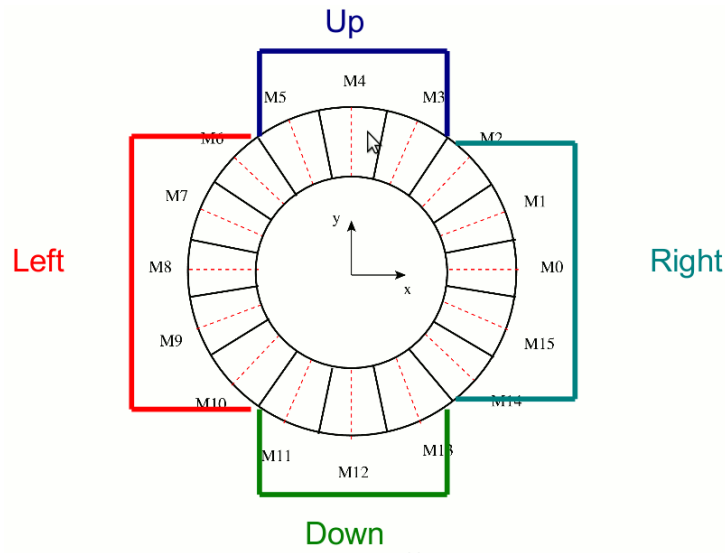


FIGURE IV.28: Répartition des modules en quatre groupes pour le tonneau côté A.

de ces moyennes :

- alors que le côté A semble avoir un gradient haut-bas de 50 mK qui pourrait être compatible avec la stratification de liquide plus chaud en haut, la mesure des sondes extérieures en bas du côté C va clairement à l'encontre de cette hypothèse, empêchant toute conclusion.
- de telles distributions droite-gauche auraient pu être expliquées par exemple par le fait que l'azote liquide entre d'un côté du cryostat et ressorte de l'autre, mais aucune corrélation claire n'a pu être établie.

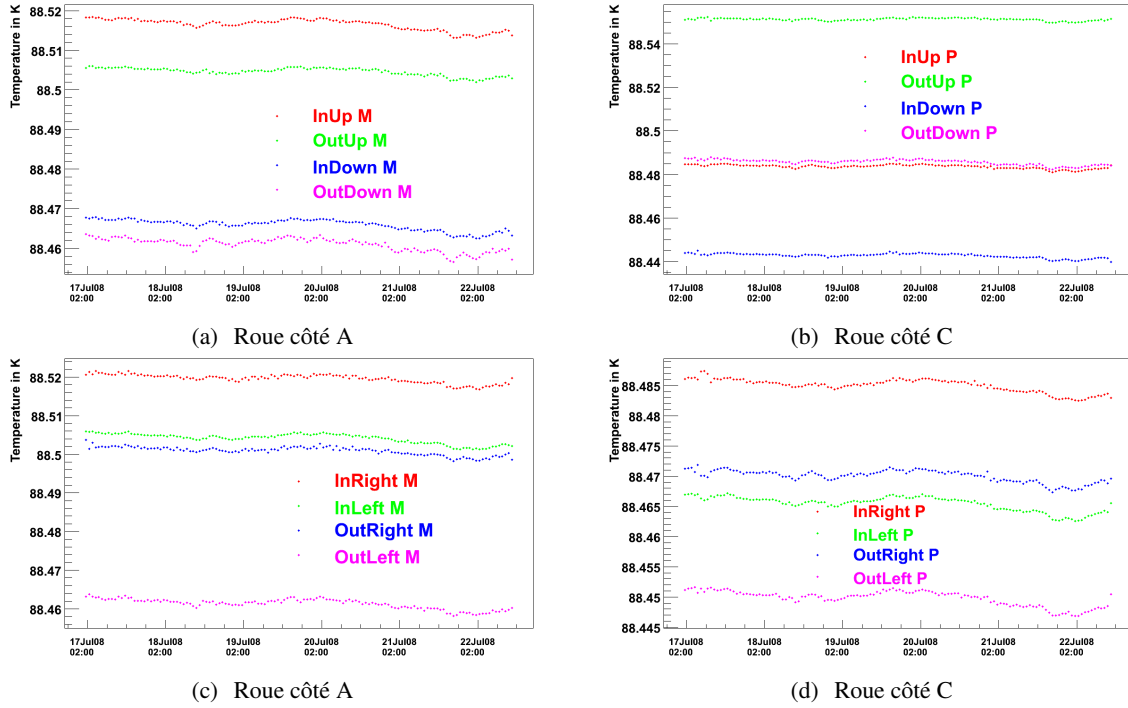


FIGURE IV.29: Comparaison des températures moyennes interne et externe pour chacun des demi-tonneaux, pour les sections hautes et basses (a et b), et pour les sections droites et gauches (c et d).

La prédiction d'un gradient ou d'une non-uniformité de température au sein d'un calorimètre est un problème complexe [79] pour lequel il faut convoluer la position des échangeurs à azote avec la position des traversées étanches, la convection dans le bain d'argon liquide, la conduction dans le détecteur et une influence possible du solénoïde à 4 K sur le rayon interne.

IV.6 Matrice de corrélation des températures

IV.6.1 Idée et conception

L'idée principale était de développer une méthode permettant de dire si certaines variations sont, ou non, corrélées d'une sonde à l'autre dans un même cryostat mais aussi entre différents cryostats. Ces matrices de corrélation utilisent la définition traditionnelle du coefficient de corrélation ci-dessous : pour deux variables X et Y

$$\rho = \frac{\frac{1}{n} \sum_i (X_i - \mu_X) * (Y_i - \mu_Y)}{\sqrt{\sigma_X \sigma_Y}}$$

Dans cette équation, $\sigma_{X/Y}$ est la dispersion de la sonde de température X/Y, $\mu_{X/Y}$ la valeur moyenne de cette distribution et n le nombre de mesures faites durant le temps de l'analyse.

Les 508 sondes ont été rangées dans les matrices de la manière suivante :

- les 158 premières (de 0 à 157) et les 158 dernières (de 350 à 507) sont respectivement les sondes des cryostats bouchons, côté A et côté C. Les 48 sondes du EMEC sont d’abord rangées par numéro de module (allant de 0 à 7), les sondes de la roue HEC1 (cercle intérieur, central et extérieur), ainsi que celles du HEC2 et enfin les sondes du FCAL.
- les sondes comprises entre 158 et 349 sont celles du tonneau, classées par numéro de module (de 0 à 15) en commençant par le côté A puis le côté C

Une telle matrice est représentée par la figure IV.30. Cette matrice a été faite en utilisant les données sur six mois. On constate que sur une si longue période, il y a une auto-corrélation longue-durée de tous les cryostats due aux opérations sur la cryogénie décrite précédemment. Ce genre de matrice n’apporte donc aucune information complémentaire réellement utile.

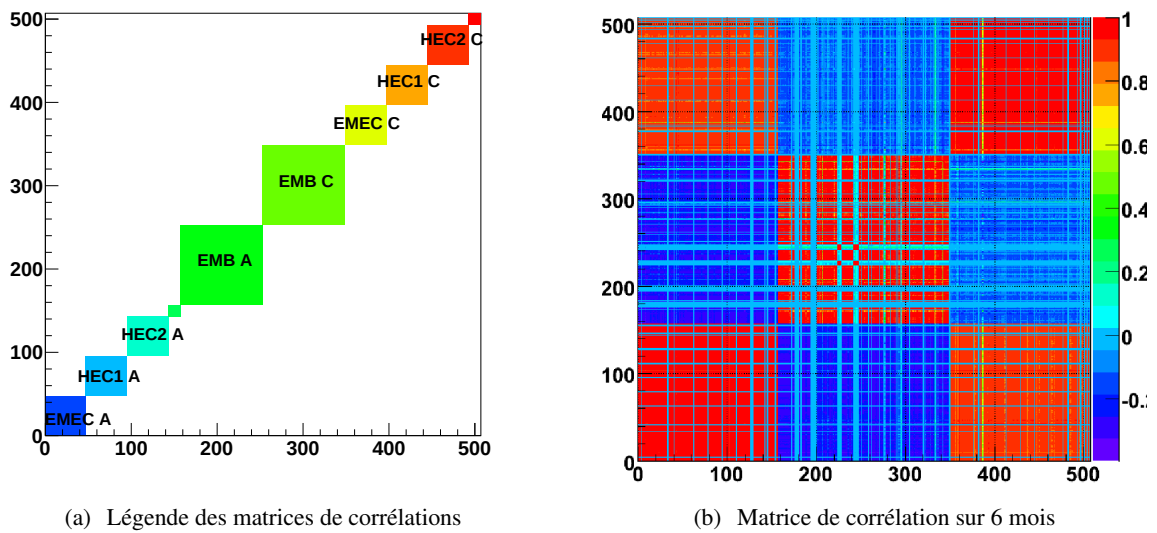


FIGURE IV.30: Schéma représentant la position des sondes de température en fonction du sous-détecteur dans la matrice de corrélation (a). Matrice de corrélation calculée avec une valeur de température toutes les heures sur les six mois de données (b). Les sondes ne fonctionnant pas sont représentées par les lignes bleues homogènes : leur coefficient de corrélation est nul avec toutes les sondes (y compris elle-même).

La figure IV.31 montre un autre exemple de matrice de corrélation calculée sur deux journées stables :

- dans le premier cas, aucun effet probant n’est constaté, à l’exception d’une petite corrélation dans le cryostat bouchon côté A.
- dans la deuxième journée, la présence de sondes corrélées dans le cryostat bouchon côté C mais aussi dans le tonneau se dégage plus nettement. Ces corrélations correspondent aux sondes subissant les phénomènes d’oscillations décrits précédemment (cf. § IV.5.3).

Pendant la prise de données, ces matrices sont produites quotidiennement pour vérifier la cohérence des variations concernant tout ou une partie du détecteur.

IV.6.2 Utilisation de ces matrices pour comprendre les évolutions de la température

La figure IV.32 (a) est une matrice de corrélation calculée avec les données du 26 janvier 2008. On constate que le tonneau et le bouchon côté C sont fortement auto-corrélés, ce qui implique que ces deux cryostats ont dus subir des variations non négligeables de leur température, contrairement au

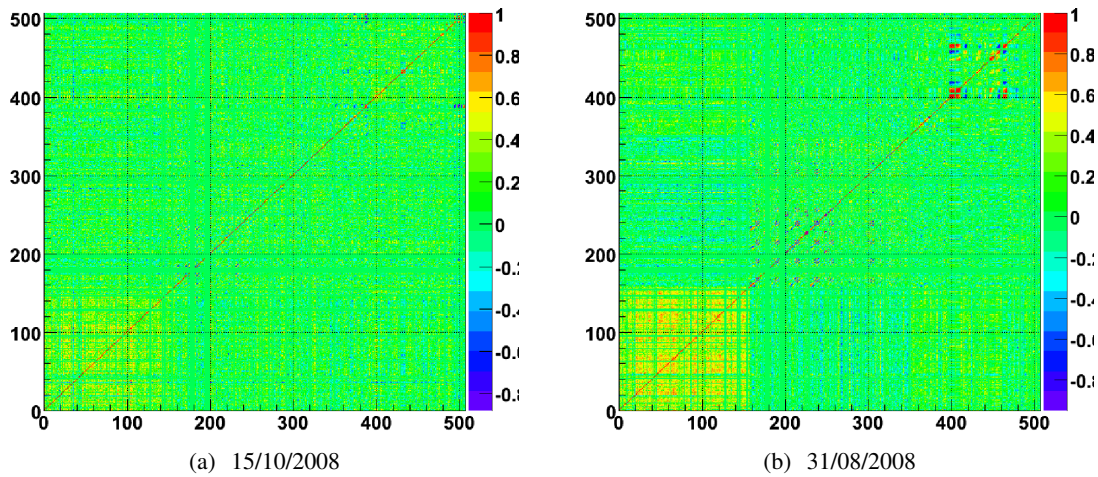


FIGURE IV.31: Matrices de corrélation calculées sur une seule journée.

bouchon côté A qui lui est assez faiblement auto-corrélé. De plus le tonneau et le bouchon côté C sont très anti-corrélés entre eux, ce qui implique une variation de leur température simultanée et contraire. Cette analyse rapide est confirmée par la figure IV.32 (b) qui représente la comparaison de la température moyenne des trois cryostats. En fait, une opération de consolidation du système cryogénique était en cours sur le bouchon côté C et le tonneau ce jour là.

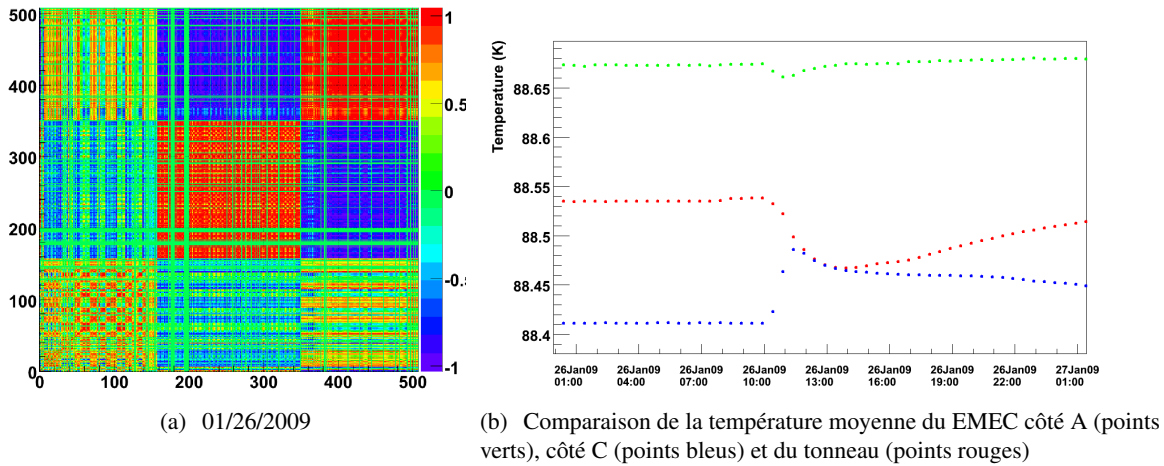


FIGURE IV.32: Matrice de corrélation calculée sur une journée dans le cas où une opération de consolidation du système de cryogénie est en cours.

IV.7 Température de l'argon liquide pendant la prise de données de 2010

IV.7.1 Surveillance quotidienne

Pendant les différentes périodes de prise de données, il est important de surveiller l'évolution des températures moyennes des cryostats, et cela pour plusieurs raisons :

- éviter qu'une perte de données de température comme celle abordée en § IV.5.1 ne se reproduise.

- prévenir les variations non dangereuses pour le détecteur (n'activant alors aucune alarme) mais dégradant les performances du système (une variation de quelques centaines de mK par exemple)
- comprendre de possibles différences de terme constant dans la résolution en énergie d'un cryostat à l'autre.

Il a fallu développer un système capable de mettre à jour, de manière la plus régulière et automatique possible, des graphiques permettant de vérifier le bon fonctionnement et la stabilité du système cryogénique et du système de mesure. Il fallait de plus que ces graphiques soient accessibles facilement et au plus grand nombre. Un système de pages internet a donc été mis en place, avec deux niveaux d'informations : la première page représente les températures moyennes des cryostats bouchons et des deux demi-tonneaux séparément sur une période de deux mois, ainsi que sur une période de deux semaines. Cette page contient aussi l'information de l'évolution des homogénéités sur les deux derniers mois (cf. figure IV.33 (a)). La deuxième page, elle, contient les matrices de corrélation calculées sur une seule journée et cela sur les sept jours précédents (cf. figure IV.33 (b)). Ces pages internet sont mises à jour de manière quotidienne et automatique.

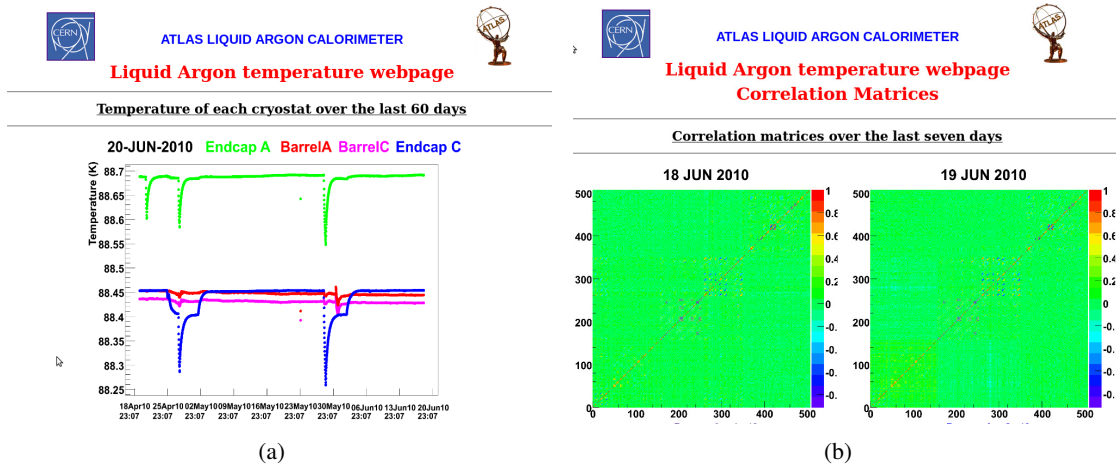


FIGURE IV.33: Page internet montrant l'évolution des températures moyennes sur plusieurs périodes (a) et les matrices de corrélation des sept derniers jours (b).

IV.7.2 Résumé de l'année 2010

La prise de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV a commencé pendant l'année 2010 dans des conditions déjà précisées en § III.1.4. La figure IV.34 représente l'évolution des températures moyennes des différents cryostats (le cryostat tonneau ayant été séparé en deux demis-tonneaux). Comme dans le cas de la figure IV.18, de grandes variations de température sont attendues (précédemment expliquées en § IV.5.5 et en § IV.5.6).

Il est aussi possible d'effectuer une sélection basée sur les conditions de prise de données, pour vérifier si les variations dominantes ont eu lieu pendant l'enregistrement des collisions. Les périodes sélectionnées sont donc répertoriées comme pouvant contenir des données de physique et ayant les courants nominaux dans les aimants d'ATLAS. Les mesures de températures remplissant ces conditions sont alors représentées par la figure IV.35.

Comme cette sélection présente un comportement global bien plus régulier que dans la figure IV.34, la même étude sur la stabilité que celle présentée en § IV.5.7 a été réalisée. Avec une mesure de température moyennée toutes les dix minutes, la dispersion de chaque sonde a été calculée en utilisant toute la période définie par la figure IV.35. La distribution de ces dispersions, représentée par la figure IV.36,

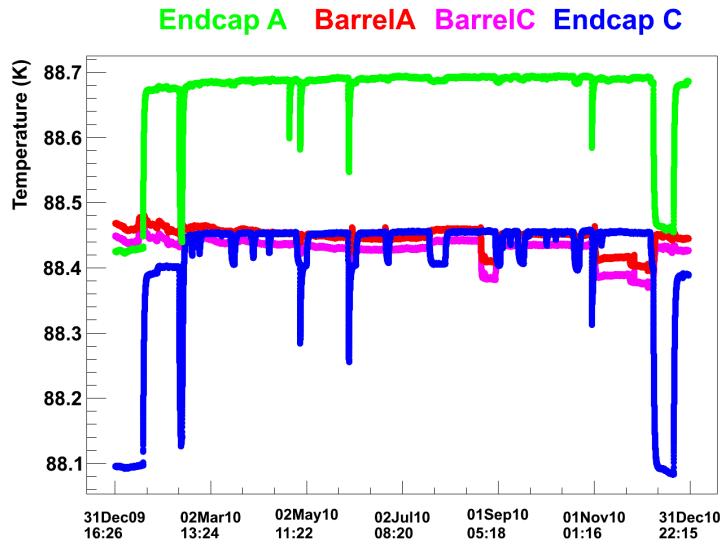


FIGURE IV.34: Comparaison des températures moyennes du bouchon côté A (points verts), du bouchon côté C (points bleus), du tonneau côté A (points rouges) et du tonneau côté C (points magentas) pendant l'année 2010.

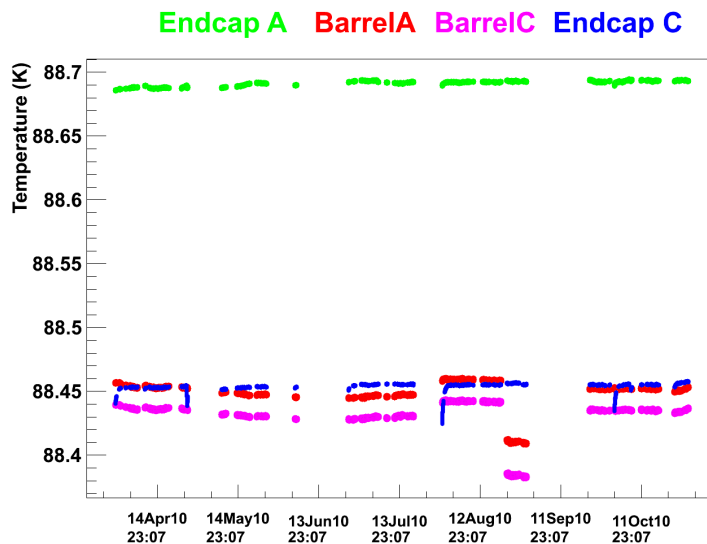


FIGURE IV.35: Comparaison des températures moyennes du bouchon côté A (points verts), du bouchon côté C (points bleus), du tonneau côté A (points rouges) et du tonneau côté C (points magentas) pendant la prise de données 2010.

montre deux comportements différents : un groupe de sondes très groupées dont la dispersion est d'environ 4 mK, ce sont les sondes des bouchons et un groupe de sondes dont la dispersion va de 10 à 20 mK, celles du tonneau.

La première observation montre la très bonne stabilité des températures dans les bouchons, la deuxième, par contre, est due à la variation de 50 mK en août 2010. Cette variation, visible sur la figure IV.35, a pour origine une dégradation du vide d'isolation des échangeurs à azote liquide : dans des conditions de vide dégradé, la quantité de chaleur entrant dans l'azote liquide augmente. L'ouverture des vannes de régulation est alors agrandie car le capteur de pression mesure une plus grande quantité de gaz, refroidissant

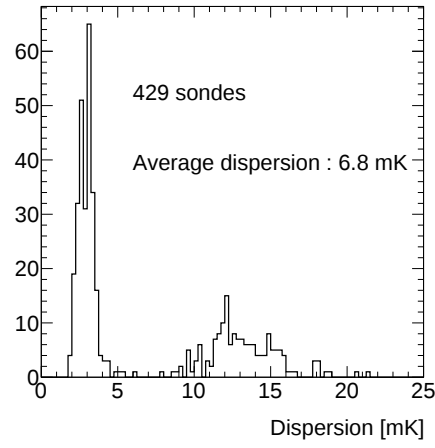
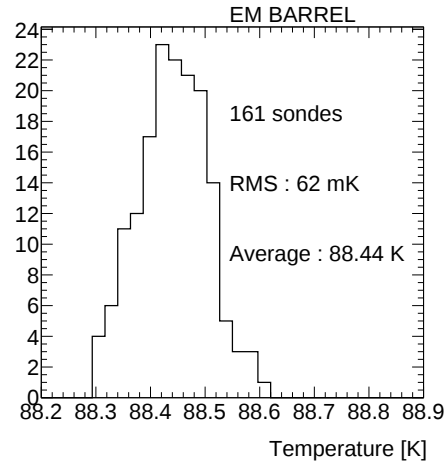
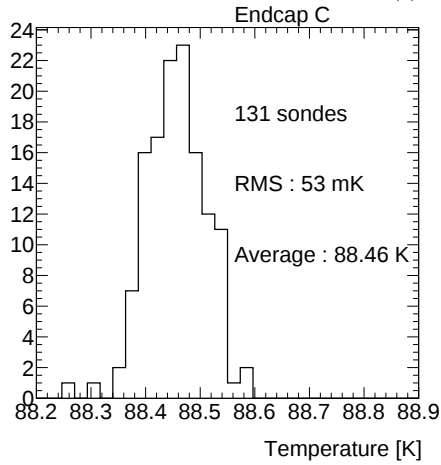


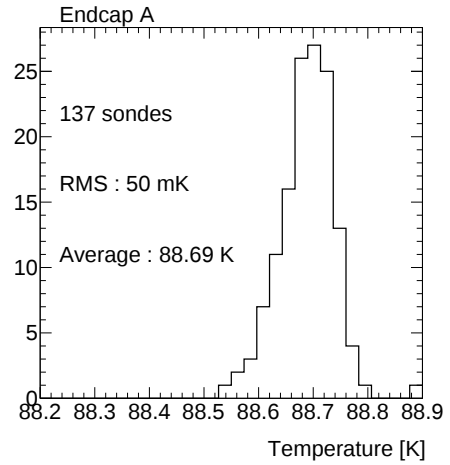
FIGURE IV.36: Distribution des dispersions de chacune des sondes de température sur la période de prise de données à $\sqrt{s}=7$ TeV représentée par la figure IV.35



(a) Tonneau



(b) Bouchon côté C



(c) Bouchon côté A

FIGURE IV.37: Distribution de la température moyenne mesurée par chacune des sondes sur la période de prise de données à $\sqrt{s}=7$ TeV représentée par la figure IV.35

la zone du cryostat parcourue par l'échangeur. Ce comportement est corrigé en pompant les lignes de transfert pour ramener le vide à son niveau nominal. Afin de ne plus subir cette dégradation pendant les prises de données, les lignes de transfert seront pompées de manière continue, dans le cryostat tonneau, à partir de 2012, comme le sont déjà celles des cryostats bouchons.

Compte tenu d'une dispersion maximale de 60 mK, aucune correction spécifique n'a été appliquée. Les différences de température entre les cryostats sont prises en compte lors du calcul des corrections à l'échelle d'énergie des électrons en utilisant les désintégrations de bosons Z en deux électrons.

Finalement les températures moyennes par sonde ont été représentées par cryostat dans la figure IV.37. Seules les homogénéités moyennes sont citées dans chacun de ces graphiques ce qui est suffisant car pendant la prise de données, ces valeurs ont très peu évoluées.

IV.8 Conclusion

La température est un paramètre important de la reconstruction qu'il faut pouvoir surveiller et comprendre afin qu'il ne soit pas un facteur limitant d'ici quelques années lors des mesures de précision (l'échelle d'énergie doit être connue à 0,1% près pour permettre une mesure de masse de W compétitive).

Les systèmes de mesure et de régulation de la température sont opérationnels depuis le début de l'année 2007. Les températures ont été analysées, certains problèmes ont été mis-à-jour et quelques effets ne sont pas encore pleinement compris, mais l'amplitude de ces derniers reste inférieure à 50 mK (en deçà des critères requis). Un système automatique a été développé afin de rendre accessible ces mesures au plus grand nombre et d'assurer ainsi une surveillance régulière. Pendant la prise de données de l'année 2010, chaque sonde a été stable à 5 mk près et les inhomogénéités inter-cryostat pour cette même période sont restées inférieures à 65 mK.

Chapitre V

Reconstruction des leptons et de l'énergie transverse manquante

« Pas de pierre... pas de construction.
Pas de construction... pas de palais.
Pas de palais..... pas de palais »

Astérix et Obélix, mission Cléopâtre
AMONBOFILS

Sommaire

V.1	Introduction	93
V.2	Reconstruction des électrons	93
V.3	Reconstruction des muons	106
V.4	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	114

V.1 Introduction

Les études des différentes propriétés des bosons W présentées dans les chapitres suivants traitent des désintégrations de W en paires électron-neutrino et muon-neutrino. Il est donc primordial de connaître et comprendre la reconstruction des électrons, des muons et de l'énergie transverse manquante. Les algorithmes de reconstruction ou calibration sont brièvement décrits pour chacun des objets ainsi que les performances atteintes avec les données 2010 en terme de détermination de l'échelle d'énergie, de résolution et d'efficacité. Ces performances serviront d'ingrédients pour les corrections et les études des incertitudes systématiques des analyses présentées dans les chapitres VII et VIII.

V.2 Reconstruction des électrons

Au niveau de la reconstruction, un électron doit être composé d'une trace¹ dans le détecteur interne et d'un amas d'énergie, appelé par la suite *cluster*, dans le système calorimétrique. Toutes les étapes de cette reconstruction, comme le déclenchement, l'association trace-cluster et l'identification de l'électron, sont développées dans cette partie. Les performances de reconstruction sont finalement abordées de

1. Le terme trace désigne un objet représentant la trajectoire de la particule, reconstruit à partir des mesures faites dans le détecteur interne (et/ou dans le spectromètre pour les muons).

manière générale et évaluées plus précisément pour les électrons isolés de grande impulsion transverse, comme ceux issus de désintégrations de bosons W.

V.2.1 Déclenchement des électrons de haute impulsion transverse

La signature caractéristique d'une désintégration d'un boson W en électron neutrino est la production d'un lepton isolé de grande impulsion transverse. Il faut être capable de déclencher l'acquisition de l'événement, si ce genre de topologie est rencontré. Le système de déclenchement d'ATLAS est constitué de trois niveaux (cf. III.7), appelés L1, L2 et EF. La reconstruction dite « hors-ligne » sera décrite par la suite en § V.2.2

Au niveau L1, la reconstruction d'un électron n'utilise que les informations calorimétriques, reposant sur une granularité de détecteur grossière (les tours de déclenchement utilisées ont une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$). Les régions d'intérêt évoquées en § III.7 sont alors composées d'un ensemble 2×2 de tours de déclenchement. La région d'intérêt est alors sélectionnée si la somme des énergies transverses de deux tours voisines dépasse un seuil prédéfini. Cette configuration est montrée par la figure V.1. À ce niveau, les coupures de sélection ne dépendent que de l'énergie transverse et sont identiques pour les électrons et les photons.

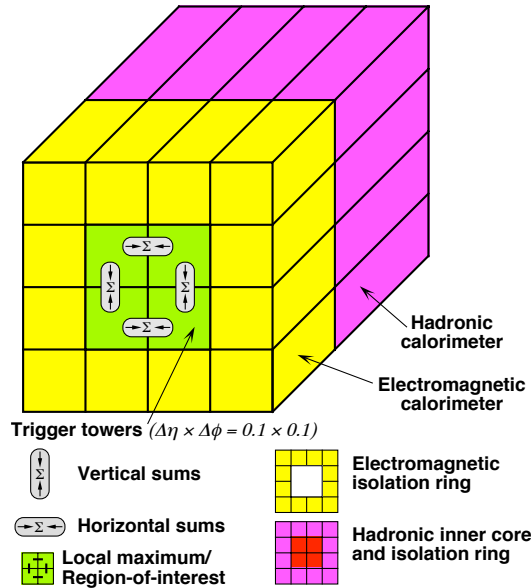


FIGURE V.1: Schéma des tours de déclenchement et de leur groupement définissant une région d'intérêt pour les électrons et photons au niveau L1.

Le niveau L2 (comme le niveau EF) n'est appliqué qu'aux régions d'intérêt définies par le niveau L1. À ce stade, les clusters sont construits en utilisant la granularité complète du calorimètre et une association entre les traces disponibles et les clusters permet une distinction entre les photons et les électrons. Des coupures sur les profils latéraux des gerbes réduisent le bruit de fond des jets. Pour des raisons de rapidité, l'algorithme de recherche de clusters repose sur la cellule la plus énergétique, au contraire d'un algorithme de fenêtre glissante utilisé hors-ligne.

Finalement le niveau EF utilise les algorithmes de reconstruction et la même identification que celle

définie hors-ligne. Les coupures sont aussi harmonisées, mais elles ont une valeur unique indépendante de l'impulsion transverse de la particule.

V.2.2 Description de la reconstruction

La reconstruction des électrons commence par l'analyse d'un ensemble de clusters de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5^2$. Ces clusters sont formés par un algorithme dit de « fenêtre glissante », nécessitant une énergie d'au moins 2,5 GeV. Les clusters dupliqués ou trop proches sont supprimés en effectuant une comparaison des énergies.

L'association trace-cluster³ est une opération cruciale pour une bonne reconstruction : cette association est faite de manière géométrique, en extrapolant la dernière mesure du détecteur interne au rayon de la deuxième couche du calorimètre électromagnétique. La comparaison des valeurs de (η_{cl}, ϕ_{cl}) du cluster et de (η_{tr}, ϕ_{tr}) des traces, permet alors de présélectionner et de classer ces dernières en calculant un $\Delta R = \sqrt{(\eta_{cl} - \eta_{tr})^2 + (\phi_{cl} - \phi_{tr})^2}$. La trace ayant le plus petit ΔR est alors conservée comme la meilleure trace. Il faut toutefois prêter attention à plusieurs cas particuliers :

- si une trace n'a pas de mesure dans le silicium, le test d'association trace-cluster n'est fait qu'en utilisant les informations sur ϕ car les traces définies seulement par le TRT ne sont pas suffisamment précises en η .
- si plusieurs traces passent la présélection en η/ϕ , le choix se fait toujours sur la valeur de ΔR mais une priorité est donnée aux traces qui ont des mesures dans les détecteurs à silicium (pixels, SCT).
- comme l'électron émet un rayonnement de freinage, la fenêtre en ϕ est élargie dans la direction de la courbure de la trace. Typiquement, un électron de 25 GeV d'impulsion transverse peut, suivant sa pseudo-rapacité, perdre entre 30 et 60% de son énergie de cette manière (cf. § III.4.4)

Finalement le cluster associé à une trace est considéré comme candidat électron. Ce cluster est alors redimensionné en 3×7 (5×5) s'il se situe dans le tonneau (bouchon) de façon à contenir au moins 90 % de l'énergie de la particule incidente.

V.2.3 Détermination de l'énergie

La méthode de calibration repose sur une simulation détaillée GEANT4 [80] dans laquelle sont conservées les énergies déposées (*hits*) dans les parties actives et passives. Les différentes contributions à l'énergie totale sont ainsi identifiées : l'énergie déposée en amont du calorimètre, celle déposée au sein du cluster défini précédemment, celle déposée en dehors du cluster (par fuite latérale) et enfin, celle déposée au-delà du calorimètre (par fuite longitudinale). Les différents paramètres entrant dans la définition de ces quatre termes, dépendent de la profondeur X de la gerbe (c'est-à-dire son barycentre longitudinal) et la pseudo-rapacité considérée. Ces paramètres ont été calculés, pour chacune des valeurs de η correspondant à une cellule de la couche du milieu et stockés dans une base de données. Les symétries suivant ϕ ainsi qu'entre pseudo-rapacité positive et négative sont postulées. Pour les régions dotées du pré-échantillonneur, l'énergie résulte alors de la formule suivante :

$$E_e = \underbrace{a(E_{\text{tot}}^{\text{Acc}}, \eta) + b(E_{\text{tot}}^{\text{Acc}}, \eta) \times E_{\text{ps}}^{\text{clAr}} + c(E_{\text{tot}}^{\text{Acc}}, \eta) \times (E_{\text{ps}}^{\text{clAr}})^2}_{\text{Energie en amont du calorimètre}}$$

2. La taille d'un cluster est toujours décrite comme $x \times y$, où x et y sont les nombres de cellules dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique respectivement suivant η et ϕ . La taille des cellules dans la deuxième couche est définie dans le tableau III.6

3. Les électrons vers l'avant ne sont constitués que d'un dépôt calorimétrique. Les variables décrivant la forme de la gerbe sont alors les seules variables discriminantes. Ces électrons ne sont pas utilisés ici, donc la mention électron sous-entend dès lors $|\eta| < 2,47$.

$$+ \underbrace{\frac{s_{cl}^{Acc}(X, \eta)}{f_{out}(X, \eta)} \times (\sum E_i^{clLAr})}_{\text{Energie dans les trois couches}} \times \underbrace{(1 + f_{leak}(X, \eta))}_{\text{Fuite longitudinale}} \times \underbrace{F(\eta, \phi)}_{\text{Modulation en énergie}}$$

On peut ici détailler les différents termes de cette formule :

- $a(E_{tot}^{Acc}, \eta)$, $b(E_{tot}^{Acc}, \eta)$ et $c(E_{tot}^{Acc})$ dépendent de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique (E_{tot}^{Acc}) et de $|\eta|$. Les paramètres a et b sont appelés *offset* et *slope* et sont les seuls coefficients non-nuls dans le tonneau ($|\eta| < 1,47$). Le coefficient c n'est utilisé que pour $1,47 < |\eta| < 1,8$. Finalement, en cas d'absence de pré-échantillonneur, l'énergie en amont est paramétrée par un polynôme de degré 2 dépendant de la profondeur de la gerbe.
- E_{ps}^{clLAr} est l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur corrigée de la fraction déposée dans les matériaux passifs
- X est le barycentre longitudinale de la gerbe (appelé aussi profondeur de la gerbe), défini par

$$X = \frac{\sum_{i=0}^3 E_i^{clLAr} X_i}{\sum_{i=0}^3 E_i^{clLAr}},$$

où E_i^{clLAr} et X_i sont respectivement l'énergie et la profondeur exprimée en longueur de radiation, de la couche i du calorimètre électromagnétique.

- $s_{cl}^{Acc}(X, \eta)$ est un facteur de correction dépendant de X et η et exprimant la fraction d'échantillonnage dans l'accordéon
- $f_{out}(X, \eta)$ est un facteur de correction dépendant de X et η et exprimant l'énergie déposée hors du cluster (par fuite latérale)
- $f_{leak}(X, \eta)$ est un facteur de correction dépendant de X et η et exprimant l'énergie déposée hors du calorimètre électromagnétique (par fuite longitudinale)
- $F(\eta, \phi)$ est un facteur de correction dépendant du point d'impact dans la cellule, non discuté ici.

La paramétrisation de tous ces coefficients a été obtenue avec des électrons dont l'énergie est comprise entre 10 et 1000 GeV pour la partie tonneau ($|\eta| \leq 1,425$) et entre 25 et 1000 GeV pour les parties bouchons ($1,55 \leq |\eta| < 2,5$). Ces coefficients n'ont pas été calculés pour la région entre les deux cryostats, couvrant une gamme de pseudo-rapacité comprise entre $1,425 < |\eta| < 1,55$. Pour illustrer cela, la figure V.2 montre en fonction de la pseudo-rapacité, l'évolution de la linéarité (définie comme le rapport de l'énergie mesurée sur l'énergie vraie) et de la résolution pour des électrons ayant différentes énergies. Les écarts à la linéarité sont inférieure à $\pm 0,02$ % pour la gamme d'énergie considérée dans cette thèse. La résolution varie entre 2 % et 7 % et montre une claire dépendance envers la matière en amont du calorimètre.

V.2.4 Identification des électrons

L'identification des électrons se fait en appliquant à chaque candidat un jeu de coupure sur des variables caractéristiques, choisies pour leur pouvoir discriminant permettant une séparation entre électrons et bruits de fond. Ces variables sont construites à partir de paramètres du détecteur interne, du calorimètre ou même d'une combinaison des deux (cf. figure V.3). Trois niveaux de sélection ont été créés afin d'avoir une base de référence permettant de standardiser les analyses. Les coupures utilisées pour la définition de ces niveaux de sélection sont définies dans le tableau V.1. Elles ont été déterminées en utilisant une simulation détaillée du détecteur (faite avec GEANT4 [80]). Leurs valeurs dépendent de la pseudo-rapacité et de l'impulsion transverse de l'électron considéré. De manière générale, cette dépendance se traduit en

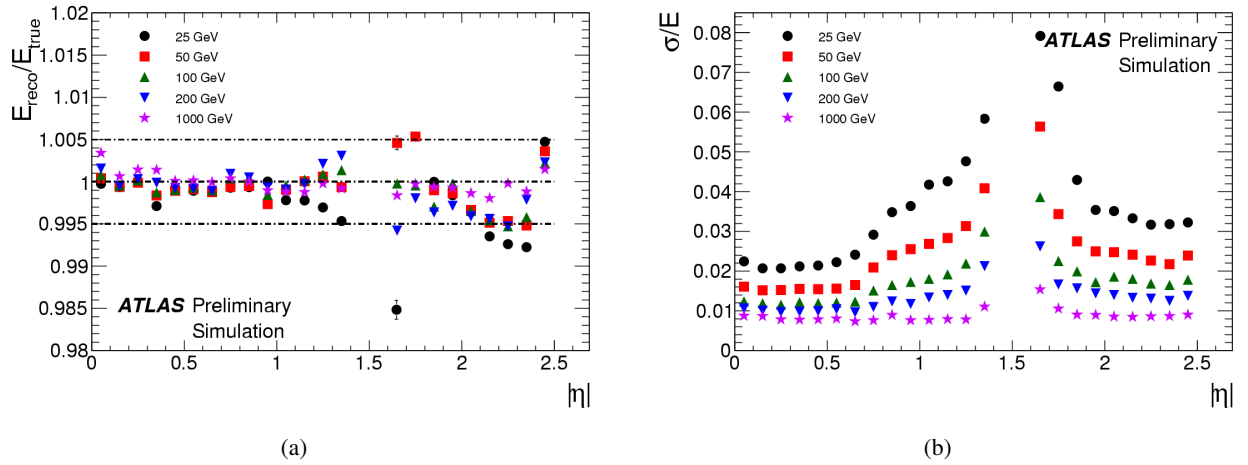


FIGURE V.2: Évolution de la linéarité (a) et de la résolution (b) pour des électrons de différentes énergies, en fonction de leur pseudo-rapidité.

dix intervalles différents de η pour le cluster (déterminés par la géométrie du calorimètre, la segmentation, le matériel en amont...) et onze pour l'impulsion transverse (allant de 5 GeV à plus de 80 GeV). Dans les événements Monte-Carlo, une classification des électrons par origine a été définie pour parfaire l'optimisation des coupures [81]. Les quatre origines différentes pour les candidats électrons sont :

- isolé, pour un électron provenant d'un boson W ou Z.
- non-isolé, pour un électron venant d'un quark b ou c.
- électron de bruit de fond, pour un électron provenant d'une désintégration Dalitz, d'une conversion de photon ...
- hadrons, pour les candidats n'étant pas même un électron, muon ou tau à l'origine.

Les critères des trois niveaux sont résumés ci-dessous :

Loose : Ce niveau de sélection repose sur les formes transverses des gerbes électromagnétiques dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique (R_η - figure V.3 (a) - et $w_{\eta 2}$ - figure V.3 (b) -) ainsi que sur la fuite hadronique (fraction d'énergie déposée au-delà du calorimètre électromagnétique, figure V.3 (c)). À ce niveau, une réduction d'un facteur 1000 du bruit de fond QCD est obtenue.

Medium : Ce niveau inclut les précédentes coupures, tout en ajoutant de nouvelles informations sur les profils latéraux dans la première couche du calorimètre électromagnétique (w_{stot} et E^{ratio} , figure V.3 (d)). Des critères sur le nombre de points de mesure dans les détecteurs silicium (SCT et pixels), permettent de raffiner la qualité de la trace. Finalement l'association entre la trace et le cluster est testée suivant η (figure V.3 (e)), et une coupure additionnelle, peu sévère sur le paramètre d'impact, élimine certaines mauvaises traces.

Tight : L'objectif de ce niveau est d'atteindre une rejection de l'ordre de 10^5 des bruits de fond QCD. La contrainte d'une mesure dans la première couche du détecteur à pixels permet de réduire le bruit de fond de conversions, les électrons associés à celles-ci étant alors fortement rejetés. L'information du rayonnement de transition est utilisée, en demandant une certaine fraction de mesure à haut seuil (figure V.3 (f)). L'association trace cluster est encore plus stricte suivant η (figure V.3 (e)) et une coupure dans la direction ϕ est aussi appliquée. Le bruit de fond majoritaire provient alors de désintégrations semi-leptoniques de quarks lourds.

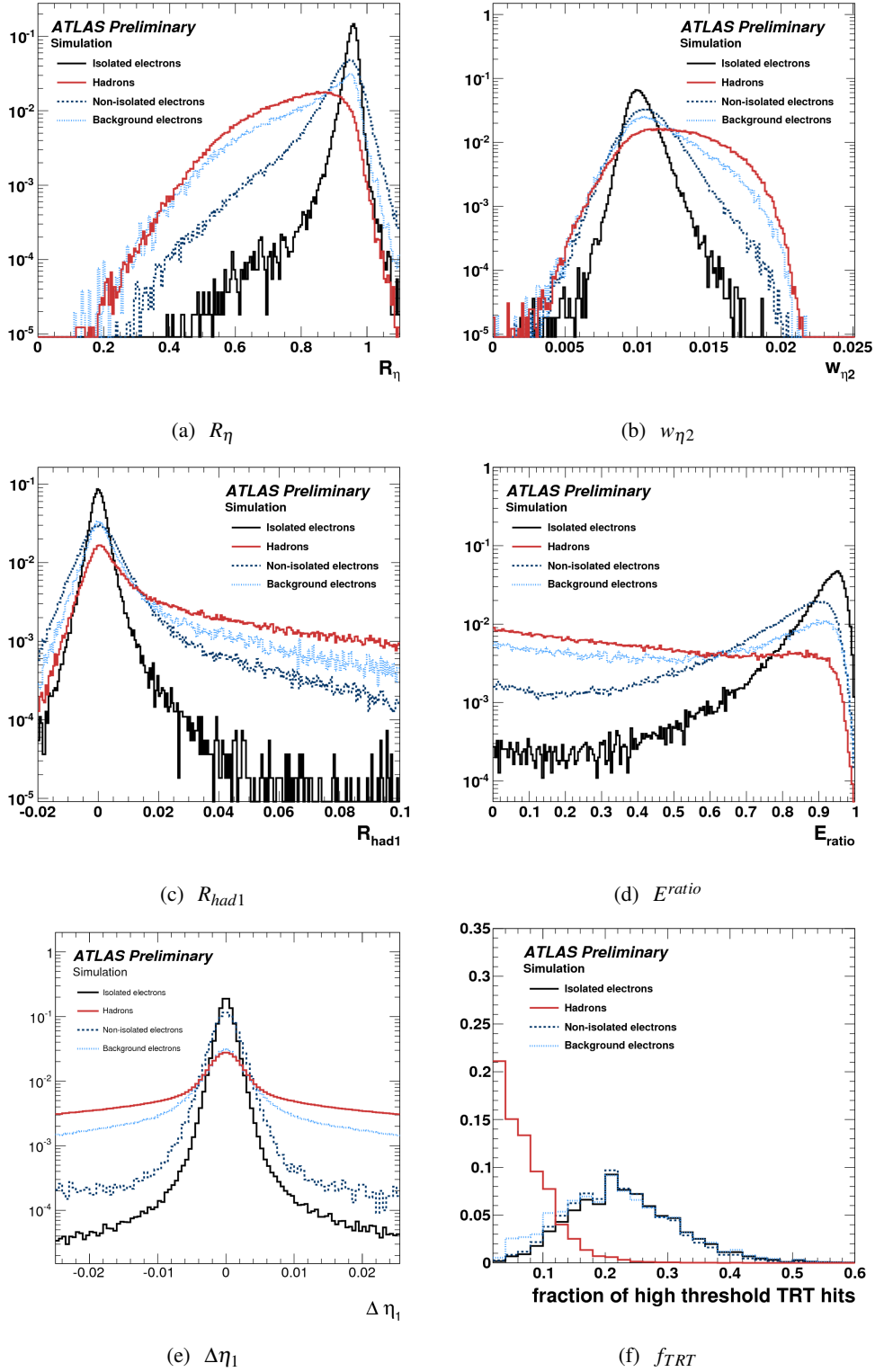


FIGURE V.3: Distributions de six variables discriminantes utilisées pour définir les niveaux loose, medium et tight. Ces distributions sont extraites d'études Monte-Carlo, en utilisant la classification des candidats définie précédemment. Les variables sont définies dans le tableau V.1.

Tableau V.1: Définition des variables, et des coupures d'identification des électrons dans la partie centrale ($|\eta| \leq 2,47$).

Type	Description	Variable
Coupure Loose		
Acceptance du détecteur	★ $ \eta \leq 2,47$	
Fuite hadronique	★ Rapport de E_T dans la première couche du calorimètre hadronique sur E_T du cluster EM (utilisé si $ \eta < 0,8$ et $ \eta > 1,37$)	R_{had1}
	★ Rapport de E_T dans le calorimètre hadronique sur E_T du cluster EM (utilisé si $ \eta > 0,8$ et $ \eta < 1,37$)	R_{had}
Seconde couche du calorimètre EM	★ Rapport de l'énergie des cellules d'un cluster 3×7 sur 7×7 ★ Largeur latérale de la gerbe	R_η $w_{\eta 2}$
Coupure Medium (incluant Loose)		
Première couche du calorimètre EM	★ Largeur de la gerbe (calculée sur 20 strips dans le tonneau)	w_{stot}
	★ Rapport de la différence d'énergie des deux cellules les plus énergétiques sur la somme de ces énergies	E_{ratio}
Qualité de la trace	★ Nombre de mesures dans le détecteur à pixels (≥ 1)	N_{pix}
	★ Nombre de mesures dans le détecteur à pixels et le SCT (≥ 7)	N_{SCT}
	★ Paramètre transverse d'impact ($\leq 5\text{mm}$)	d_0
Association de la trace	★ $\Delta\eta$ entre la trace et le cluster ($\leq 0,01$)	$\Delta\eta_1$
Coupure Tight (incluant Medium)		
b-layer	★ Nombre de mesures dans le b-layer (≥ 1)	N_{blay}
Association de la trace	★ $\Delta\phi$ entre le cluster et la trace ($\leq 0,02$)	$\Delta\phi_2$
	★ Rapport de l'énergie du cluster sur l'impulsion de la trace	E/p
	★ Coupure stricte sur $\Delta\eta$ ($\leq 0,005$)	$\Delta\eta_1$
Qualité de la trace	★ Coupure stricte sur le paramètre d'impact transverse ($\leq 1\text{mm}$)	d_0
TRT	★ Nombre de mesures total dans le TRT	N_{TRT}
	★ Rapport du nombre de mesures à haut seuil sur le nombre total de mesures dans le TRT	R_{TRT}
Conversions	★ Électrons associés à un photon de conversion sont rejetés	

Le tableau V.2 résume les performances obtenues avec ces critères, dans la simulation, pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV. Le passage de la sélection *medium* à *tight* engendre une perte d'efficacité d'identification de presque 20%, mais le facteur de rejection est multiplié par 20, assurant l'obtention d'un échantillon enrichi en électrons (comme le montre la composition de l'échantillon d'électrons résultant). Ce tableau contient les mêmes informations dans le cas où les coupures ont été adaptées pour les premières données (cf. § V.2.4.a).

Tableau V.2: Efficacité d'identification des électrons, rejection des jets et composition des lots d'électrons inclusifs après coupures en fonction de l'identification choisie, pour des électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans les conditions idéales (définies par le Monte-Carlo) et celles adoptées pour le run de 2010 entre crochets, en bleu. [81]

Coupure	$E_T > 20$ GeV					
	Conditions idéales [Adaptation des coupures]					
	Efficacité (%)	Rejection des jets	Candidats après sélection (%)			
	Z $\rightarrow$ ee ($\pm 0,03$)		iso	non-iso	bdf	hadron
Reconstruit	97,58 [96,25]	91,5 $\pm$ 0,1 [87,25 $\pm$ 0,09]	0,1 [0,0]	0,8 [1,0]	23,3 [26,0]	75,8 [73,0]
<i>Loose</i>	94,32 [94,68]	1066 $\pm$ 4 [614,3 $\pm$ 1,6]	0,3 [1,0]	1,9 [2,0]	56,7 [58,0]	40,4 [39,0]
<i>Medium</i>	90,00 [89,61]	6840 $\pm$ 68 [4434 $\pm$ 31]	6,0 [3,0]	9,9 [9,0]	50,5 [57,0]	33,4 [31,0]
<i>Tight</i>	71,59 [72,77]	(13,9 $\pm$ 0,6 [4,9 $\pm$ 0,1]) 10 ⁴	29,9 [16,0]	44,9 [39,0]	11,4 [22,0]	13,8 [23,0]

La figure V.4 représente l'efficacité d'identification des électrons de grande impulsion transverse en fonction de η et de l'impulsion transverse, pour la définition idéale des coupures. Les observations faites précédemment se confirment : l'efficacité évolue beaucoup entre *medium* et *tight* et introduit des variations suivant η . L'efficacité d'identification est au moins supérieure à 70 % pour les électrons dont l'impulsion transverse est supérieure à 20 GeV.

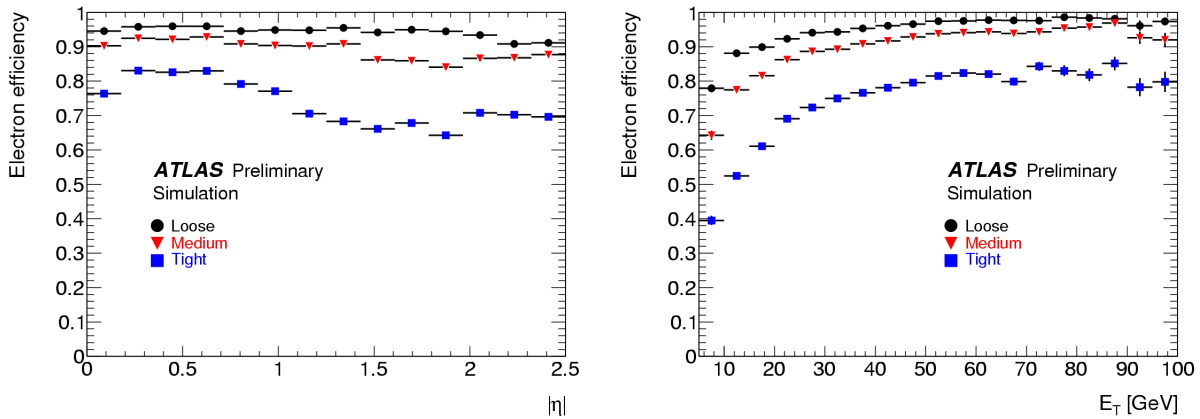


FIGURE V.4: Évolution des efficacités de reconstruction des électrons suivant leur pseudo-rapidité (pour $p_T^\ell > 20$ GeV, à gauche) et leur impulsion transverse (droite), en appliquant les coupures d'identifications idéales.

V.2.4.a Adaptation des coupures

L'analyse des données acquises en 2009 (et des premières données 2010) a permis de tester de manière approfondie la compréhension du détecteur, en comparant un grand nombre de variables issues

de la reconstruction des données dans ATLAS, à leurs pendants issus de la simulation par GEANT4. La compréhension de certaines différences a conduit à une modification de certaines coupures afin de conserver une bonne efficacité d'identification. Les principales causes et conséquences de ces adaptations sont exposées ici :

- les gerbes électromagnétiques sont plus larges dans les données que dans la simulation. Cette différence n'étant pas pleinement comprise, les coupures sur R_η et $w_{\eta 2}$ (figure V.5 (a)) ont été relâchées afin d'éviter une trop grande inefficacité.
- le bruit électronique du calorimètre hadronique est maintenant modélisé non plus par une simple, mais par une double gaussienne. Ce changement a donc impliqué une redéfinition de la coupure de fuite hadronique.
- le fait que certains modules du b-layer soient inactifs est maintenant pris en compte : le candidat *tight* électron est conservé s'il passe par un module inactif, ce qui n'était pas le cas auparavant. De même il n'est alors plus identifié comme conversion par la sélection *tight*.
- la méconnaissance de l'alignement relatif du calorimètre et du détecteur interne et la prise en compte de la déformation des détecteurs conduisent à une résolution beaucoup plus grande que dans la simulation sur la distance entre la trace et le cluster (figure V.5 (b)). Afin de remédier à cela, seule la coupure lâche sur $\Delta\eta$ est utilisée, tandis que celle sur $\Delta\phi$ est annulée⁴.

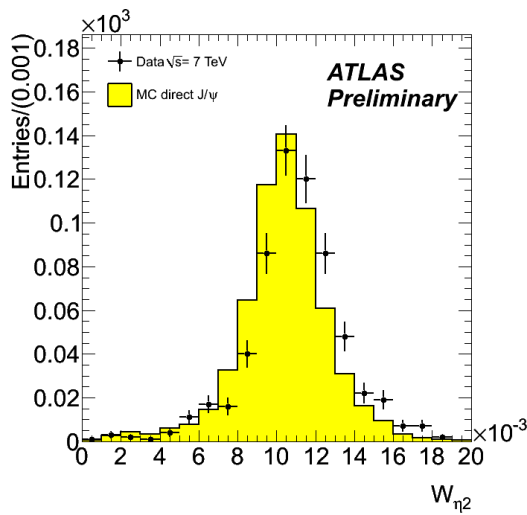
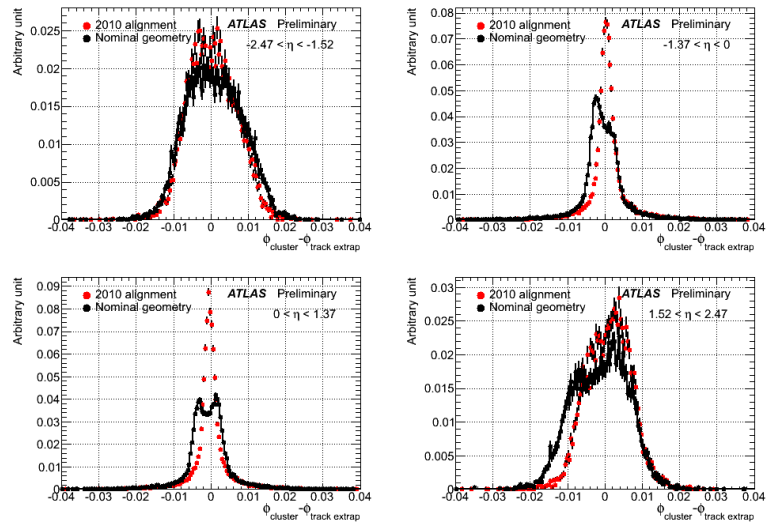
(a) $w_{\eta 2}$ (b) $\Delta\phi$

FIGURE V.5: Comparaison des distributions de $w_{\eta 2}$ issues du Monte-Carlo et des événements J/ψ dans les données à $\sqrt{s} = 7$ TeV (a). Distributions des $\Delta\phi$ entre la trace et le cluster dans les événements W et Z, avec la géométrie nominale (noir) et après les corrections d'alignement détecteur interne-calorimètre et la prise en compte des déformations (rouge) pour le calorimètre central (b). La prise en compte plus récente des effets de déformations dans le calorimètre bouchon permet d'obtenir une résolution similaire à celle dans la partie centrale.

Le tableau V.2 contient les efficacités de reconstruction et les facteurs de rejection des jets avec les nouvelles coupures définies avec l'analyse des données 2009/2010, pour les électrons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV dans le Monte-Carlo. Les changements de coupure augmentent les efficacités au détriment d'une réduction d'un facteur supérieur à deux de la rejection de la sélection *tight*.

4. Ces critères ont été réintégrés dans la définition des coupures pour les analyses 2011, les effets de déformation étant complètement décrits.

V.2.5 Performance en 2010

L'utilisation des désintégrations de $Z \rightarrow ee$ a permis de mesurer in-situ l'échelle d'énergie et la résolution. Les efficacités de reconstruction et d'identification, ainsi que leurs incertitudes, ont été déterminées de façon combinées avec des événements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow e\nu$ pour des impulsions transverses supérieures à 20 GeV.

V.2.5.a Échelle d'énergie

La réponse en énergie pour des électrons a été étudiée en utilisant des résonances di-électrons de masse connue, c'est-à-dire les désintégrations de bosons Z en deux électrons, pour le domaine d'énergie considéré dans cette thèse. La calibration est faite en divisant le calorimètre en différentes régions (η, ϕ) et en calculant les corrections à l'échelle d'énergie, α_i , par minimisation d'un maximum de vraisemblance du type :

$$\ln(L_{tot}) = \sum_{k=1}^{N_{evts}} -\mathcal{L}_{ij} \left(\frac{M_k}{1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}} \right)$$

Dans cette formule, i et j définissent les régions auxquelles appartiennent les deux électrons, la somme est faite sur le nombre d'événements sélectionnés, M_k est la masse invariante pour un événement donné et $\mathcal{L}_{ij}(M)$ est la fonction de densité de probabilité (pdf) représentant la probabilité d'un tel événement compte tenu de la forme de la résonance du boson Z (breit et wigner, résolution...). Cette pdf est extraite d'un échantillon de Monte-Carlo engendré par Pythia par intervalle de rapidité (η) pour tenir compte des variations brutales de matière en amont du calorimètre qui affectent significativement la résolution.

En utilisant les données prises en 2010, du fait de la faible statistique, la calibration n'a été faite qu'en fonction de $\eta^{cluster}$ (les variations selon $\phi^{cluster}$ sont supposées plus faibles du fait de la symétrie du détecteur ATLAS). Ainsi 58 régions ont été définies (50 pour $|\eta_\ell| < 2,47$ et 8 pour $2,47 \leq |\eta_\ell| < 4,9$). La figure V.6 présente les valeurs des coefficients mesurés (de l'ordre de $\pm 2\%$ dans le calorimètre central et $\pm 4\%$ dans les parties bouchons) utilisées pour les électrons.

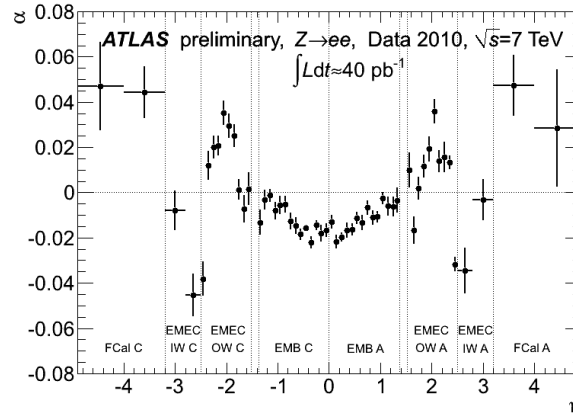


FIGURE V.6: Correction pour l'échelle d'énergie en fonction de la pseudo-rapidité des électrons.

Les erreurs sur ces corrections sont calculées en prenant en compte non seulement la statistique limitée, mais aussi les effets dus à la méconnaissance du matériel devant les calorimètres, de l'échelle d'énergie du pré-échantillonneur, du bruit de fond et la non-linéarité de l'électronique de lecture... Cette erreur est représentée sur la figure V.7, en fonction de l'impulsion transverse pour les électrons compris

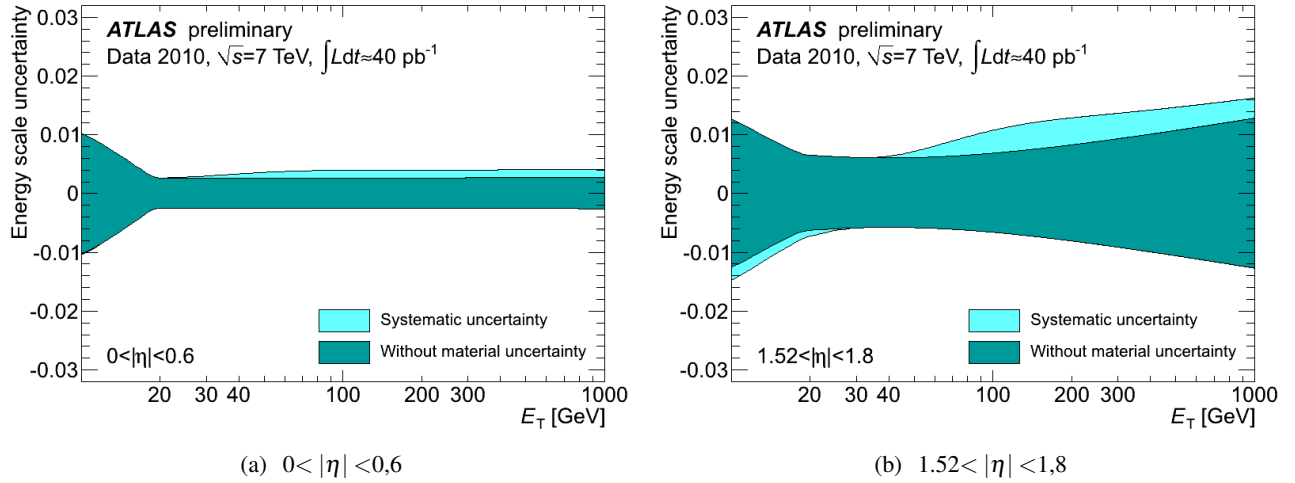


FIGURE V.7: Incertitude sur la correction d'échelle d'énergie en fonction de l'impulsion transverse des électrons pour deux intervalles de pseudo-rapidité.

dans deux intervalles de pseudo-rapidité ($0 < |\eta_\ell| < 0,6$ et $1,52 < |\eta_\ell| < 1,8$) : pour une impulsion transverse entre 20 et 40 GeV, typique des désintégrations de W et donc proche du Z ; cette erreur varie très peu puisque l'influence du matériel est minimale et vaut respectivement 0,4 et 0,6 %. Ces mesures ont été validées par l'analyse des désintégrations de bosons W et J/ψ .

V.2.5.b Résolution

La résolution relative du calorimètre est décrite par un terme d'échantillonnage, un terme de bruit et un terme constant (déjà abordée en § III.5.1.a). Le terme de bruit est mesuré directement sur des événements aléatoires sans signal et est injecté dans la simulation. Le terme d'échantillonnage est dominant à basse énergie. L'étude de la résolution de la masse des désintégrations des $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ a montré un bon accord entre données et simulation et une erreur relative de 10 % est associée. Par conséquent compte tenu de la faible statistique, seul le terme constant est mesuré avec les $Z \rightarrow ee$.

Ce terme de résolution est extrait en ajustant les distributions de masse invariante par une Breit-Wigner (dont la largeur est fixée à la largeur du Z) convoluée à une Crystal-Ball dont la composante gaussienne est prise pour résolution. Un exemple d'ajustement de masse invariante est montré dans la figure V.8, dans les cas où les deux électrons sont dans le tonneau (a) et dans le cas où un électron est dans le tonneau et l'autre dans un des bouchons (b). Ces termes sont regroupés dans le tableau V.3 pour les quatre régions.

	terme constant
Tonneau	$1,2 \% \pm 0,1 \% \text{ (stat)} \pm 0,3 \% \text{ (syst)}$
EMEC roue extérieure	$1,8 \% \pm 0,4 \% \text{ (stat)} \pm 0,2 \% \text{ (syst)}$
EMEC roue intérieure	$3,3 \% \pm 0,2 \% \text{ (stat)} \pm 1,0 \% \text{ (syst)}$
FCal	$2,5 \% \pm 0,4 \% \text{ (stat)} \pm 0,5 \% \text{ (syst)}$

Tableau V.3: Valeur des termes constants de résolution, mesurés à partir d'événements $Z \rightarrow ee$, pour différentes régions du calorimètre.

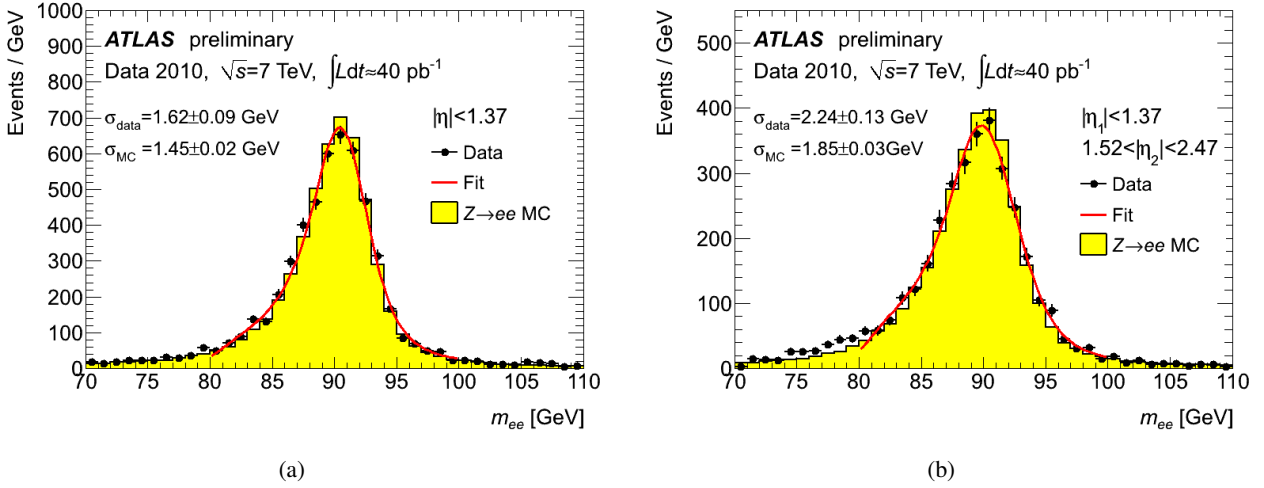


FIGURE V.8: Ajustement des distributions de masse invariante pour des désintégrations $Z \rightarrow ee$ dans lesquelles les électrons sont soit dans le tonneau (a), soit dans le tonneau et le bouchon (b). Les termes de résolution sont extraits de ces ajustements. Ces figures représentent les événements sélectionnés dans les données (points noirs) et le Monte-Carlo (jaune).

V.2.5.c Efficacité d'identification

Les mesures d'efficacité d'identification sont cruciales pour l'extrapolation des nombres d'événements mesurés permettant le calcul des valeurs d'asymétrie dans le chapitre VIII. Pour ce faire la méthode de *tag-and-probe* est utilisée à partir de deux échantillons :

$Z \rightarrow ee$: l'électron *tag* est un électron de bonne qualité (*tight*) d'au moins 20 GeV d'impulsion transverse, à l'origine du déclenchement.

$W \rightarrow ev$: pour cette méthode, le déclenchement doit reposer sur l'énergie transverse manquante qui est utilisée comme *tag*. De manière à rejeter une grande partie des événements QCD, un critère d'isolation est ajouté sur l'énergie transverse manquante, en demandant que $\Delta\phi(\not{E}_T, \text{jet}) > 2.5$.

Dans tous les cas l'électron *probe* doit lui passer la sélection à tester.

Cette mesure a été faite dans les données et la simulation, pour les deux charges et pour différents niveaux de sélection, *medium*, *tight*... Les efficacités d'identification mesurées dans les données à partir des désintégrations de $W \rightarrow ev$ sont montrées dans la figure V.9 en fonction de l'impulsion transverse du lepton et de sa pseudo-rapidité, pour la sélection *medium* et *tight*. Les performances sont qualitativement similaires à celles présentées pour la simulation (cf. figure V.4) mais il faudra cependant apporter des corrections comme le rapport des efficacités données/simulation. Les efficacités sont compatibles pour les charges positives et négatives.

V.2.5.d Mauvaise identification de la charge

Une mauvaise identification de la charge des électrons peut survenir lorsque ces derniers interagissent très tôt dans le détecteur, produisant ainsi des particules chargées de grande impulsion transverse. Une analyse Monte-Carlo a montré que ces événements ont souvent une topologie en trident du type :

$$e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma_{\text{freinage}} \rightarrow e^\pm e_{\text{conv}}^+ e_{\text{conv}}^-$$

Dans cette configuration, le photon émis par rayonnement de freinage peut avoir une grande impulsion transverse et se transformer en une paire électron-positron dont l'énergie est asymétrique, c'est-à-dire le lepton de charge opposée au lepton original est le plus énergétique.

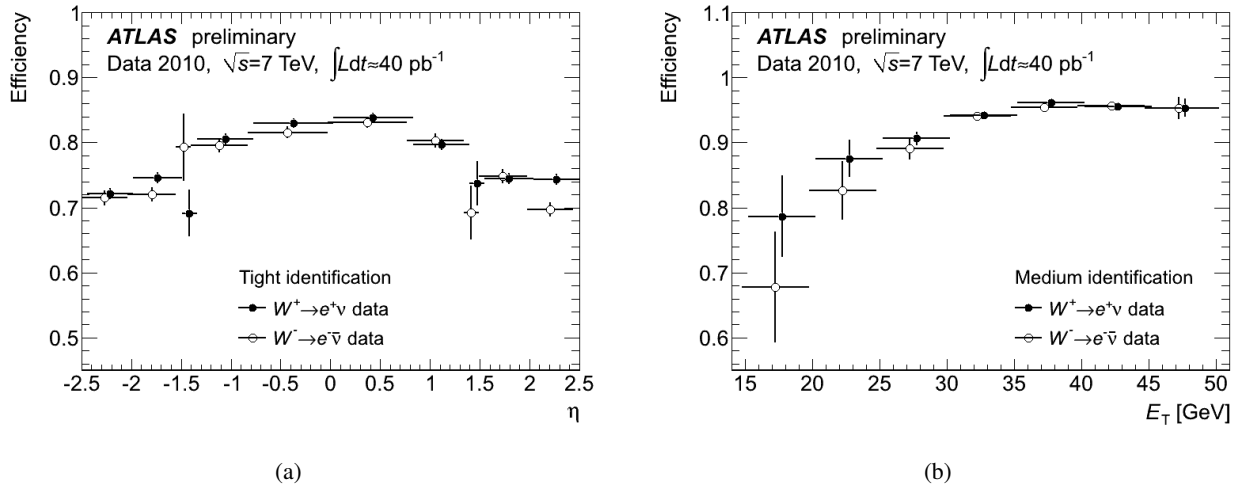


FIGURE V.9: Efficacité d'identification calculée à partir de désintégration de bosons W en électron-neutrino, séparée par charge, en fonction de l'impulsion transverse de l'électron (a) et de sa pseudo-rapidité (b).

La probabilité de constater cet effet est définie comme

$$\varepsilon_{\text{mID}} = \left. \frac{N_{\text{mauvaise charge}}}{N_{\text{tous}}} \right|_{\text{sélection}}$$

c'est-à-dire, le rapport du nombre d'électrons mal identifiés ($N_{\text{mauvaise charge}}$) sur le nombre total d'électrons (N_{tous}) pour une sélection donnée. Afin d'estimer cet effet et de vérifier s'il est bien reproduit dans la simulation, les désintégrations de bosons Z en paires électron-positron sont utilisées dans le cadre de la méthode *tag-and-probe*. Pour cela, l'électron *tag* doit être dans le tonneau et le taux de mauvaise identification est calculé à partir des paires de même charge sur le nombre de paires de charges opposées.

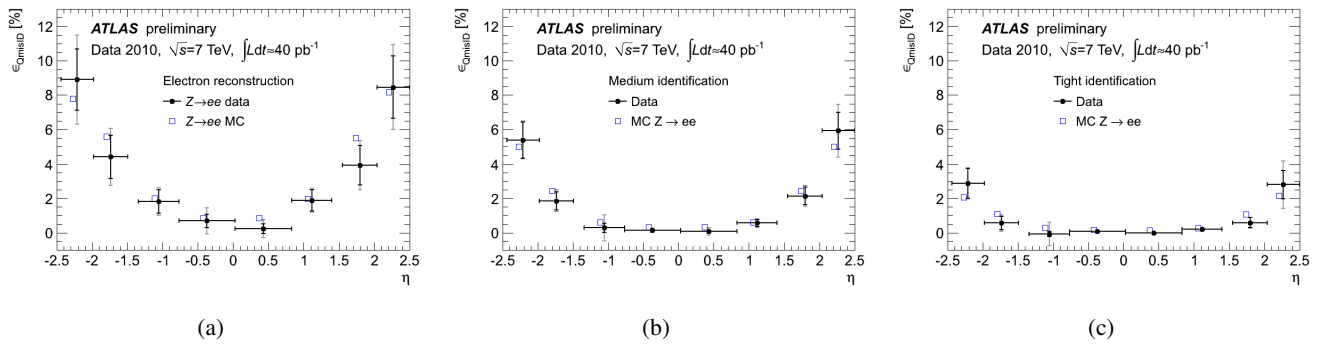


FIGURE V.10: Mauvaise identification de la charge des électrons en fonction de la pseudo-rapidité mesurée dans les désintégrations de bosons Z : après la reconstruction (a), après la sélection medium (b) et après la sélection tight. La barre d'erreur présente l'erreur totale tandis que la partie intérieure contient l'erreur statistique uniquement.

La figure V.10 représente en fonction de la pseudo-rapidité, ce taux de mauvaise identification de charge déterminé dans les données et le Monte-Carlo pour trois niveaux de sélection différents. Plus la sélection est stricte et plus ce taux diminue et quelles que soient les coupures, la probabilité d'observer cet effet augmente avec la quantité de matière à traverser (expliquant la variation suivant la pseudo-rapidité). L'accord entre la simulation et les données est très bon et ce taux varie de 0,2 % dans le tonneau à 2 % dans les bouchons pour les électrons *tight*.

V.2.5.e Efficacité du déclenchement

La figure V.11 représente les efficacités de déclenchement en fonction de p_T^ℓ (a) et $|\eta_\ell|$ (b), mesurées à partir des désintégrations de W et Z en électrons dans les données de 2010, pour les configurations « 15,medium » et « 20,loose »⁵. Les deux niveaux de déclenchement ont des performances équivalentes équivalentes au-delà de 20 GeV mais pour le spectre en pseudo-rapidité, ils diffèrent légèrement dans les bouchons.

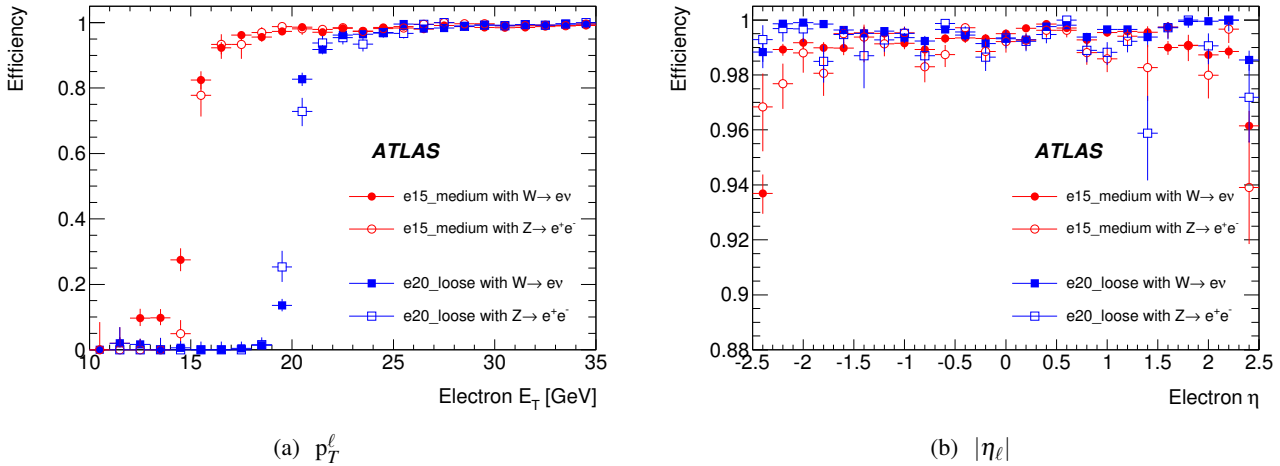


FIGURE V.11: Évolution des efficacités de déclenchement des électrons suivant leur impulsion transverse (gauche) et leur pseudo-rapidité (droite) au niveau EF. Ces efficacités ont été mesurées à partir des désintégrations de W et Z en électrons dans les données de 2010.

Les efficacités intégrées, résultats des méthodes de *tag-and-probe* pour les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, dans les données et le Monte-Carlo sont regroupées dans le tableau V.4. Un bon accord est observé entre les données et la simulation.

Mode de désintégration	Seuil d'intégration	Efficacité	
		Données	Simulation
$W \rightarrow e\nu$	$E_T > 20$ GeV	$99,08 \pm 0,04$ (stat.) $\pm 0,10$ (syst.)	$99,105 \pm 0,008$ (stat.)
$Z \rightarrow ee$	$E_T > 20$ GeV	$98,97 \pm 0,09$ (stat.) $\pm 0,09$ (syst.)	$99,445 \pm 0,006$ (stat.)

Tableau V.4: Efficacités intégrées calculées par la méthode de tag-and-probe en utilisant les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, pour le déclenchement EF_e15_medium.

V.3 Reconstruction des muons

Les collisions au LHC produisent un grand nombre de muons couvrant un large spectre d'énergie (allant des muons non-isolés inclus dans les jets de b, aux muons isolés de grande impulsion transverse issus de désintégration de boson W/Z ou de nouvelle physique). Cette reconstruction peut être faite en combinant le spectromètre à muons et le détecteur interne respectivement présentés en § III.4 et en § III.6, ce qui permet d'améliorer la résolution et de diminuer le taux de reconstruction de faux muons.

5. Ces terminologies correspondent respectivement à un seuil de 15 et 20 GeV en impulsion transverse et des qualités d'identification *medium* et *loose* qui sont introduites dans le paragraphe V.2.4

Dans cette partie, le processus de déclenchement, la reconstruction des muons combinés et la mesure de leur impulsion seront développés. Les performances atteintes pendant la prise de données 2010 sont finalement illustrées avec les désintégrations de $Z \rightarrow \mu\mu$.

V.3.1 Déclenchement

Comme pour les électrons, le déclenchement est une étape obligatoire afin de savoir si un événement doit être analysé ou non. La présence de mesures cohérentes dans le spectromètre à muons, c'est-à-dire pouvant former une trace, est la signature de la présence d'un muon dans l'état final de la collision considérée. Pour rendre ceci possible le déclenchement doit pouvoir :

- fournir une première estimation de l'impulsion transverse du candidat muon
- identifier le croisement de faisceaux à l'origine de la création du candidat muon
- fournir une mesure de la coordonnée dans le plan non-courbant rapidement (ici selon ϕ , information non fournie par les MDTs). Cette information doit pouvoir être utilisée dans les étapes de déclenchement de haut-niveau.
- être capable de ne pas conserver un événement ne contenant que des mesures aléatoires dues au bruit de fond neutrons/ γ dans la caverne.

Pour ce faire, deux technologies différentes sont utilisées : les RPCs dans le tonneau ($|\eta_\ell| < 1,05$) et les TGCs dans les bouchons ($1,05 < |\eta_\ell| < 2,4$). Cette séparation est nécessaire pour répondre aux différentes conditions environnementales (zone de recouvrement de champs toroïdaux pour $1,3 < |\eta_\ell| < 1,65$, taux de radiation jusqu'à 10 fois supérieur dans les bouchons...) mais surtout pour obtenir une granularité croissante avec la pseudo-rapidité des muons. Pour une même impulsion transverse, l'impulsion d'un muon à $|\eta|=2,4$ est, en effet, au moins 6 fois plus grande que celle d'un muon à $|\eta|=0$, alors que le pouvoir courbant des systèmes magnétiques n'est que deux fois plus élevé. De plus, la distance entre les chambres de déclenchement est supérieure dans le tonneau, permettant une meilleure mesure de l'impulsion par la mesure de la flèche (cf. § V.3.3).

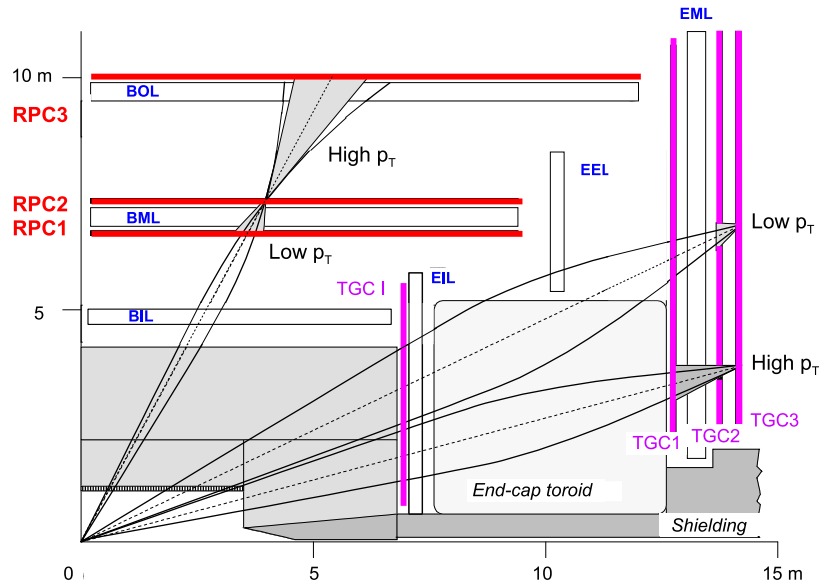


FIGURE V.12: Schéma des chambres de déclenchement du tonneau (RPC) et des bouchons (TGC). Les zones grisées délimitent les zones de recherches de mesures dans le cas d'un muon de grande impulsion transverse et d'un muon de faible impulsion transverse, à partir du plan pivot.

La figure V.12 schématise la première étape du système de déclenchement des muons : une région des chambres de déclenchement est touchée dans le plan pivot (RPC2 pour le tonneau et TGC3 pour les bouchons). À partir de cette région, une zone de recherche est délimitée dans le plan de chambres précédent. Si des mesures sont trouvées dans cette zone, le déclenchement considère qu'un événement de faible impulsion transverse est possible. Une deuxième zone de recherche est alors délimitée dans le troisième plan de chambres de déclenchement, validant en cas de présence de mesures, le classement en événement de haute impulsion transverse.

La décision du système de déclenchement est alors basée sur des coïncidences rapides entre les trois plans de chambres le long de la trajectoire du muon. L'utilisation de coïncidences types correspondant à différentes déviations de la ligne droite entre les chambres touchées, ainsi que la comparaison de la courbure entre le plan pivot et les deux autres permettent d'estimer l'impulsion de la particule (autorisant ainsi la mise en place de seuils de déclenchement).

V.3.2 Stratégie de reconstruction

Les muons produits au LHC et reconstruits dans ATLAS couvrent une gamme d'impulsion transverse allant de 3 GeV (nécessaire pour sortir du système calorimétrique) à 3 TeV (dans des processus de nouvelle physique). Pour ce faire, plusieurs stratégies de reconstruction peuvent être utilisées :

Standalone (MS) : cette reconstruction utilise seulement les informations du spectromètre à muons (l'acceptance est alors de $|\eta_\ell| < 2,7$). Cette méthode introduit du bruit de fond mais permet de reconstruire les muons secondaires produits lors de la désintégration de pions en vol par exemple.

Tag : cette reconstruction combine une trace dans le détecteur interne avec une portion de trace reconstruite dans seulement quelques chambres du spectromètre à muons. Cette méthode apporte de grandes améliorations par rapport à la précédente si le muon est de faible impulsion transverse (≤ 6 GeV), car dans ce cas il n'atteint pas toujours la deuxième chambre, ou si la région considérée est moins bien couverte (le puits laissé pour les services à $\eta_\ell \sim 0$ ou les pieds sur lesquels repose l'aimant toroïdal).

Combinée : cette reconstruction combine une trace dans le détecteur interne et une trace complète dans le spectromètre à muons. Cette méthode est celle qui permet d'obtenir le bruit de fond le plus faible.

Seuls des muons combinés seront utilisés par la suite. La reconstruction se déroule en quatre grandes étapes représentées sur la figure V.13 :

i) **Définition des régions d'activité :** Tout comme pour les électrons, le système de déclenchement crée une région d'activité autour des RPCs et TGCs touchées.

ii) **Reconstruction d'un segment :** Le passage d'un muon dans les tubes à dérives est décrit par des cercles dont le rayon est mesuré grâce au temps de dérive. À partir de tous les cercles mesurés dans une chambre, un segment est extrapolé en se basant sur l'hypothèse qu'au sein d'une même chambre les trajectoires des particules peuvent être considérées comme des lignes droites.

iii) **Reconstruction d'une trace standalone :** En utilisant, si tel est le cas, les segments des trois chambres composant le spectromètre, un ajustement à trois dimensions est fait en tenant compte du champ magnétique, pour créer une trace standalone. Du fait de l'inhomogénéité du champ magnétique toroïdal d'ATLAS, une méthode de calcul numérique est donc nécessaire, impliquant une bonne connaissance du champ. Au cours de cette étape, l'énergie perdue lors de la traversée du détecteur interne et du système calorimétrique est estimée en fonction de la position de la particule.

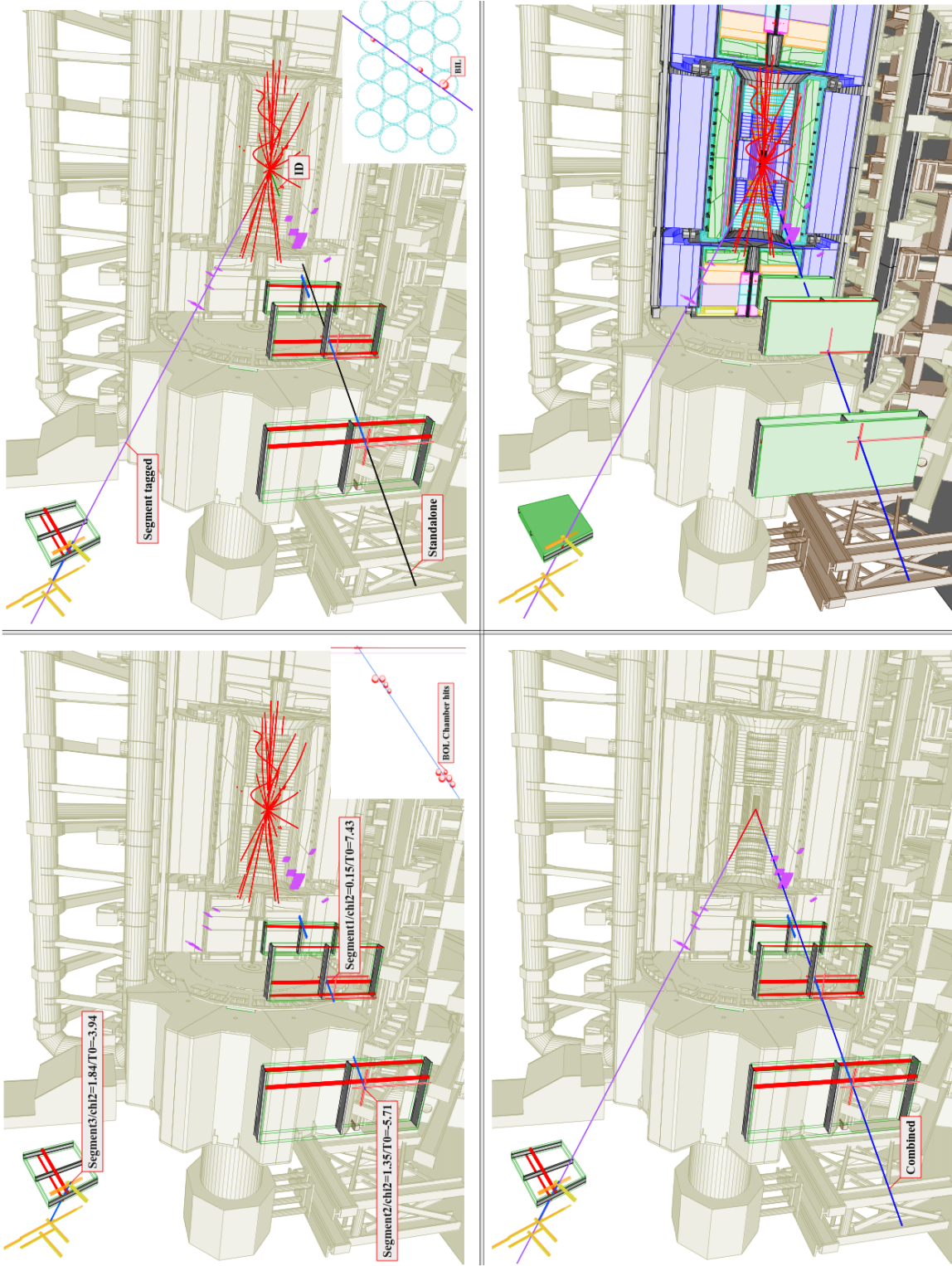


FIGURE V.13: Schéma des quatre étapes de reconstruction d'un muon combiné dans un événement $Z \rightarrow \mu\mu$ issu des données. Les deux premières étapes (partie supérieure gauche) consistent à isoler les régions d'activités grâce aux informations des RPCs/TGCs et reconstruire une droite par chambre (dans cette image un des muons est tag car il ne passe que par une seule chambre, seul l'autre sera détaillé par la suite). la partie supérieure droite montre la reconstruction de la trace standalone du muon en passant par les trois chambres activées. Finalement la partie inférieure gauche montre l'association faite entre les deux traces du spectromètre et deux des traces du détecteur interne.

iv) **Reconstruction de la trace combinée :** À partir de la trace standalone, une association avec une trace du détecteur interne est recherchée. Cette association se fait à partir de critères géométriques ($\Delta\eta, \Delta\phi, \dots$) mais aussi grâce à une comparaison des impulsions transverses mesurées (p_T^{MS}/p_T^{ID}) et des dépôts calorimétriques (pour prendre en compte un possible dépôt catastrophique par exemple).

V.3.3 Calibration et mesure de l'impulsion

La mesure de l'énergie ne peut pas être faite comme celle des électrons, car les muons ne s'arrêtent pas dans le détecteur. Dans ce cas, la mesure de l'énergie est réalisée en mesurant l'impulsion de la particule par l'intermédiaire d'une mesure de flèche. La figure V.14 illustre cette procédure.

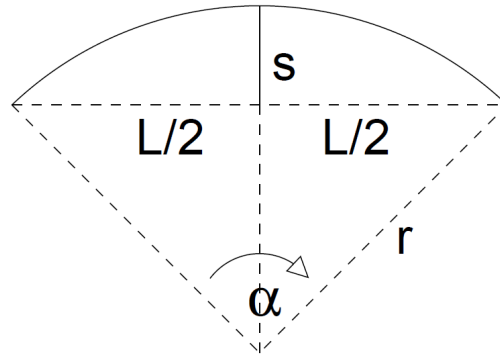


FIGURE V.14: Schéma de la trajectoire d'un muon dans le spectromètre à muon. La flèche est mesurée par rapport à la ligne droite reliant les segments des chambres subissant l'influence du champ magnétique.

La trajectoire des muons dans le plan perpendiculaire au champ magnétique est décrite par un cercle dont le rayon est relié à la flèche par la relation :

$$s = r(1 - \cos \frac{\alpha}{2}) \approx r \frac{\alpha^2}{8}$$

La flèche est elle même liée à l'impulsion de la particule dans le champ magnétique par la formule

$$s [m] \approx \frac{0,3}{8} \frac{L^2 [m^2] \times B [T]}{p_T [\text{GeV}]},$$

où B représente le champ magnétique local et L la longueur de la trajectoire du muon subissant le champ magnétique. La mesure de flèche donne directement l'impulsion du lepton. Un exemple de calcul très approximatif de flèche et d'erreur sur l'impulsion transverse peut être trouvé dans le tableau V.5.

La prise en compte de l'alignement du spectromètre avec le détecteur interne et le système calorimétrique est importante dans le cas de muons combinés. Une grande partie de ce travail a été fait en arrêtant le système de champ magnétique pendant des prises de données cosmiques [82] et des prises de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV spécifiques. La résolution sur l'impulsion transverse a aussi été mesurée pendant les prises de données cosmiques et est illustrée sur la figure V.15 pour le détecteur interne, le spectromètre à muons et la combinaison des deux.

L'évolution de la résolution relative montre que les performances de chacun des détecteurs sont complémentaires. Pour les faibles impulsions transverses, le détecteur interne est plus performant puisque le muon traverse moins de matériel. Avec l'augmentation de l'énergie transverse du lepton, les effets (relatifs à l'énergie) de diffusions multiples déformant la mesure faite par le spectromètre deviennent plus

Tableau V.5: Estimation approximative de la flèche et de l'erreur sur la détermination de l'impulsion transverse en combinant les incertitudes de mesure liées à l'alignement du spectromètre ($\pm 40 \mu\text{m}$), aux tubes ($\pm 60 \mu\text{m}$) et à l'alignement relatif du détecteur interne et du spectromètre ($\pm 200 \mu\text{m}$), pour deux valeurs d'impulsion transverse. Le champ magnétique, ainsi que la longueur de parcours dans le champ sont considérés sans erreur dans ce calcul.

p_T^ℓ [GeV]	η_ℓ	B [T]	L [m]	p_T^ℓ [GeV]	s[mm]	δp_T^ℓ [GeV]
20	0	0,5	5	20	23,4	0,2
	2,4	1	7	111	16,5	0,3
60	0	0,5	5	60	7,8	1,7
	2,4	1	7	333	5,5	2,4

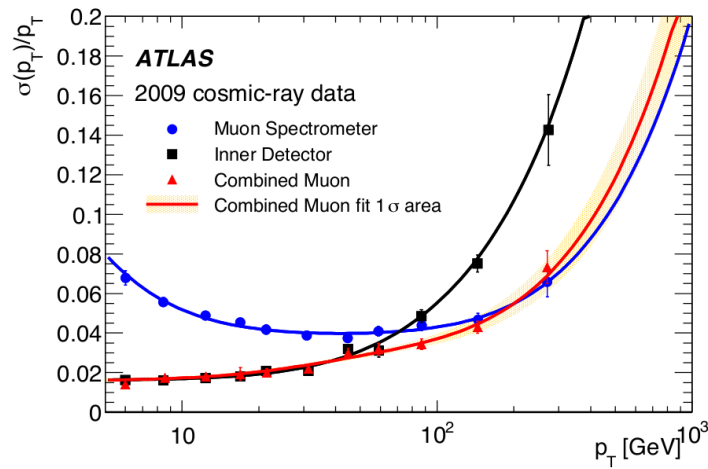


FIGURE V.15: Résolution relative mesurée pendant les prises de données cosmiques de 2009, pour les traces reconstruites seulement à partir du détecteur interne (noir), seulement à partir du spectromètre à muons (bleu) et en combinant les deux systèmes (rouges).

faibles et la mesure est alors plus précise car la flèche dans le spectromètre est plus grande que dans le détecteur interne. Dans le domaine cinématique considéré dans ce travail, la résolution se situe en deçà de 2 % (cf. figure V.15). Par rapport au tableau V.5, cette valeur prend en compte les effets de diffusions multiples dus à la matière, d'inhomogénéités de champ magnétique...).

V.3.4 Performance sur les données 2010

Comme pour les électrons, les performances de la reconstruction des muons ont été étudiées à partir des désintégrations de bosons Z en paires $\mu^+\mu^-$. Dans cette partie les performances en terme d'efficacité de reconstruction, d'isolation et de mesure d'échelle d'impulsion sont abordées.

V.3.4.a Efficacité de déclenchement

L'efficacité du système de déclenchement à muons est mesurée par rapport à la reconstruction hors-ligne. La méthode de *tag-and-probe* est ici utilisée à partir des désintégrations de bosons Z en paires de muons dont la masse invariante doit être comprise entre 77 et 106 GeV. Le seuil d'impulsion transverse des muons est fixé à 13 GeV et les efficacités mesurées sont montrées par la figure V.16 en fonction de l'impulsion transverse dans le tonneau (a) et les bouchons (b). La différence d'efficacité constatée entre

les deux parties du spectromètre peut être imputée à l'acceptance géométrique : les RPCs ne couvrent que 80 % du tonneau, alors les TGCs couvrent 95 % des bouchons.

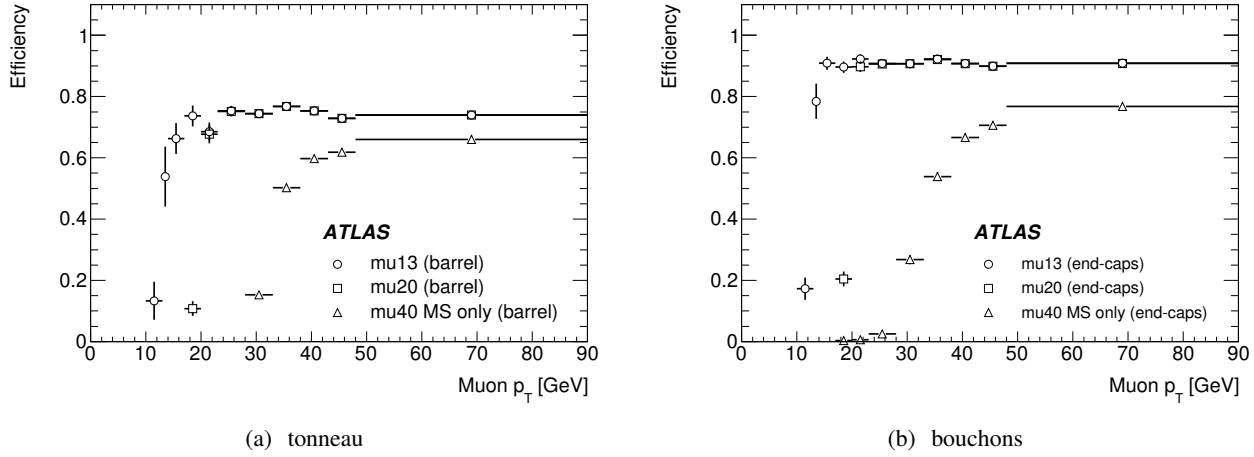


FIGURE V.16: Efficacité du système de déclenchement pour les muons combinés, pour différents seuils d'impulsion transverse dans le tonneau (a) et les bouchons (b).

V.3.4.b Efficacité d'identification

L'efficacité de reconstruction des muons combinés peut être envisagée comme le produit de l'efficacité de reconstruction d'une trace dans le détecteur interne par l'efficacité de reconstruction dans le spectromètre à muons et l'efficacité de l'association entre ces deux objets. Pour ce faire, les événements à deux muons isolés de charge opposée sont utilisés dans le cadre de la méthode *tag-and-probe* : un muon combiné sert de *tag*, l'autre devant être une trace *standalone*.

Le résultat de ces mesures est représenté dans la figure V.17, en fonction de l'impulsion transverse du muon (a) et de sa pseudo-rapidité (b), à partir des données et de la simulation. Pour des impulsions transverses comprises entre 20 et 100 GeV, l'efficacité est plate et supérieure à 90 %. En fait, elle est même supérieure à 95 % en dehors des zones de transition entre tonneau et bouchons ($|\eta_\ell| \sim 1,2$) et du puits central aménagé pour faire passer les services du détecteur interne, du solénoïde et des calorimètres. Le rapport des efficacités issues des données et de la simulation est montré dans la partie inférieure et un bon accord peut être constaté dans les deux cas. Ce rapport sera utilisé comme facteur correctif dans le chapitre VIII.

L'isolation est un critère important pour la rejection des muons issus de désintégrations hadroniques. Les mêmes échantillons de données et de Monte-Carlo sont alors utilisés et la coupure testée est définie comme

$$\text{Isolation} = \frac{\sum_{\text{ID}}^{\Delta R < 0,4} p_T}{p_T(\mu)} < 0,2$$

Elle consiste à faire le rapport de la somme des impulsions transverses des traces mesurées dans le détecteur interne (ID) dans un cône autour du muon ($\Delta R < 0,4$) sur l'impulsion transverse du muon combiné. La comparaison des distributions issues des données et de la simulation est faite dans la figure V.18 qui montre un excellent accord avec le Monte-Carlo.

Contrairement aux électrons, la probabilité de mal estimer la charge d'un muon est négligeable dans la gamme d'énergie considérée dans cette thèse.

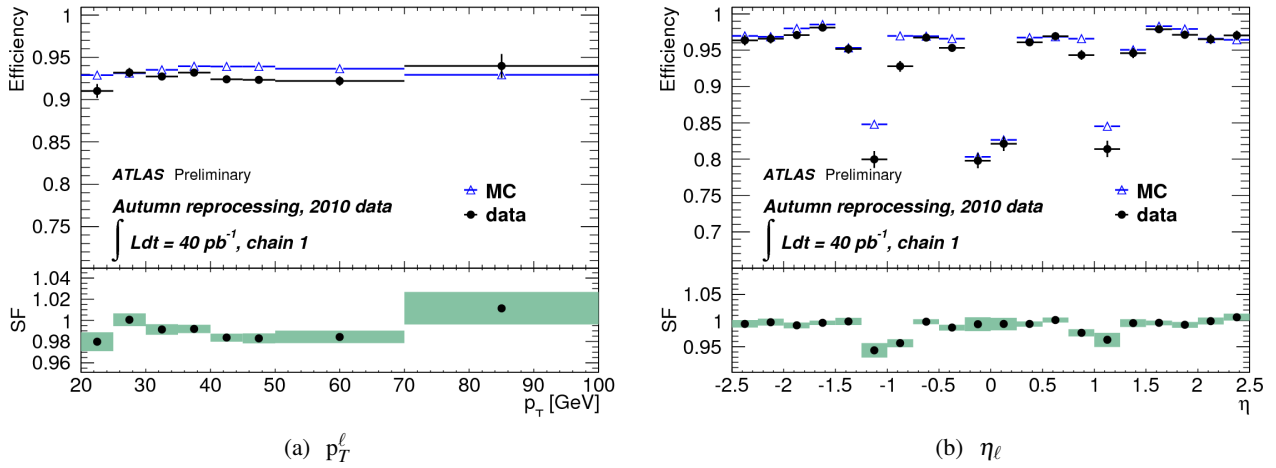


FIGURE V.17: Efficacité de reconstruction des muons combinés en fonction de l'impulsion transverse du muon (a) et de sa pseudo-rapidité (b) dans les données et la simulation.

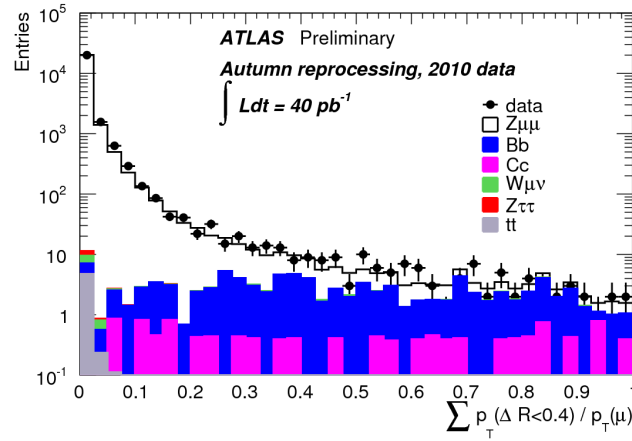


FIGURE V.18: Comparaison des distributions de la variable d'isolation pour les muons probe dans le Monte-Carlo et les données.

V.3.4.c Échelle d'impulsion et résolution

La détermination de l'échelle d'impulsion et de la résolution des muons est faite en utilisant les échantillons de désintégrations de bosons Z en paires $\mu^+\mu^-$. L'énergie du muon étant une combinaison des mesures effectuées par le détecteur interne et le spectromètre à muons, les corrections d'échelle d'impulsion et de résolution ont été calculées en utilisant des ajustements par template (cf. § II.3.1.a) comparant les distributions issues des données et des distributions simulées dont certains paramètres étaient modifiés.

La correction obtenue sur la résolution est très faible et n'aura pas d'impact pour les mesures faites dans cette thèse (cf. chapitres VII et VIII). Les corrections d'échelle d'énergie sont calculées séparément suivant la charge pour trois intervalles de pseudo-rapidité. Elles sont inférieures à 1 % et sont affectées d'une erreur de l'ordre de 0,5 %.

L'effet de ces corrections est montré par la figure V.19 dans laquelle sont comparées les distributions de masse invariante de Z, reconstruite à partir de muons combinés issus des données et de la simulation

corrigée. Un très bon accord est atteint.

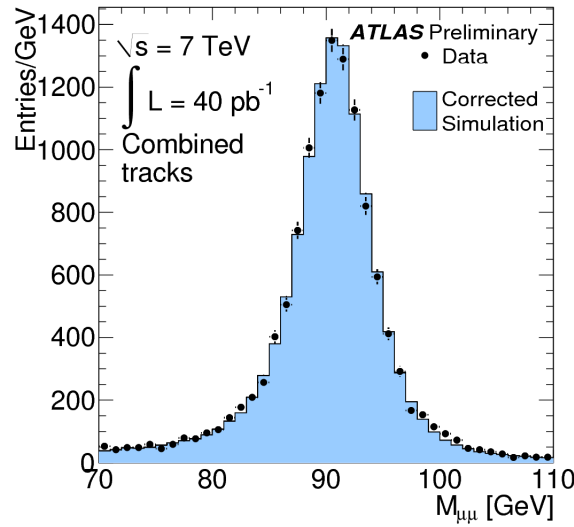


FIGURE V.19: Comparaison des distributions de masse invariante de Z calculée avec des événements à deux muons combinés, dans les données et la simulation corrigée pour prendre en compte les effets de résolution et d'échelle d'énergie.

V.4 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante ($\cancel{E}_T$) est une quantité de tout premier plan pour de nombreuses analyses physiques, dont la reconstruction des bosons W. Cette dernière est définie comme l'opposée de la somme de l'énergie transverse déposée dans le calorimètre, de la correction pour l'énergie transverse déposée dans le cryostat et de l'énergie transverse emportée par les muons, résumée par l'expression :

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Final}} = \cancel{E}_{x,y}^{\text{Calo}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Cryo}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Muon}}. \quad (\text{V.1})$$

Afin d'assurer une bonne mesure de $\cancel{E}_T$, il faut d'abord minimiser les effets engendrés par la limitation de la couverture angulaire, mais aussi par la présence de régions inactives et de canaux bruyants dans le détecteur. Ces éléments peuvent en effet créer une fausse $\cancel{E}_T$ appelée $\cancel{E}_T^{\text{fake}}$, tout comme les particules venant des événements sous jacent, des collisions simultanées, le bruit cohérent de l'électronique...

Dans cette partie, chacun des termes introduit dans l'équation V.1 est expliqué et les performances mesurées avec les données 2010 sont finalement abordées.

V.4.1 Mesure du terme calorimétrique

L'énergie transverse manquante est principalement reconstruite à partir des dépôts d'énergie dans le système calorimétrique. Il est primordial de pouvoir classer ces dépôts selon la nature des particules à l'origine de la gerbe (afin d'appliquer les calibrations correspondantes), après suppression du bruit.

Dans tous les cas, il y a deux algorithmes pour reconstruire la $\cancel{E}_T$:

- Reposant sur les dépôts d'énergie dans les cellules, regroupées dans des topoclusters. Une calibration générale peut être appliquée à tous les topoclusters. Cette méthode ne dépend pas des calibrations particulières à chaque type d'objets reconstruits.

- Reposant sur une classification et une calibration spécifique des topoclusters associés à des objets.

La procédure de suppression du bruit, commune aux deux méthodes de calculs de $\cancel{E}_T$, ainsi que le détail des méthodes sont développés par la suite.

V.4.1.a Suppression du bruit

Le bruit électronique engendré par l'ensemble des 200 000 canaux du système calorimétrique d'ATLAS est un des principaux facteurs de la dégradation de la résolution de l'énergie transverse manquante. L'étude d'événements à faible énergie transverse manquante, comme les désintégrations de bosons Z en paires de leptons, permet alors de tester différentes méthodes de suppression de bruit afin de minimiser cette contribution électronique. Cette suppression nécessite une bonne connaissance des distributions de bruit, σ_{noise} , de chaque cellules, dues tant à l'électronique qu'au bruit venant des événements de « pile-up ».

La méthode utilisée dans cette thèse est basée sur l'utilisation de clusters topologiques appelés *topoclusters*. Ces clusters sont définis à l'origine par une cellule de haute énergie ($|E^{cell}| > 4\sigma_{noise}$) à laquelle est ajoutée les cellules voisines pour lesquelles $|E^{cell}| > 2\sigma_{noise}$. Finalement, toutes les cellules en bordure de celles sélectionnées sont aussi ajoutées. Ces cellules sont alors appelées *topocells* et cette configuration de seuil, appelée 4/2/0, permet de supprimer le bruit électronique.

V.4.1.b Reconstruction par *topoclusters*

Le terme calorimétrique introduit dans l'équation V.1 est calculé à partir des cellules contenues dans les *topoclusters*, pour limiter les effets de bruit :

$$\cancel{E}_{x,y}^{Calo} = - \sum_{TopoCells} E_{x,y}.$$

Les cellules sont calibrées par une méthode reposant sur des études Monte-Carlo et utilisant les propriétés du développement des gerbes calorimétriques de pions neutres et chargés. Les énergies des pions ont été choisies parmi mille valeurs : 100 entre 150 MeV et 1 GeV et 900 entre 1 GeV et 2 TeV. Ces différentes valeurs ont été choisies pour couvrir l'espace des phases de manière régulière (en échelle logarithmique). Ces pions ont été finalement distribués de manière isotrope selon ϕ et η . En utilisant une procédure de *calibration hits* (préalablement expliquée en § V.2.3), les dépôts d'énergie peuvent être classés en quatre catégories :

- énergie électromagnétique visible : l'énergie libérée par les électrons et photons par ionisation.
- énergie non-électromagnétique visible : l'énergie libérée par les autres particules par ionisation.
- énergie invisible : l'énergie libérée par des processus autres que l'ionisation comme des ruptures de liaisons nucléaires.
- énergie échappée : l'énergie quittant le volume considéré, emportée la plupart du temps par des muons ou des neutrinos.

Le but de la calibration est d'estimer les deux dernières contributions, en se basant sur l'observation des deux premières, permettant ainsi de tenir compte des effets de détecteur et du matériel devant le calorimètre.

Cette méthode est utilisée pour les analyses d'asymétrie de charge de bosons W dans le chapitre VIII, puisque la majorité des événements étudiés ont de faibles énergies transverses (ne contenant principalement qu'un électron).

V.4.1.c Reconstruction par les objets

Tout comme dans la méthode précédente, les *topoclusters* sont utilisés pour définir des zones d'activité et faire la suppression de bruit. L'énergie des cellules est ici calibrée en associant certains *topoclusters* à des objets de grande impulsion transverse, clairement identifiés et dans un ordre choisi : électrons, photons, muons, τ se désintégrant en hadrons, jets de b et jets légers. La calibration de chacun de ces objets étant mieux connue que celle des clusters de manière générique, cette méthode doit permettre de mieux reconstruire la véritable énergie transverse manquante. Dans ce cas, on obtient

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Calo}} = \cancel{E}_{x,y}^{\text{RefCalib}} = -(\cancel{E}_{x,y}^{\text{RefEl}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{RefTau}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Refbjets}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{RefJets}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{RefMuon}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{RefOut}}),$$

où $\cancel{E}_{x,y}^{\text{RefOut}}$ est l'énergie dans les *topoclusters* qui n'ont pas été associés aux différents objets cités précédemment. Pour ces derniers, la calibration des cellules est faite par la méthode exposée précédemment.

Cette dernière est utilisée dans l'analyse de polarisation (cf. chapitre VII), puisque les événements étudiés mettent en jeu des W contrebalancés par un ou plusieurs jets.

V.4.2 Perte d'énergie dans le cryostat et mesure du terme muonique

Finalement, les deux derniers termes de l'équation V.1 doivent être évalués afin de pouvoir compléter la mesure de $\cancel{E}_T$.

Correction pour le cryostat : le cryostat, situé entre le calorimètre électromagnétique tonneau et le calorimètre hadronique, équivaut à environ une demi longueur d'interaction. La reconstruction de l'énergie transverse manquante prend en compte l'énergie perdue par les gerbes hadroniques dans ces régions, en appliquant une correction, fonction de l'énergie déposée, dans la dernière couche de l'argon liquide et dans la première couche du calorimètre à tuiles. Cette correction est de la forme

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Cryo}} = - \sum_{\text{Rec jets}} E_{\text{jet},x,y}^{\text{cryo}}, \quad \text{où} \quad E_{\text{jet},x,y}^{\text{cryo}} = w^{\text{Cryo}} \sqrt{E_{\text{EM3}} \times E_{\text{HAD}}}.$$

Dans cette formule, w^{Cryo} est un poids de calibration déterminé sur la simulation et E_{EM3} et E_{HAD} sont respectivement l'énergie de la troisième couche du calorimètre électromagnétique et l'énergie de la première couche du calorimètre hadronique. Cette contribution est non négligeable pour les événements contenant des jets ayant une grande impulsion transverse.

Terme provenant des muons : La contribution venant des muons est calculée à partir des impulsions mesurées des muons dont la pseudo-rapacité est inférieure à 2,7 :

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Muon}} = - \sum_{\text{Rec muons}} E_{x,y}.$$

Dans la région $|\eta| < 2,4$, seuls les muons de bonne qualité (ayant aussi une trace associée dans le détecteur interne) sont utilisés. Cette association permet de réduire considérablement la contribution de faux muons au calcul de l'énergie transverse manquante. Pour les régions au delà de cette limite, les muons reconstruits seulement à partir du spectromètre sont utilisés.

Outre la perte d'informations due aux muons émis hors de l'acceptance, un déficit de muons pourrait être attendu du fait de certaines limitations de couverture du spectromètre à muons (précédemment détaillés en § III.6). Dans ce cas, la trace reconstruite dans le détecteur interne associée à un dépôt dans le calorimètre pourrait être utilisée pour compenser, mais cela n'est pas fait actuellement dans ATLAS. En fait la contribution du terme muonique est maintenue relativement faible grâce notamment à la bonne efficacité d'identification et la bonne résolution du spectromètre à muons d'ATLAS.

V.4.3 Performance obtenues en 2010

Les désintégrations de bosons Z en paires de leptons sont utilisées pour analyser les performances de la reconstruction, sans reposer entièrement sur la simulation du détecteur. Ces événements n'ont en effet pas de réelle $\cancel{E}_T$ mis à part la faible contribution de bruit de fond issue des désintégrations semi-leptonique des hadrons lourds (en jets). Ainsi, la contribution majoritaire à la création de $\cancel{E}_T$ pour ces topologies vient de l'imperfection de la reconstruction des objets par les sous-détecteurs.

V.4.3.a Comparaison des distributions

Les distributions d'énergie transverse manquante issues de l'analyse des données sont comparées aux prédictions Monte-Carlo dans la figure V.20, pour le canal électronique (a) et muonique (b). Alors qu'un très bon accord est observé, une analyse poussée des événements pour lesquels $\cancel{E}_T > 60$ GeV a été menée : dans la plupart des cas, ces événements sont aussi compatibles avec les critères de sélection d'un autre signal physique (essentiellement $t\bar{t}$). Les autres sont des événements dans lesquels le vecteur d'énergie transverse manquante est proche d'un jet dans le plan transverse, laissant penser que l'énergie du jet a été mal reconstruite. Cette dernière contribution peut être rejetée en appliquant une coupure sur $\Delta\phi(\cancel{E}_T, jet)$.

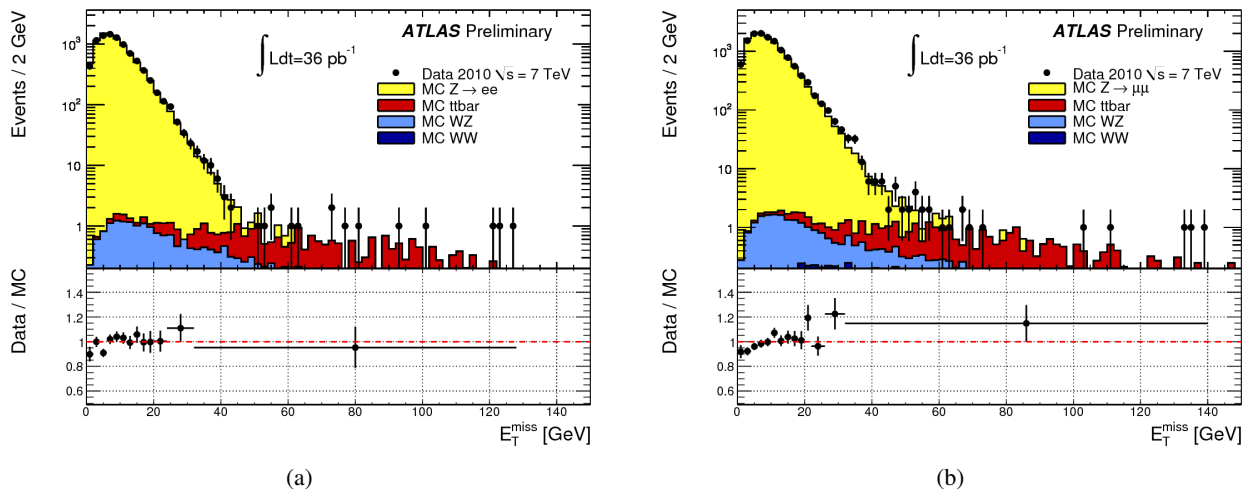


FIGURE V.20: Comparaison des distributions d'énergie transverse manquante reconstruite par les objets, issues des données et de la simulation pour les désintégrations de bosons Z en paires d'électrons (a) et de muons (b).

V.4.3.b Étude de la résolution

De manière plus quantitative, la résolution de l'énergie transverse manquante peut être étudiée en fonction de la somme des énergies transverses, $\sum E_T$, mesurées par le système calorimétrique et définie comme :

$$\sum E_T = \sum_{i=1}^{N_{\text{cellule}}} E_i \sin \theta_i$$

où E_i et θ_i représentent les énergies et angles polaires des cellules comprises dans les *topoclusters* pour $|\eta| < 4.5$.

Comme aucune énergie transverse manquante ne devrait être mesurée dans les événements $Z \rightarrow \ell\ell$, la résolution est mesurée comme la déviation standard de la distribution gaussienne de (E_x^{miss}, E_y^{miss}) pour différents intervalles de $\sum E_T$. La distribution de cette résolution en fonction de la somme des énergies

transverses est présentée dans la figure V.21, pour le canal électronique (a) et muonique (b). Ces distributions peuvent être ajustées en utilisant l'expression $\sigma = a\sqrt{\sum E_T}$.

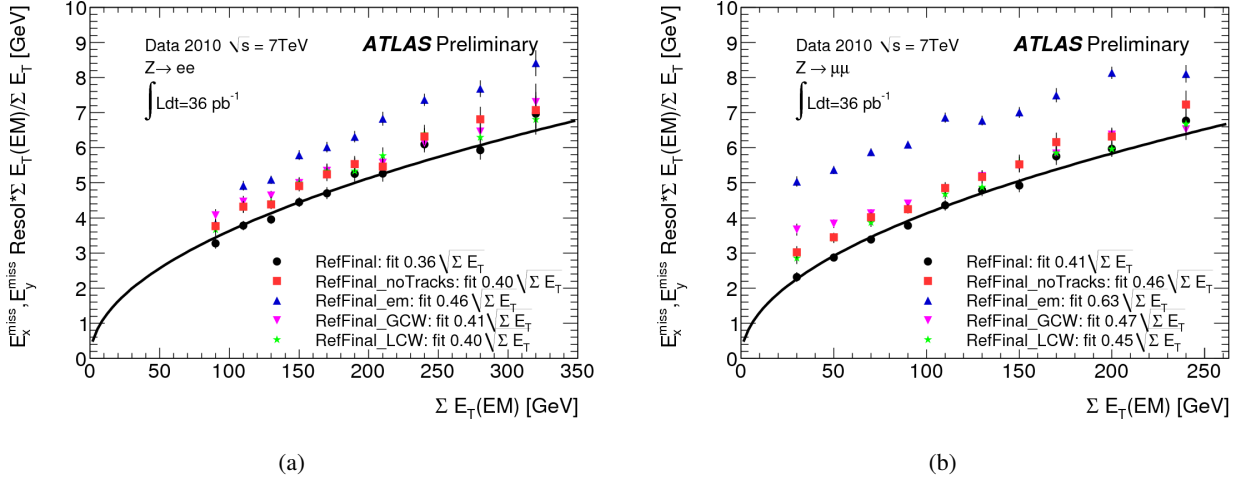


FIGURE V.21: Résolution de l'énergie transverse manquante mesurée suivant x et y dans les désintégrations de bosons Z en paires d'électrons (a) et de muons (b), en fonction de la somme des énergies transverses mesurées par le système calorimétrique. Les points noirs correspondent à l'énergie transverse manquante utilisée dans le chapitre VII et les étoiles vertes, celle utilisée dans le chapitre VIII.

La différence de résolution entre le canal électronique et muonique provient de la définition de ΣE_T : dans le premier cas, l'impulsion transverse de l'électron fait partie de la somme. En ôtant cette contribution les résultats pour les deux canaux sont en accord.

Chapitre VI

Reconstruction des désintégrations de bosons W

« Nom d'un p'tit boson »

Quelques minutes avant la fin du monde
BOULET

Sommaire

VI.1	Introduction	119
VI.2	Monte-Carlo utilisé dans cette analyse	119
VI.3	Définition de la sélection des événements	120
VI.4	Application aux données	126
VI.5	Détermination des nombres d'événements QCD	128

VI.1 Introduction

La reconstruction des désintégrations de bosons W repose sur la détection d'un lepton de grande impulsion transverse ainsi que d'une grande énergie transverse manquante. Dans cette partie, nous allons définir les critères de sélection des événements, montrer leurs effets sur certaines distributions de variables cinématiques pertinentes, en comparant les données à une sélection d'échantillons Monte-Carlo.

VI.2 Monte-Carlo utilisé dans cette analyse

La signature claire de la désintégration d'un boson W en électron-neutrino et en muon-neutrino, rappelée ci-dessus, peut être reproduite par un certain nombre de processus, soit suite à la mauvaise identification d'une ou plusieurs particules, soit parce que l'état final est similaire. Ces processus sont dès lors appelés bruits de fond et ils peuvent être classés en deux catégories : les bruits de fond électrofaibles issus de désintégrations de bosons W ou Z et les bruits de fond QCD, avec le cas particulier de la production de paires $t\bar{t}$. Les contributions électrofaibles sont résumés ci-dessous :

$W \rightarrow \tau \nu$: si le τ se désintègre en un lepton, cet événement possède alors un lepton et deux neutrinos, formant donc un bruit de fond irréductible. Une coupure sur l'impulsion transverse du lepton,

plus mou car issu de la désintégration du τ , permet néanmoins de le réduire. De même, la corrélation entre l'énergie transverse manquante et le lepton n'a pas la même forme que pour le signal recherché, puisque plusieurs neutrinos sont émis dans ce cas. La section efficace de production est égale à celle du signal considéré, mais seul un τ sur cinq se désintègre en un lepton de la saveur considérée.

$Z \rightarrow \tau\tau$: tout comme le $W \rightarrow \tau\nu$, un des τ peut se désintégrer en lepton-neutrino, constituant ainsi un bruit de fond irréductible. Une coupure sur l'impulsion transverse du lepton et sur l'énergie transverse manquante permet de réduire la contribution de ce bruit de fond. La section efficace de production de ce processus est dix fois inférieure à celle du signal considéré.

$Z \rightarrow ee$: l'un des deux électrons peut être mal reconstruit, ou hors acceptance, engendrant de l'énergie transverse manquante. Un veto sur un second électron permet de fortement supprimer cette source de bruit de fond. La section efficace de production de ce processus est dix fois inférieure à celle du signal considéré.

$Z \rightarrow \mu\mu$: si un des deux muons est mal reconstruit (hors acceptance par exemple) ou fait un dépôt catastrophique dans les calorimètres, l'événement peut alors être reconstruit comme une désintégration de W en muon-neutrino. La section efficace de production de ce processus est dix fois inférieure à celle du signal considéré.

Les bruits de fond hadroniques, dont les sections efficaces de production sont supérieures à celle du signal considéré, sont séparés ici en deux contributions :

$t\bar{t}$: la désintégration d'un quark top se fait majoritairement en un quark plus léger avec émission d'un boson W, devenant nécessairement un bruit de fond important pour cette étude. La section efficace de production de ce processus est néanmoins cent fois inférieure à celle du signal considéré.

QCD : ce bruit de fond est présent pour les deux canaux de désintégration, mais son effet est bien plus important pour $W \rightarrow e\nu$, si un des deux jets est reconstruit comme un électron. Comme la production de ce type de processus est extrêmement grande (cf. tableau VI.1) ce bruit de fond sera le bruit de fond majoritaire pour les électrons. Il est aussi le plus compliqué à quantifier, puisque l'erreur sur l'estimation de la section efficace de production est très grande, d'où la nécessité d'une mesure directement avec les données.

Des échantillons Monte-Carlo ont été engendrés pour chacun des bruits de fond, mais aussi pour le signal, pour des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV et une moyenne de deux interactions par croisement de faisceaux. Ces différents Monte-Carlo, consignés dans le tableau VI.1 pour les électrons et le tableau VI.2 pour les muons, ont été engendrés par Pythia [43], en utilisant MRST LO* [83] comme jeu de PDF. Toutefois, l'échantillon $t\bar{t}$ ainsi qu'un second échantillon de signal, ont été engendrés avec MC@NLO [84] en utilisant CTEQ6.6 [22]. Ce second échantillon de signal est nécessaire pour pouvoir tester plusieurs jeux de PDF (en particulier ceux NLO) et pour comparer les prédictions des deux générateurs pour les distributions angulaires des leptons issus de bosons W (cf. chapitre VII).

Dans tous les cas, la propagation des particules et leurs interactions avec le détecteur est simulée par GEANT4 [80]. Les sections efficaces des processus Monte-Carlo sont principalement calculées à NLO et sont aussi consignées dans les tableaux VI.1 et VI.2 (avec la luminosité intégrée équivalente).

VI.3 Définition de la sélection des événements

La sélection des événements repose sur une succession de coupures testées et affinées à partir des études Monte-Carlo. Les coupures peuvent être scindées en deux groupes : celles utilisant des critères cinématiques, permettant une bonne efficacité de sélection tout en ayant une grande rejection de bruit

Tableau VI.1: Échantillons Monte-Carlo, signal et bruits de fond, utilisés pour les analyses électrons de cette thèse. Le nombre d'événements engendrés ainsi que les sections efficaces, efficacités de sélection des filtres en amont et luminosités équivalentes sont spécifiés pour les différents processus. Les sections efficaces W et Z sont calculées à NNLO, celle de $t\bar{t}$ à NLO et la section efficace de production du bruit de fond QCD est estimée à LO. Tous les échantillons ont été engendrés avec en moyenne deux interactions par croisement.

Processus physique	Section efficace ($\times$ BR) [nb]	ϵ_{filtre}	$N_{\text{evts}} [\times 10^6]$	Luminosité [pb^{-1}]
$W \rightarrow e\nu$	10,46		7	669,2
$W \rightarrow \tau\nu$	10,46		2	191,2
$Z \rightarrow ee$	0,989		5	5055,6
$Z \rightarrow \tau\tau$	0,989		2	2022,2
$t\bar{t}$	0,161	0,555	1	11191,3
Dijet (e channel)	$1,15 \times 10^6$	0,085	10	0,1

Tableau VI.2: Échantillons Monte-Carlo, signal et bruits de fond, utilisés pour les analyses muons de cette thèse. Le nombre d'événements engendrés ainsi que les sections efficaces, efficacités de sélection des filtres en amont et luminosités équivalentes sont spécifiés pour les différents processus. Les sections efficaces W et Z sont calculées à NNLO, celle de $t\bar{t}$ à NLO et la section efficace de production du bruit de fond QCD est estimée à LO. La variable $\hat{p}_T$ est l'impulsion transverse des partons impliqués dans le processus dur. Tous les échantillons ont été engendrés avec en moyenne deux interactions par croisement.

Processus physique	Section efficace ($\times$ BR) [nb]	ϵ_{filtre}	$N_{\text{evt}} [\times 10^6]$	Luminosité [pb^{-1}]
$W \rightarrow \mu\nu$	10,46		7	669,2
$W \rightarrow \tau\nu$	10,46		2	191,2
$Z \rightarrow \mu\mu$	0,989		5	5050
$Z \rightarrow \tau\tau$	0,989		2	2022
$t\bar{t}$	0,165	0,5425	1	12712
J0mu ($8 < \hat{p}_T < 17$ GeV)	$9,86 \times 10^6$	$7,93 \times 10^{-5}$	1	1,28
J1mu ($17 < \hat{p}_T < 35$ GeV)	$6,78 \times 10^5$	$1,23 \times 10^{-3}$	1	1,19
J2mu ($35 < \hat{p}_T < 70$ GeV)	$4,10 \times 10^4$	$5,44 \times 10^{-3}$	0,5	2,24
J3mu ($70 < \hat{p}_T < 140$ GeV)	$2,20 \times 10^3$	$1,29 \times 10^{-2}$	0,5	17,6
J4mu ($140 < \hat{p}_T < 280$ GeV)	$8,77 \times 10^1$	$2,22 \times 10^{-2}$	0,5	257
J5mu ($280 < \hat{p}_T < 1120$ GeV)	$2,35 \times 10$	$2,98 \times 10^{-2}$	0,5	7139

de fond, et celles liées aux effets de détecteur telles l'acceptance, la présence de zone morte dans le calorimètre...

VI.3.1 Déclenchement et pré-sélection des événements

Le générateur simule une information de déclenchement pour chaque événements. Les définitions des déclenchements utilisés pour l'analyse finale ont été dictées par leurs évolutions lors de la prise de données et reposent sur des signatures ayant le plus bas seuil en impulsion transverse tout en étant *non filtré*¹. L'analyse muon utilise un seuil en impulsion transverse de 13 GeV alors que celle sur les électrons nécessite un seuil de déclenchement de 15 GeV et une qualité d'identification *medium*. Typiquement 67 % (58 %) des désintégrations de bosons W en électron-neutrino (muon-neutrino) sont retenues compte

1. Pour une définition de non filtré, voir en § III.8.1

tenu des différences d'efficacité de déclenchements entre électron et muon, comme présenté dans le chapitre V.

Une sélection commune à toutes les analyses ATLAS consiste aussi à exiger que chaque événement contienne au moins un vertex reconstruit avec trois traces compatibles avec le point d'interaction. Ce critère n'a aucun impact sur les événements de simulation.

VI.3.2 Sélection $W \rightarrow e\nu$

La sélection $W \rightarrow e\nu$ repose sur les critères de sélection suivants :

- ▷ l'électron doit être dans le volume fiduciel du détecteur (cf. figure VI.1 (a)). Il est ainsi nécessaire que $|\eta_\ell| < 2,47$ pour que l'électron soit associé à une trace, mais aussi qu'il ne soit pas compris dans la zone où les calorimètres électromagnétiques bouchons et tonneau se recouvrent ($1,37 < |\eta_\ell| < 1,52$) car la reconstruction n'y est pas bien maîtrisée.
- ▷ l'électron doit avoir une grande impulsion transverse. Le spectre d'impulsion transverse d'un lepton issu d'un boson W possède un pic jacobien centré autour de la moitié de la masse du boson ($p_T^\ell \sim 40$ GeV). Le seuil choisi est 20 GeV, permettant de garder 90 % des événements de signal dans le volume fiduciel, tout en rejetant presque 40 % des événements contenant des τ dans l'état final. Les distributions d'impulsion transverse, avant les coupures cinématiques, sont représentées par la figure VI.1 (b).
- ▷ l'électron doit être de bonne qualité, en l'occurrence de qualité *tight*. Cette coupure est cruciale pour réduire le bruit de fond QCD par un facteur 100 supplémentaire (après la coupure sur $p_T^\ell > 20$ GeV). L'efficacité pour le signal est de l'ordre de 65 %. Les désintégrations de W en tau-neutrino, contenant un vrai électron, sont cependant davantage réduits que le signal (20 %), de même que les événements $t\bar{t}$ (30 %), compte tenu de l'environnement plus compliqué de ces événements ou de leur spectre en impulsion transverse plus mou (l'efficacité de l'identification *tight* atteint un plateau d'identification à partir de 30 GeV, cf. figure V.4)
- ▷ l'événement est rejeté si un second électron d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et de qualité au moins *medium* est reconstruit. Cette coupure permet de ne conserver que 50 % des événements $Z \rightarrow ee$ après la sélection de qualité.
- ▷ l'événement est rejeté si l'énergie transverse manquante n'est pas suffisante. Le seuil choisi ici est 25 GeV, permettant de garder 80 % des événements de signal, 50 % des désintégrations $W \rightarrow \tau\nu$, 30 % des désintégrations $Z \rightarrow \tau\tau$ et surtout seulement 3 % des désintégrations $Z \rightarrow ee$ et du fond QCD. Les distributions d'énergie transverse manquante, avant les coupures cinématiques, sont représentées par la figure VI.1 (c).
- ▷ finalement l'événement doit avoir une masse transverse reconstruite du boson W supérieure à 40 GeV. Cette grandeur, définie par

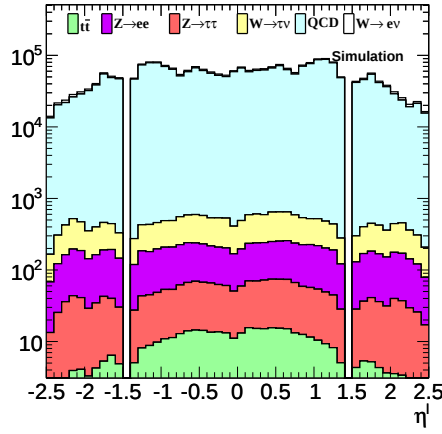
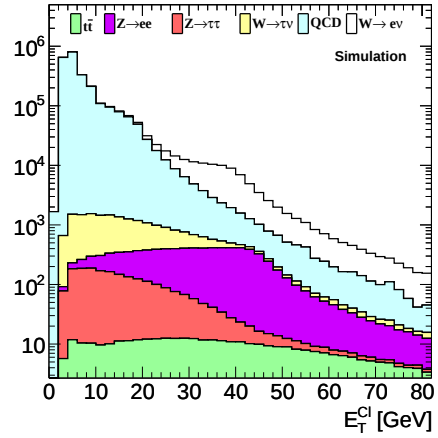
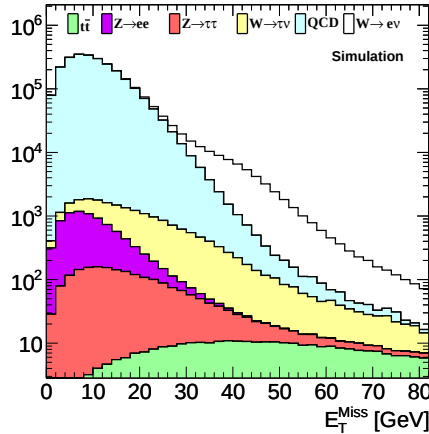
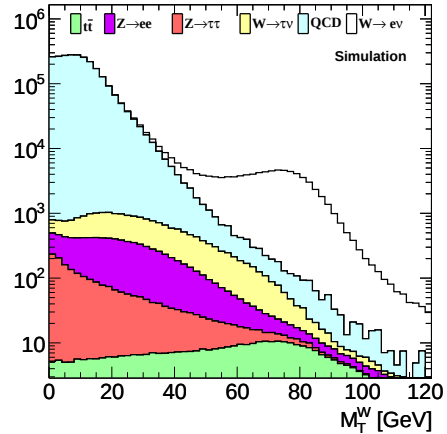
$$M_T^W = \sqrt{p_T^\ell E_T(1 - \cos(\phi_{\ell\nu}))},$$

où $\phi_{\ell\nu}$ est l'angle dans le plan transverse qui sépare l'énergie transverse manquante du lepton. Cette variable est la réduction au plan transverse de la définition de masse invariante et elle permet de vérifier la corrélation entre le lepton et le neutrino. Les distributions de masse transverse reconstruite, avant les coupures cinématiques, sont représentées par la figure VI.1 (d).

L'ensemble des critères de sélection est résumé dans le tableau VI.5 et leurs effets sur le signal et les bruits de fond sont consignés dans le tableau VI.3, pour une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} . Un rapport signal sur bruit supérieur à 10 est obtenu. Le bruit de fond majoritaire est le QCD puisqu'il équivaut au double des bruits de fond électrofaibles (W et Z).

Tableau VI.3: Nombres d'événements attendus à chaque étape de la sélection, normalisés à une luminosité de 100 pb^{-1} , pour le signal et les bruits de fond dans le canal électronique (le générateur utilisé est Pythia).

Coupure	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$	QCD
Total	1046000,0	1046000,0	99000,0	99000,0	9157,5	782000000,0
Déclenchement	667353,6	141863,8	82938,2	29288,4	8072,6	113665561,2
Volume fiduciel	635480,1	133363,0	81244,4	28130,3	8070,0	108891258,1
Impulsion transverse	572744,6	81737,8	76385,5	18500,4	6967,2	47348762,9
Loose	511281,0	33382,9	72248,5	8153,3	4292,6	10552920,7
Medium	470711,4	22611,4	68874,5	4751,5	2832,1	6759509,5
Tight	373352,8	16699,8	59530,5	3344,8	1965,5	506963,2
Z veto	373247,6	16692,5	31654,5	3268,4	1860,0	506416,8
$\cancel{E}_T$	304858,2	9348,0	804,0	877,1	1584,3	19341,3
Masse transverse	302383,5	8152,9	615,3	542,5	1310,1	15075,9

(a) Pseudo-rapacité des e^+ (b) Impulsion transverse des e^+ (c) $\cancel{E}_T$ des candidats W^+ (d) Masse transverse des candidats W^+ **FIGURE VI.1:** Distribution de pseudo-rapacité du lepton (a), d'impulsion transverse du lepton (b), d'énergie transverse manquante (c) et de masse transverse du W (d) pour les candidats W^+ du Monte-Carlo. Toutes les coupures de sélection sont appliquées à l'exception du déclenchement et des trois coupures cinématiques (p_T^ℓ , $\cancel{E}_T$ et M_T^W).

VI.3.3 Sélection $W \rightarrow \mu \nu$

La sélection $W \rightarrow \mu \nu$ repose sur les critères de sélection suivants :

- ▷ le muon doit être dans le volume fiduciel du détecteur (cf. figure VI.2 (a)). Il est ainsi nécessaire que $|\eta_\ell| < 2,4$ pour que le muon puisse être détecté par le système de déclenchement, mais aussi qu'il puisse être combiné (avoir une trace dans le détecteur interne et le spectromètre à muons)
- ▷ le muon doit avoir une trace possédant un certain nombre de mesures dans le détecteur à pixels, dans le SCT et dans le détecteur à rayonnement de transition. Ces critères permettent la reconstruction d'une trace de bonne qualité dans le détecteur interne.
- ▷ le muon doit avoir un paramètre d'impact longitudinal compatible avec la position du vertex primaire, afin de s'assurer qu'il ne soit pas issu d'un vertex décalé. Ce critère permet de rejeter des cosmiques ainsi que 50 % du bruit de fond QCD et une faible fraction des événements issus des désintégrations de bosons W en tau-neutrino (20 %).
- ▷ le muon doit avoir une grande impulsion transverse, le seuil étant fixé à $p_T^\ell > 20$ GeV. De façon similaire aux électrons, 90 % des événements de signal dans le volume fiduciel sont conservés, tout en rejetant presque 40 % des événements contenant des τ dans l'état final et 70 % des événements QCD. Les distributions d'impulsion transverse, avant les coupures cinématiques, sont représentées par la figure VI.2 (b).
- ▷ le muon doit finalement être isolé. L'isolation repose uniquement sur l'information du détecteur interne, c'est-à-dire sur la somme des impulsions transverses de toutes les traces reconstruites dans un cône de taille 0,4 autour de la direction du muon. Le muon est considéré isolé si cette somme est inférieure à 20 % de son impulsion. Cette coupure rejette essentiellement du bruit de fond QCD (par un facteur 3) et est sans impact sur le signal, compte tenu de la luminosité instantanée encore relativement faible.
- ▷ similairement aux électrons, l'énergie transverse manquante doit être supérieure à 25 GeV. 82 % des événements de signal sont conservés ainsi que 55 % des désintégrations $W \rightarrow \tau \nu$, 20 % des désintégrations $Z \rightarrow \tau \tau$ et $Z \rightarrow \mu \mu$ et seulement 4 % du fond QCD. Les distributions d'énergie transverse manquante, avant les coupures cinématiques, sont présentées par la figure VI.2 (c).
- ▷ finalement, l'événement doit avoir une masse transverse reconstruite du boson W supérieure à 40 GeV, permettant de vérifier la corrélation entre le lepton et le neutrino. Les distributions de masse transverse reconstruite, avant les coupures cinématiques, sont représentées par la figure VI.2 (d).

L'ensemble des critères de sélection est résumé dans le tableau VI.6. Les effets de ces critères sur les échantillons de signal et de bruits de fond équivalents à une luminosité intégrée de 100 pb^{-1} sont détaillés dans le tableau VI.4 (dans lequel tous les échantillons Monte-Carlo jets ont été regroupés sous le terme QCD). L'efficacité d'identification des muons étant supérieure à celle des électrons, le nombre d'événements de signal est supérieur de 30 % mais le rapport signal sur bruit est toujours de l'ordre de 10, compte tenu d'un bruit de fond électrofaible nettement supérieur, dominé par les désintégrations de bosons W en tau-neutrino et Z en paire de muons². Les distributions d'énergie transverse manquante et de masse transverse (figures VI.2 (c) et (d)) sont très similaires au canal électron. La distribution de l'impulsion transverse du muon présente un déficit dans les basses valeurs : typiquement, un muon perdra en moyenne 3 GeV dans le système calorimétrique avant d'atteindre le spectromètre à muons.

2. L'utilisation d'un veto sur un deuxième muon a été envisagé, mais ce critère ne supprime qu'un événement $Z \rightarrow \mu \mu$ sur cinq.

Tableau VI.4: Nombres d'événements attendus à chaque étape de la sélection, normalisés à une luminosité de 100 pb^{-1} , pour le signal et les bruits de fond dans le canal muonique (le générateur utilisé est Pythia).

Coupure	$W \rightarrow \mu\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$t\bar{t}$	QCD
Total	1046000,0	1046000,0	99000,0	99000,0	8091,9	187164884,9
Déclenchement	585420,4	48592,7	79512,8	8867,0	2749,4	20764092,0
Nombre de vertex	585087,1	48580,7	79501,4	8865,6	2749,3	20763457,8
$N_{combined} \geq 1$	561101,9	46594,9	78274,7	8529,1	2654,7	19923555,4
$N_{pixel+SCT}$	561101,9	46594,9	78274,7	8529,1	2654,7	19923555,4
$ \eta_\ell < 2,4$	551141,2	45817,4	77503,3	8401,5	2643,7	19737704,9
$z_{vertex} - z_0$	530115,6	37270,5	75802,4	6939,2	2475,6	9480856,3
p_T^ℓ	479882,4	22902,2	71602,2	4492,4	2194,5	2687684,6
Isolation	477103,6	22671,6	71379,8	4449,2	1895,4	639576,1
$\cancel{E}_T$	392609,1	12950,6	14821,2	992,5	1621,0	28329,8
Masse transverse	389501,0	11421,2	14336,2	563,2	1342,2	11554,4

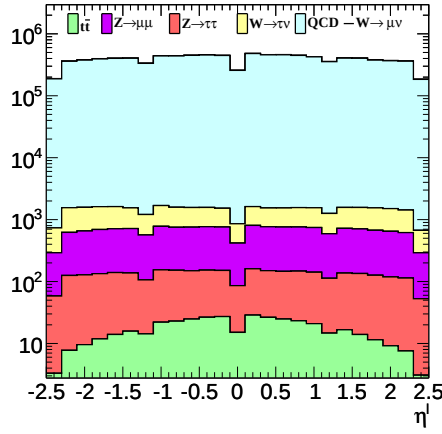
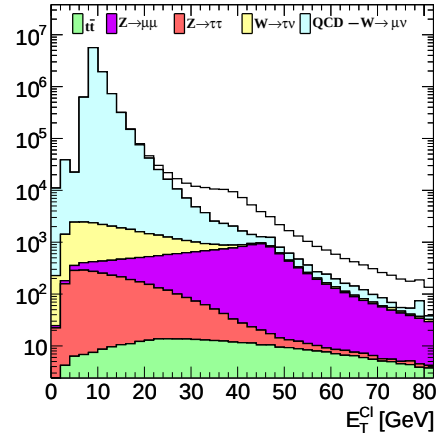
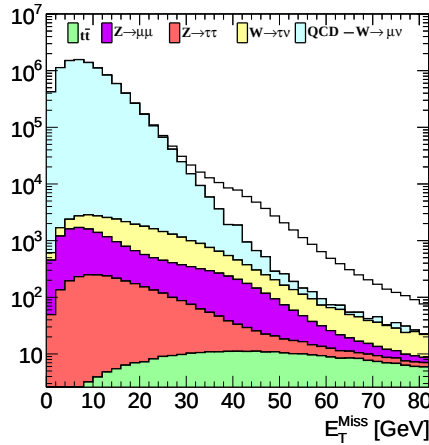
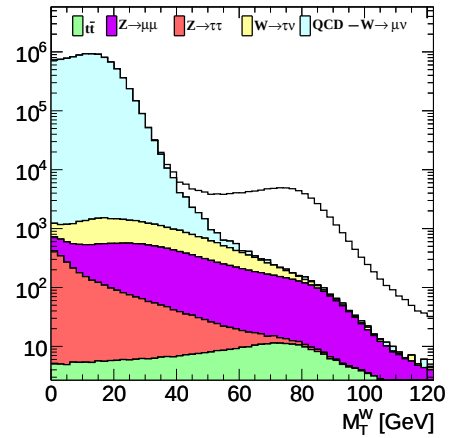
(a) Pseudo-rapidité des μ^+ (b) Impulsion transverse des μ^+ (c) $\cancel{E}_T$ des candidats W^+ (d) Masse transverse des candidats W^+

FIGURE VI.2: Distribution de pseudo-rapidité du lepton (a), d'impulsion transverse du lepton (b), d'énergie transverse manquante (c) et de masse transverse du W (d) pour les candidats W^+ du Monte-Carlo. Toutes les coupures de sélection sont appliquées à l'exception du déclenchement et des trois coupures cinématiques (p_T^ℓ , $\cancel{E}_T$ et M_T^W).

Tableau VI.5: Sélection appliquée aux événements pour retenir les candidats W se désintégrant en électron-neutrino. Le nettoyage des événements ne doit pas être appliqué sur les événements Monte-Carlo.

Sélection d'événements de collisions	
Vertex primaire	$N_{vtx} \geq 1$ avec $N_{tracks} \geq 3$
Acceptance	$ \eta_\ell < 2,47$ où $ \eta_\ell > 1,52$ et $ \eta_\ell < 1,37$ Veto sur les zones inactives du calorimètre
Nettoyage des événements	cleaning cuts
Déclenchement	EF_15_medium
Sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$	
Qualité d'électron	Au moins <i>tight</i>
Impulsion transverse	$p_T > 20$ GeV
Veto Z	2 électrons medium d'impulsion transverse > 20 GeV
Énergie transverse manquante	$\cancel{E}_T > 25$ GeV
Masse transverse du W	$M_T^W > 40$ GeV

Tableau VI.6: Sélection appliquée aux événements pour retenir les candidats W se désintégrant en muon-neutrino. Le nettoyage des événements ne doit pas être appliqué sur les événements Monte-Carlo.

Sélection d'événements de collisions	
Vertex primaire	$N_{vtx} \geq 1$ avec $N_{tracks} \geq 3$ $ z_{vtx} < 200$ mm
Nettoyage des événements	cleaning cuts
Déclenchement	EF_mu13_MG or EF_mu13_MG_tight
Sélection d'événements $W \rightarrow \mu\nu$	
Sélection muon	Muon combinés, $ \eta_\ell < 2,4$
Qualité muon	b-layer : $N_{blayer} \geq 1$ si la zone du b-layer n'est pas morte Mesure dans le silicium : $N_{pix} \geq 1$, $N_{SCT} \geq 6$
Association au vertex primaire	$ z_0 - z_{vtx} < 10$ mm
Impulsion transverse	$p_T > 20$ GeV
Isolation	$\sum p_T^{ID} / p_T < 0,2$
Énergie transverse manquante	$\cancel{E}_T > 25$ GeV
Masse transverse du W	$M_T > 40$ GeV

VI.4 Application aux données

VI.4.1 Nettoyage des événements

En plus des sélections évoquées précédemment, il est nécessaire de prendre en compte certaines particularités lors de l'analyse des données. Il faut en effet savoir si lors de l'acquisition, tous les sous-détecteurs nécessaires à la bonne analyse d'un événement étaient en état de fonctionnement. Cette étape, abordée dans la partie III.8.1 est appelée sélection des « bons » runs (*Good Run List*), et permet ainsi de déterminer la quantité de données analysées, en terme de luminosité, afin de comparer quantitativement aux simulations Monte-Carlo.

Pour garantir une bonne reconstruction de l'énergie transverse manquante, les événements contenant de « faux » jets sont rejetés. Ceux-ci ont pour origine :

- un bruit cohérent entre cellules dans les calorimètres électromagnétiques

- une cellule bruyante dans les calorimètres hadroniques à argon liquide
- un événement cosmique ou hors temps

Différentes variables sont combinées pour rejeter ces faux jets, reposant sur la répartition de l'énergie dans les cellules et dans les différentes couches du calorimètre mais aussi sur la mesure du temps des dépôts calorimétriques qui doit, en principe, être compatible avec celui de l'interaction. Ces critères ont été optimisés pour ne rejeter que des faux jets (0,1 % des jets rejetés sont de vrais jets).

VI.4.2 Zones inactives du calorimètre

Lors de la prise de données 2010, certaines cartes de lecture du calorimètre (*FEB*) ont été défectueuses, principalement suite à une perte de la transmission optique des données entre les FEBs, installées directement sur le calorimètre, dans le puits (et donc non accessibles) et la salle d'électronique. À la fin de l'année 2010, 55 FEBs sur les 1500 étaient défectueuses entraînant une perte d'acceptance d'environ 5 % pour un électron. La figure VI.3 montre les zones inactives dans la seconde couche du calorimètre électromagnétique, à la fin 2010 dans le plan (η, ϕ) .

Dans ces zones spécifiques, un électron est, soit non reconstruit, soit reconstruit incorrectement (l'énergie d'une couche étant manquante et les critères d'identification moins performants). En outre la simulation ne prenait pas en compte l'ensemble de ces défauts mais uniquement ceux correspondants au démarrage en avril 2010. Par conséquent, seuls sont considérés, dans l'analyse, les candidats électrons reconstruits hors de ces régions inactives (avec une petite couronne suivant η et ϕ pour tenir compte des effets de bords). Lors de l'arrêt fin 2010, toutes les cartes défectueuses ont été remplacées.

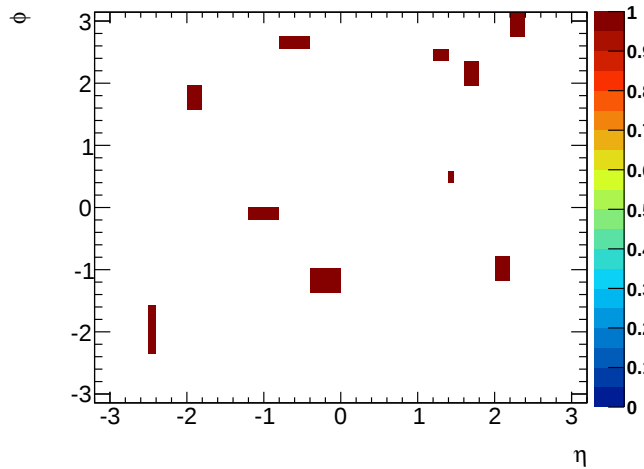


FIGURE VI.3: Zones inactives de la seconde couche du calorimètre représentées dans le plan (η, ϕ) .

VI.4.3 Résultats

Avec les coupures ci-dessus et celles décrites précédemment avec la simulation, regroupées dans le tableau VI.5 pour les électrons et le tableau VI.6 pour les muons, l'analyse a été appliquée aux données 2010. Les luminosités intégrées dans chacun des canaux sont :

$$\int \mathcal{L}_\mu dt = 31,4 \pm 1,1 \text{ pb}^{-1} \quad \text{et} \quad \int \mathcal{L}_e dt = 37,3 \pm 1,3 \text{ pb}^{-1}$$

Les nombres d'événements sélectionnés sont respectivement de 123904 pour le canal électron ($73746 W^+$ et $50158 W^-$) et 137697 pour le canal muon ($83200 W^+$ et $54497 W^-$).

Outre la luminosité, il faut aussi tenir compte du fait que la distribution du nombre d'interactions est différente entre les données et la simulation. La figure VI.4 (a) présente la distribution du nombre de vertex primaires (à trois traces) dans les données et la simulation. Les événements de simulation sont par la suite pondérés de façon à rendre identique cette distribution. A titre d'exemple, la figure VI.4 (b) présente la distribution d'impulsion transverse des leptons avec et sans cette pondération.

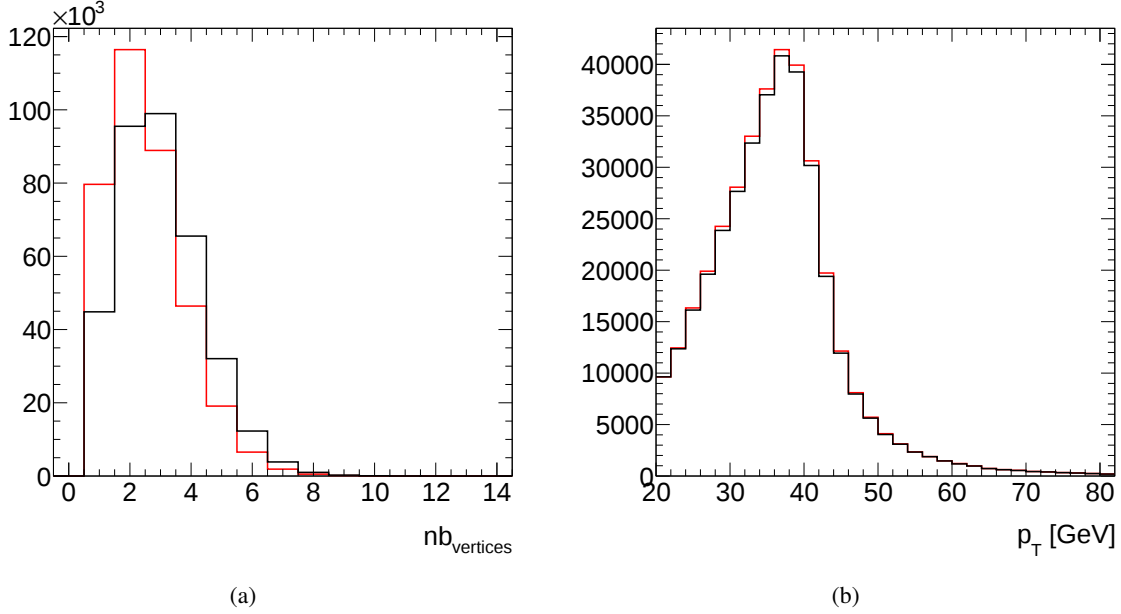


FIGURE VI.4: Nombre de vertex ayant plus de trois traces (a) et distribution d'impulsion transverse du lepton (b) avant (noir) et après (rouge) la méthode de pondération pour obtenir les mêmes conditions de pile-up.

Les figures VI.5 et VI.6 présentent la comparaison des données à la simulation, pour des variables pertinentes pour l'analyse W, telles que l'impulsion transverse du lepton, l'énergie transverse manquante ou la masse transverse. Les distributions sont normalisées au même nombre d'entrées de façon à corriger les différences de valeur de sections efficaces issues du calcul NNLO et celles observées au LHC (ces facteurs de normalisation sont de l'ordre de 4 % similaires entre les deux canaux) ainsi que le montre la figure VI.7.

Un bon accord est observé entre les distributions des données et la somme des composantes de signal et bruit de fond. Les bruits de fond dominants sont le fond QCD et les désintégrations de bosons W en τ -neutrino pour les deux canaux leptoniques analysés et les désintégrations de bosons Z en deux muons, uniquement dans le canal muonique. L'estimation du bruit de fond QCD est un point crucial de beaucoup d'analyses et les distributions issues de la simulation ne sont utilisées que pour les comparaisons qualitatives : l'estimation du nombre précis d'événements est faite dans les deux cas à partir des données.

VI.5 Détermination des nombres d'événements QCD

Les nombres d'événements QCD sont extraits d'une analyse faite sur les données, reposant sur l'inversion de certains des critères de sélection, combinée à une analyse Monte-Carlo. La procédure est décrite plus précisément pour les électrons en § VI.5.1 et pour les muons en § VI.5.2.

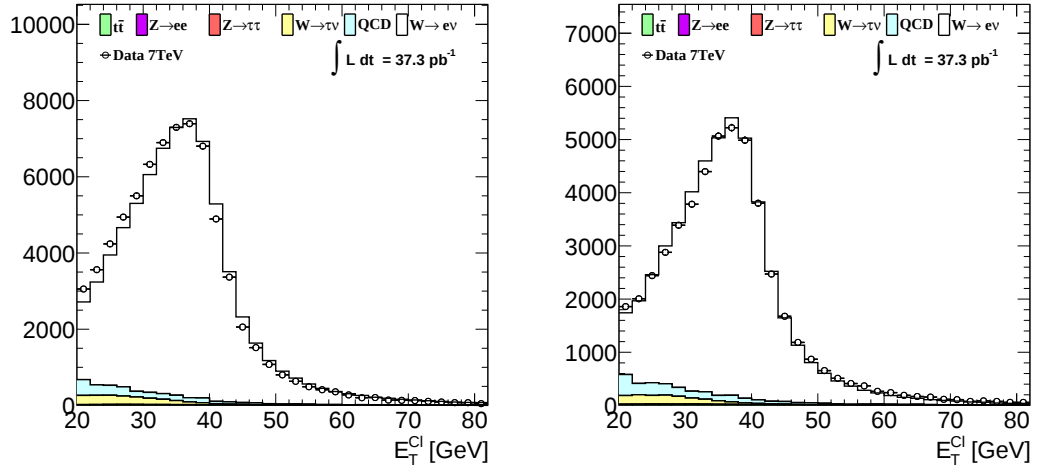
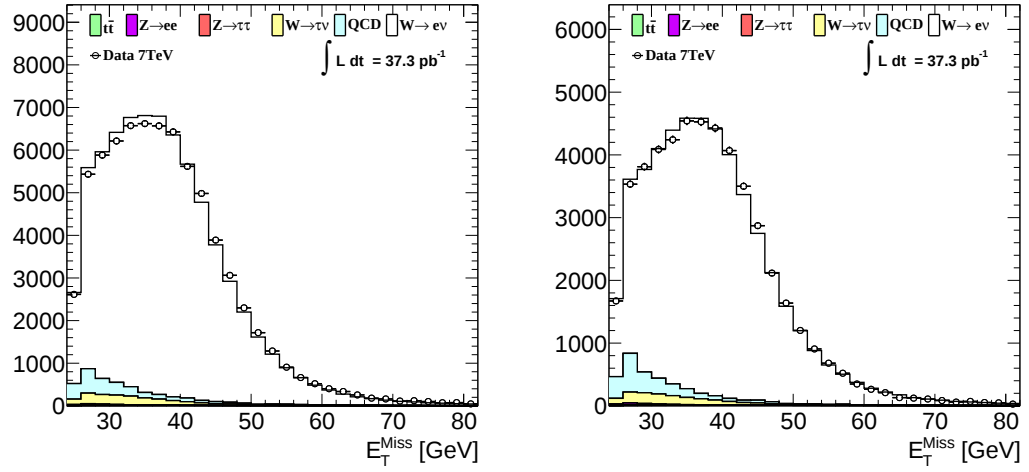
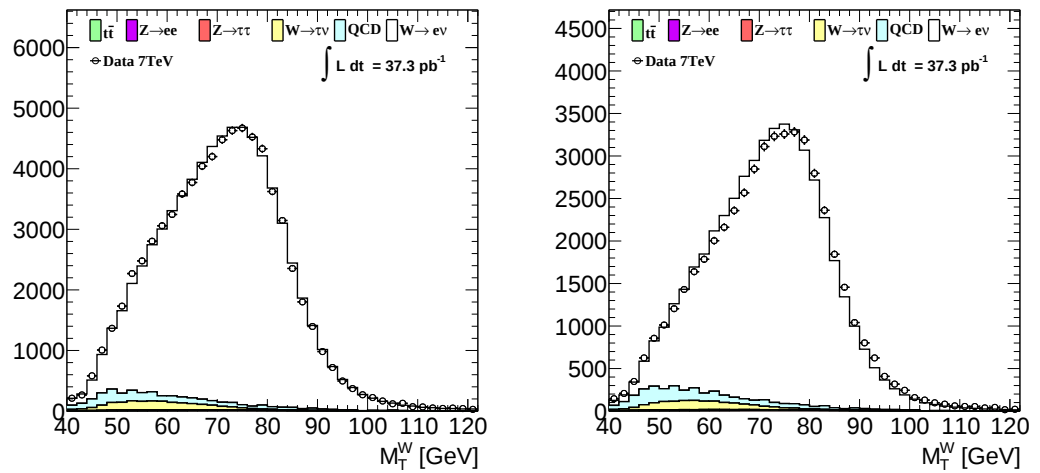
(a) Impulsion transverse des positrons de candidats W^+ (b) Impulsion transverse des électrons de candidats W^- (c) E_T^{Miss} des candidats W^+ (d) E_T^{Miss} des candidats W^- (e) Masse transverse des candidats W^+ (f) Masse transverse des candidats W^-

FIGURE VI.5: Comparaisons des distributions cinématiques issues des données (cercles blancs) et de la simulation dans le mode électronique, séparées par charge. L'impulsion transverse des leptons est représentée en (a) et (b), l'énergie transverse manquante en (c) et (d) et la masse transverse reconstruite en (d) et (e).

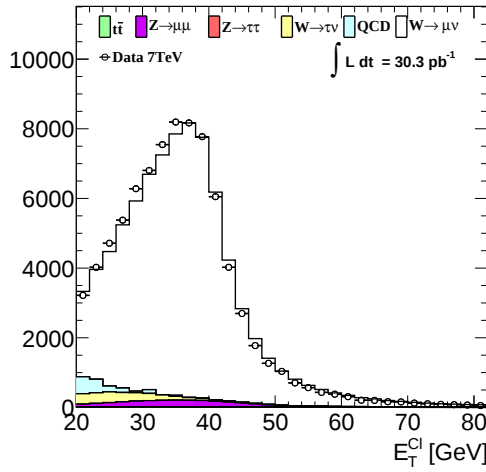
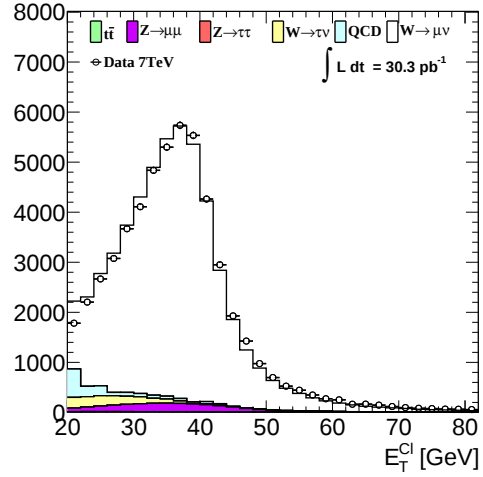
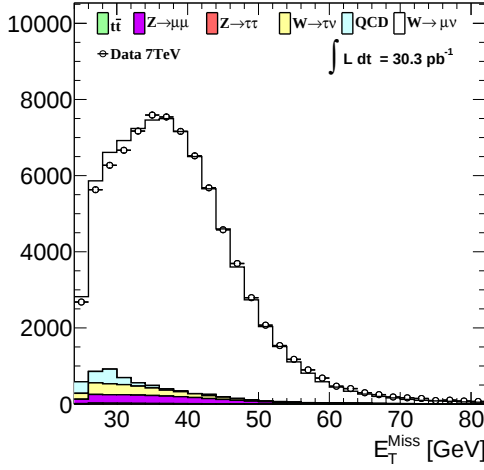
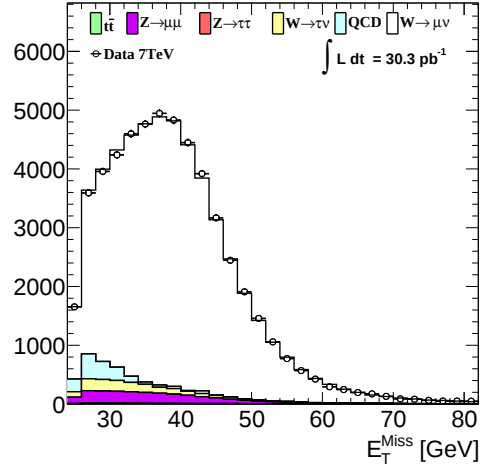
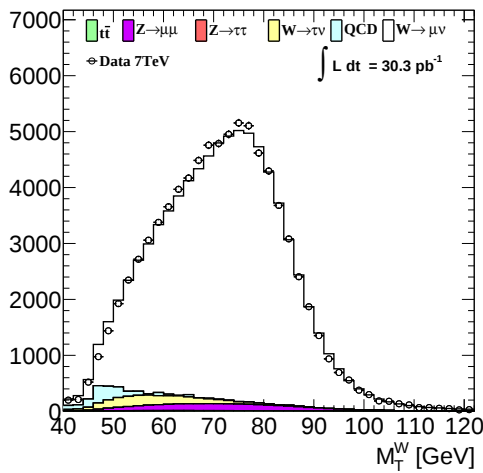
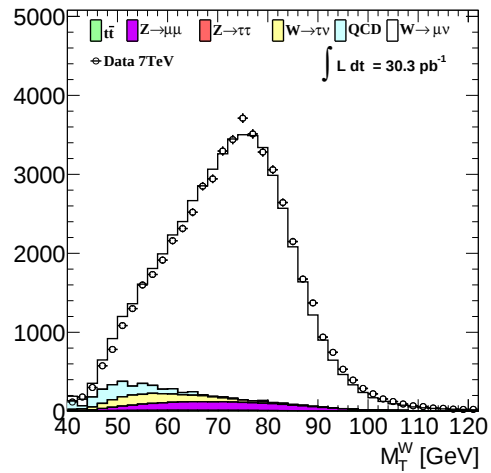
(a) Impulsion transverse des μ^+ de candidats W^+ (b) Impulsion transverse des μ^- de candidats W^- (c) E_T des candidats W^+ (d) E_T des candidats W^- (e) Masse transverse des candidats W^+ (f) Masse transverse des candidats W^-

FIGURE VI.6: Comparaisons des distributions cinématiques issues des données (cercles blancs) et de la simulation dans le mode muonique, séparées par charge. L'impulsion transverse des leptons est représentée en (a) et (b), l'énergie transverse manquante en (c) et (d) et la masse transverse reconstruite en (d) et (e).

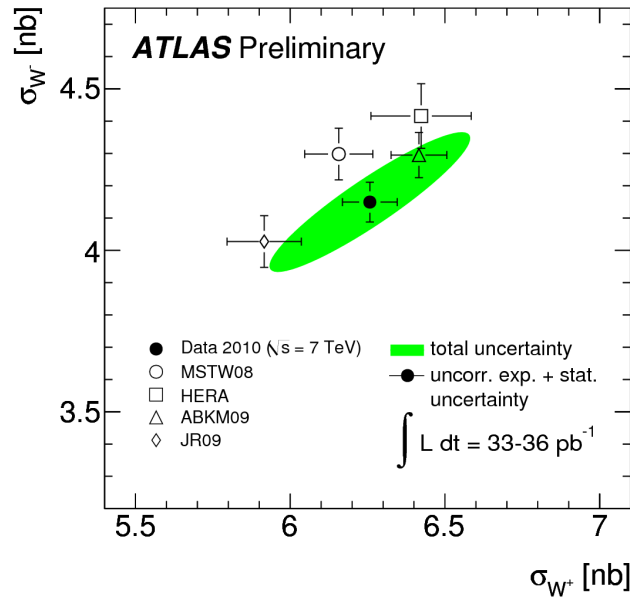


FIGURE VI.7: Section efficace de production mesurée et calculée des bosons W^- , en fonction de celle des W^+ . Les erreurs systématiques (luminosité, acceptation, échelle d'énergie de la $\cancel{E}_T$, résolution...) sont traitées de manière corrélée. Les erreurs représentées pour les prédictions sont issues seulement des PDFs. Une erreur supplémentaire de 2 % sur la valeur théorique est attendue pour une erreur de 1 % sur la constante de couplage forte mais n'est pas représentée ici.

VI.5.1 Canal électronique

La méthode consiste à ajuster la distribution d'énergie transverse manquante avant coupure, de façon à extrapoler la fraction d'événements QCD dans la région de signal ($\cancel{E}_T > 25$ GeV). Pour le signal et les bruits électrofaibles, les templates d'énergie transverse manquante sont extraits de la simulation, et sont normalisés à la luminosité à partir des sections efficaces du tableau VI.1, après pondération pour l'empilement. En revanche pour le bruit de fond QCD, le template est extrait directement des données en inversant un certain nombre de critères d'identification d'électrons, de façon à enrichir le lot en événements QCD. Les critères inversés reposent essentiellement sur les variables d'identification dans le premier compartiment et sur le signal TRT. De façon à réduire la contribution résiduelle de signal, les événements contenant un candidat électron isolé du point de vue calorimétrique sont rejetés. La forme des templates ainsi obtenue a aussi été validée par un lot de grande statistique de simulation d'événements QCD. La distribution d'énergie transverse manquante, pour les candidats passant toutes les coupures d'analyse, hormis l'énergie transverse manquante, est alors ajustée par un maximum de vraisemblance avec une statistique poissonnienne, le seul paramètre libre étant la normalisation du bruit de fond QCD.

Cette procédure est en fait effectuée par intervalle de pseudo-rapacité et donc fournit le nombre d'événements QCD dans la région de signal pour chaque intervalle. La figure VI.8 montre le résultat d'un de ces ajustements pour les positrons (a) et les électrons (b).

L'erreur systématique sur cette estimation du bruit de fond QCD a été extraite en faisant varier différents paramètres tels les critères d'inversion, la région d'ajustement et les générateurs pour les templates électrofaibles. Une valeur de 15 % (11 %) a été obtenue pour le canal W^+ (W^-).

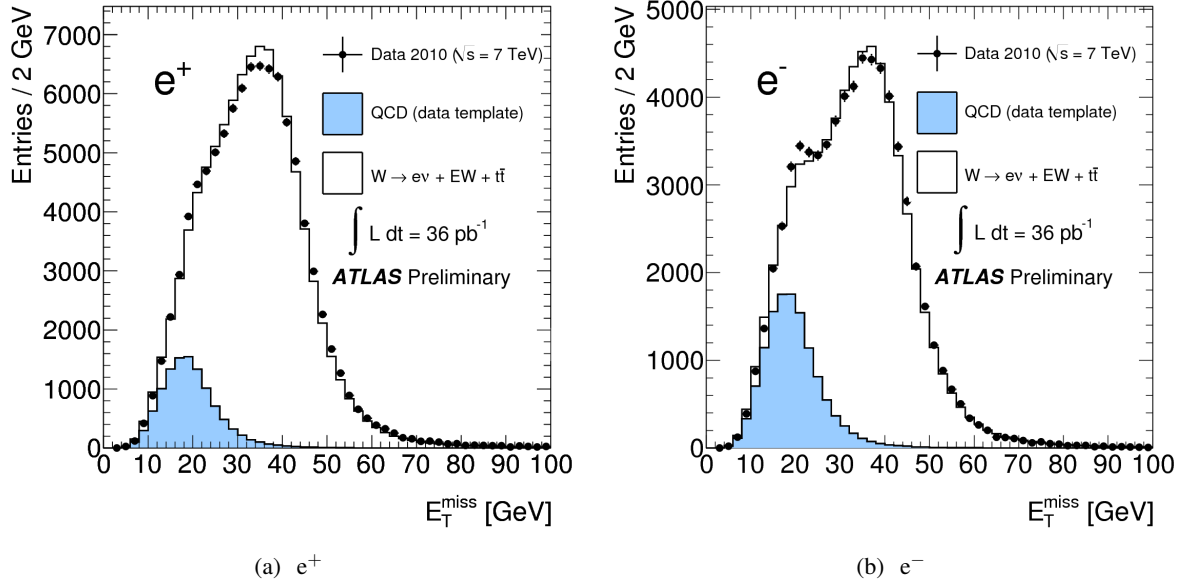


FIGURE VI.8: Distribution de l'énergie transverse manquante avant la coupure en E_T pour les positrons (gauche) et les électrons (droite). Le bruit de fond QCD est représenté par le template issu des données. Les données sont ajustées par ce template et ceux issus du signal et des bruits de fond électrofaibles et $t\bar{t}$ (produits par Monte-Carlo).

VI.5.2 Canal muonique

Le bruit de fond QCD dans le canal muonique est majoritairement produit par des désintégrations de quarks lourds. L'estimation de cette contribution repose sur une méthode dite de matrice : une analyse est faite sur les données en définissant deux qualités de muon, *loose* et *tight*, utilisant un critère d'isolation de la trace. À partir d'une estimation des efficacités relatives de la sélection *tight* (mesurée dans les données) pour les événements QCD et non-QCD, il est possible de résoudre un système linéaire à deux variables.

En appelant $N_{\text{loose}}^{\pm}$, $N_{\text{tight}}^{\pm}$ les nombres d'événements passant respectivement les critères *loose* et *tight* et $\epsilon_{\text{QCD}}^{\pm}$, $\epsilon_{\text{non-QCD}}^{\pm}$ les efficacités relatives de la sélection d'isolation pour les événements respectivement QCD et électrofaibles, on peut écrire :

$$\begin{aligned} N_{\text{loose}}^{\pm} &= N_{\text{non-QCD}}^{\pm} + N_{\text{QCD}}^{\pm} \\ N_{\text{tight}}^{\pm} &= \epsilon_{\text{non-QCD}}^{\pm} N_{\text{non-QCD}}^{\pm} + \epsilon_{\text{QCD}}^{\pm} N_{\text{QCD}}^{\pm} \end{aligned} \quad (\text{VI.1})$$

donnant alors accès à l'estimation du nombre d'événements QCD :

$$N_{\text{QCD}}^{\pm} = \frac{\epsilon_{\text{non-QCD}}^{\pm} N_{\text{loose}}^{\pm} - N_{\text{tight}}^{\pm}}{\epsilon_{\text{non-QCD}}^{\pm} - \epsilon_{\text{QCD}}^{\pm}} \quad (\text{VI.2})$$

Les efficacités relatives d'isolation non-QCD et QCD sont mesurées en utilisant respectivement les échantillons de boson Z en deux muons, et les muons pré-sélectionnés dont l'impulsion transverse est comprise entre 15 et 20 GeV (cet échantillon est majoritairement composé de muons issus de quarks lourds). Les erreurs sur ces nombres sont dominés par la faible statistique utilisée pour la détermination des efficacités relatives d'isolation. L'erreur systématique sur ces prévisions est de l'ordre de 40 %.

Chapitre VII

Distributions angulaires des W au LHC et mesure de la polarisation

« **C3PO** : Sir, I don't know where your ship learned to communicate, but it has the most peculiar dialect. I believe, sir, it says that the power coupling on the negative axis has been polarized. I'm afraid you'll have to replace it.
HAN : Well, of course I'll have to replace it. »

The empire strikes back
STAR WARS

Sommaire

VII.1 Introduction	133
VII.2 Rappels théoriques	134
VII.3 Méthode de mesure et validation avec le Monte-Carlo	138
VII.4 Application aux données	146
VII.5 Erreurs systématiques	154
VII.6 Conclusion	161

VII.1 Introduction

Les bosons W sont principalement produits avec une faible impulsion transverse par des processus partoniques tels

$$u\bar{d} \rightarrow W^+ \quad \text{et} \quad d\bar{u} \rightarrow W^-$$

Les quarks au LHC emportent une fraction de l'impulsion du proton incident plus grande que les antiquarks (cf. § I.3.1.c), ce qui explique que les bosons W aillent dans la même direction que les quarks d'origine.

Comme les courants électrofaibles sont purement gauches, le quark doit être gauche et l'antiquark droit. Les bosons W produits à grande rapidité sont par conséquent majoritairement produits avec le spin opposé à leur impulsion. Si la précédente affirmation est correcte pour les grandes valeurs de rapidité, elle ne peut plus s'appliquer pour des bosons W produits de manière centrale, pour lesquels l'hélicité devient un mélange d'états gauches et droits (quantifiés par les fractions f_L et f_R).

Finalement les bosons W ayant une grande impulsion transverse sont principalement produits par trois processus différents (ici illustrés pour le cas W^+) :

$$ug \rightarrow Wd, \quad u\bar{d} \rightarrow Wg \quad \text{et} \quad g\bar{d} \rightarrow W\bar{u}$$

Les prédictions théoriques calculées à NLO sont disponibles pour des collisions $p\bar{p}$ depuis longtemps [42], et plus récemment pour des collisionneurs proton-proton [85].

Après un rappel théorique, la technique de mesure de la polarisation développée dans cette thèse est décrite et validée sur des simulations. Une comparaison des calculs analytiques récemment disponibles avec divers générateurs est aussi présentée. Finalement les données d'ATLAS sont ajustées par des templates pour extraire les fractions de polarisation (f_L , f_R et f_0) dans le repère d'hélicité, ainsi que leurs erreurs statistiques et systématiques. La comparaison des angles azimutaux, dans le référentiel de Collins-Sopper, sensibles à la densité de probabilité de gluons, est aussi présentée.

VII.2 Rappels théoriques

VII.2.1 Polarisation du W

Théoriquement, la mesure d'hélicité est obtenue en analysant la distribution du cosinus de l'angle d'hélicité (θ^* ou θ_{3D} par la suite), défini dans le référentiel de repos du boson W par

$$\cos \theta_{3D} = \frac{\vec{p}_\ell^* \cdot \vec{p}_W}{|\vec{p}_\ell^*| |\vec{p}_W|}$$

Dans cette équation, p_ℓ^* est l'impulsion du lepton dans le référentiel du W au repos et p_W est l'impulsion du boson W dans le référentiel du laboratoire. Les distributions du cosinus de cet angle sont présentées dans la figure VII.1 (a) pour l'échantillon de signal engendré par MC@NLO [84] sans aucune sélection, après la sélection standard des W avec et sans la coupure en pseudo-rapidité, en utilisant les informations issues directement du générateur et en séparant les charges. Si dans le premier cas, ces distributions semblent symétriques d'un signe à l'autre (autre la normalisation), les coupures cinématiques et d'acceptance les modifient significativement : la coupure sur p_T^ℓ fait perdre des événements pour lesquels $\cos \theta_{3D} \sim -1$, alors qu'en revanche, les coupures sur E_T rejettent des événements ayant $\cos \theta_{3D} \sim 1$. Si pour les deux charges ces coupures ont un effet similaire (courbes vertes de la figure VII.1), celle sur η_ℓ introduit une grande différence puisque les bosons W^+ émettent préférentiellement le lepton vers le centre du détecteur au contraire des W^- (courbes rouges de la figure VII.1). Les distributions du cosinus de l'angle d'hélicité sont paramétrées, sans sélection, par l'expression :

$$\frac{1}{\sigma_{W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu}} \frac{d\sigma_{W^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu}}{d\cos \theta_{3D}} = \frac{3}{8} f_L (1 \mp \cos \theta_{3D})^2 + \frac{3}{8} f_R (1 \pm \cos \theta_{3D})^2 + \frac{3}{4} f_0 \sin^2 \theta_{3D} \quad (\text{VII.1})$$

où f_L , f_R et f_0 représentent respectivement les fractions de bosons W produits avec une hélicité gauche, droite et longitudinale. Ces fractions sont fonction de la rapidité du boson W ($|y_W|$) et de son impulsion transverse (p_T^W). Les distributions de ces fractions au LHC, en fonction de p_T^W sont représentées sur la figure VII.1 (b), dans le cas de boson W^+ produit avec 1, 2 et 3 jets. Pour les trois processus, la fraction de W d'hélicité gauche est toujours bien supérieure aux autres et la fraction longitudinale s'annule pour $p_T^W > 200$ GeV [85].

Comme abordé en § II.2.2, l'impulsion longitudinale du neutrino, et par conséquent celle du W, ne peuvent pas être mesurées. La contrainte sur la masse invariante du W pour le système lepton-neutrino conduit à une équation fournissant deux solutions indiscernables pour l'impulsion du neutrino et donc donnant accès à une mesure ambiguë de $\cos \theta_{3D}$. Pour extraire la polarisation du W, il faut donc utiliser de nouvelles variables sensibles à celle-ci qui pourront être ajustées à partir des données expérimentales.

VII.2.2 Expression de la polarisation dans différents référentiels

La figure VII.2 est un schéma de trois référentiels utilisés couramment pour l'analyse des distributions angulaires : le référentiel d'hélicité en rouge, le référentiel de Collins-Soper en vert et le référentiel de Gottfried-Jackson en bleu.

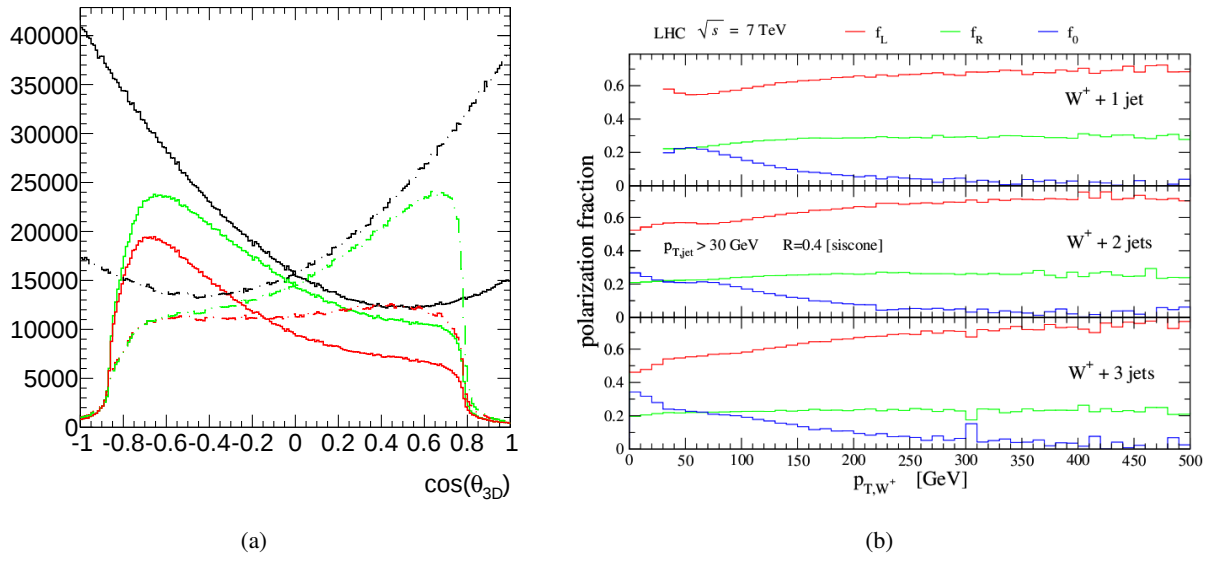


FIGURE VII.1: (a) Cosinus de l'angle d'hélicité du lepton au niveau générateur, pour les W^+ (lignes pleines) et les W^- (lignes pointillées). Les lignes noires, vertes et rouges représentent ces distributions sans sélection, après la sélection standard sans et avec coupure suivant η_ℓ . Les distributions pour une même sélection sont normalisées au nombre d'événements W^+ afin de mieux comparer les différences de forme suivant la charge. (b) Évolution des fractions d'hélicité en fonction de l'impulsion transverse du W^+ , pour les W^+ produits avec 1, 2 et 3 jets [85].

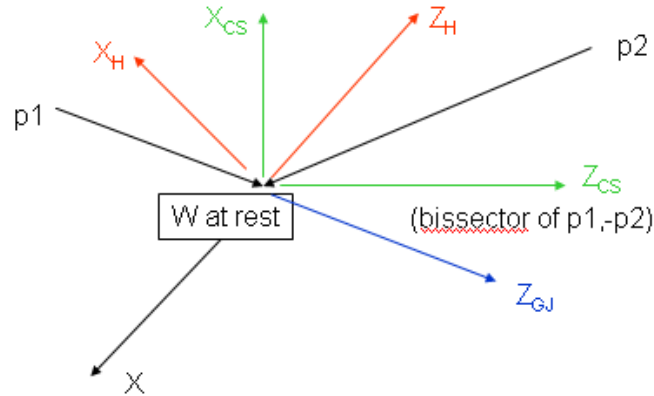


FIGURE VII.2: Représentation de plusieurs référentiels du boson W au repos et de l'impulsion des partons incident après boosts de Lorentz.

Ces trois référentiels ont l'axe y en commun, perpendiculaire au plan (x, z) . Dans le référentiel d'hélicité, l'axe z pointe dans la direction de vol du boson W (avant boost de Lorentz). Dans le référentiel de Gottfried-Jackson (non-utilisé par la suite mais défini ici pour compléter la description) l'axe z pointe dans la direction du proton initial (p_1). Finalement, comme précédemment expliqué en § II.2.1, dans le référentiel de Collins-Soper, l'axe z est le bissecteur de l'angle formé par les deux protons initiaux, p_1 et p_2 (plus précisément, l'angle défini par $(\vec{p}_1, -\vec{p}_2)$).

Quel que soit le référentiel choisi, la section efficace différentielle de production de bosons W se désintégrant en lepton peut être décrite par l'équation I.8. Il est intéressant de noter toutefois que même si l'expression de la section efficace est identique, la valeur des coefficients A_i est spécifique à chacun

des référentiels puisqu'elle dépend de la définition des axes du référentiel en question.

La forme générique de la section efficace différentielle donnée, par l'équation I.8, peut être réécrite dans notre cas en remplaçant les θ et ϕ respectivement par θ_{3D} et ϕ_{3D} . La forme intégrée sur ϕ peut, en particulier s'écrire de la façon suivante :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_{3D}} = \frac{3}{8} [(1 + \cos^2\theta_{3D}) + A_0^H \frac{1}{2}(1 - 3\cos^2\theta_{3D}) + A_4^H \cos\theta_{3D}] \quad (\text{VII.2})$$

où l'indice est ajouté pour signifier que les coefficients A_i sont définis dans le référentiel d'hélicité. Par identification avec l'expression VII.1, il en suit une relation simple entre certains coefficients A_i et les fractions d'hélicité :

$$f_L = \frac{1}{4}(2 - A_0^H \mp A_4^H), \quad f_R = \frac{1}{4}(2 - A_0^H \pm A_4^H), \quad f_0 = \frac{1}{2}A_0^H \quad (\text{VII.3})$$

où le signe supérieur correspond au boson W^+ et le signe inférieur au boson W^- . Il est intéressant de noter que la différence entre la fraction d'hélicité gauche et la fraction d'hélicité droite est proportionnelle au terme A_4^H uniquement, puisque

$$f_L - f_R = \mp \frac{A_4^H}{2}$$

VII.2.3 Variables utilisées pour la mesure de la polarisation

Ne pouvant faire une mesure à partir de θ_{3D} , différentes variables sensibles à la polarisation ont été testées. La variable la plus performante, nommée $\cos\theta_{2D}$, est une réduction au plan transverse de $\cos\theta_{3D}$, définie par :

$$\cos\theta_{2D} = \frac{\vec{p}_T^{\ell*} \cdot \vec{p}_T^W}{|\vec{p}_T^{\ell*}| |\vec{p}_T^W|}$$

où $\vec{p}_T^W$ est l'impulsion transverse du boson W dans le référentiel du laboratoire et $\vec{p}_T^{\ell*}$ est l'impulsion transverse du lepton dans le plan où le W est au repos transverse (cf. figure VII.3).

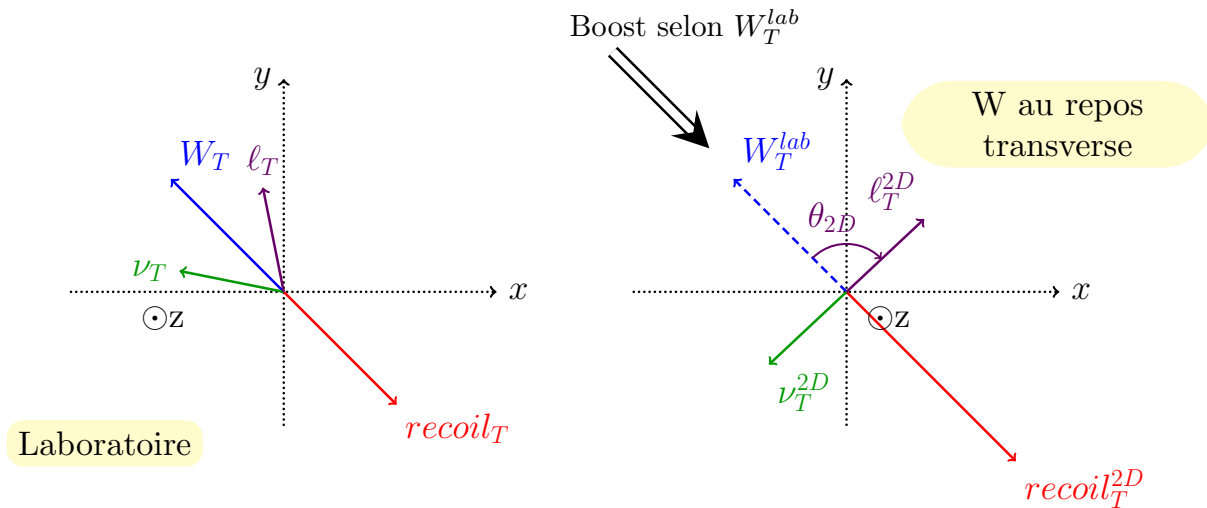


FIGURE VII.3: Représentation de l'angle θ_{2D} défini après le passage du référentiel du laboratoire à celui du W au repos transverse.

Cette définition n'utilise que des quantités mesurables, issues du plan transverse et son usage n'a de sens que dans le cas d'événements pour lesquels l'impulsion transverse du W est grande. La distribution de $\cos \theta_{2D}$ est présentée dans la figure VII.4, en fonction de $\cos \theta_{3D}$, pour des événements passant les coupures d'analyse (c'est-à-dire les sélections sur η_ℓ , p_T^ℓ , $\cancel{E}_T$ et M_T^W) et pour lesquels l'impulsion transverse du W est supérieure à 50 GeV. Ces événements sont issus de l'échantillon de signal MC@NLO, en utilisant les informations du générateur. Les deux variables sont corrélées comme attendu mais la résolution sur la différence est assez médiocre, démontrant la perte d'information dans le plan transverse. Cette résolution est d'autant meilleure que l'impulsion transverse du boson W est grande, comme le montre les figures VII.5 (a) et (b).

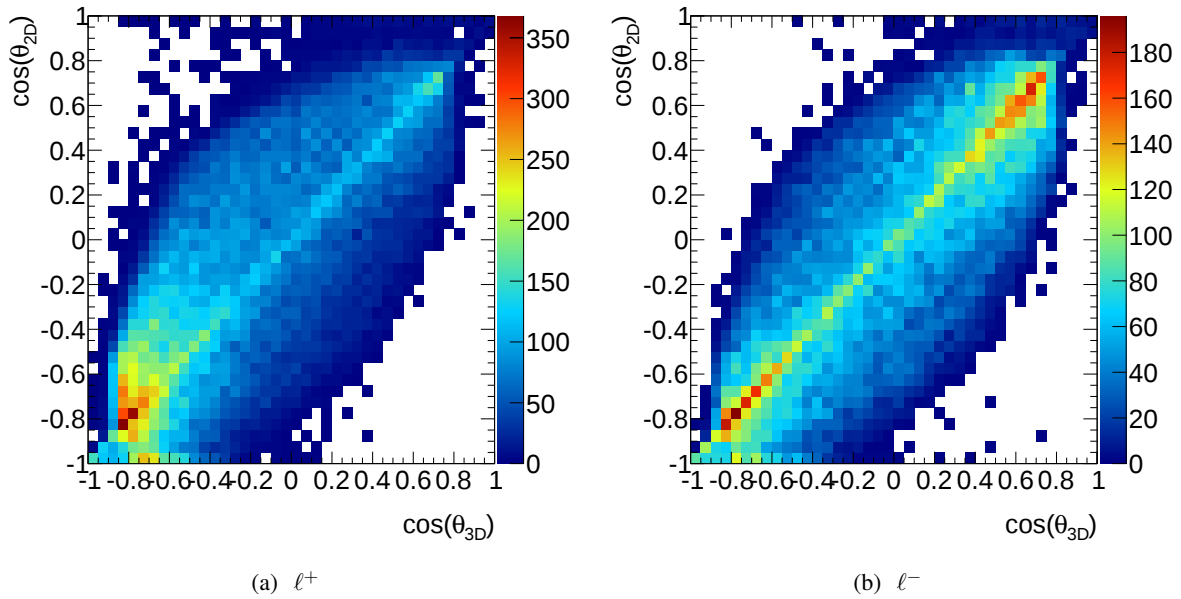


FIGURE VII.4: Représentation de la variable $\cos \theta_{2D}$ en fonction de $\cos \theta_{3D}$ pour des événements où l'impulsion transverse W est supérieure à 50 GeV, pour les charges positives (a) et négatives (b). Ces événements sont issus d'un échantillon Monte-Carlo, en utilisant les informations du générateur MC@NLO, après l'application des coupures sur η_ℓ , p_T^ℓ , $\cancel{E}_T$ et M_T^W .

Dans le cas du W^- , l'accord entre les deux variables est symétrique par rapport à 0 avec une accumulation à $\pm 0,8$. Pour les W^+ seule une accumulation à - 0,8 est observée. Proche de ± 1 la corrélation entre les deux variables se détériore. Toutes ces observations ont pour origine les coupures d'analyse qui déforment les distributions de $\cos \theta_{3D}$, les rendant symétriques (antisymétriques) par rapport à 0 pour les W^- (W^+), comme préalablement expliqué en § VII.2.1.

Dans le cadre de leur mesure de la polarisation du W, l'expérience CMS a introduit la variable LP [86], reposant uniquement sur les impulsions transverses du W et du lepton dans le référentiel du laboratoire :

$$LP = \frac{\vec{p}_T^\ell \cdot \vec{p}_T^W}{(p_T^W)^2}$$

Contrairement à $\cos \theta_{2D}$, cette variable n'est pas covariante, ni bornée entre ± 1 . En effet, elle varie comme $1/p_T^W$ et par conséquent son domaine de définition se réduit fortement avec p_T^W . Cette variable a été testée dans le cadre de la simulation de W dans ATLAS et s'est révélée moins performante que $\cos \theta_{2D}$.

La mesure des fractions d'hélicité permet d'accéder aux coefficients A_0 et A_4 du référentiel d'hélicité,

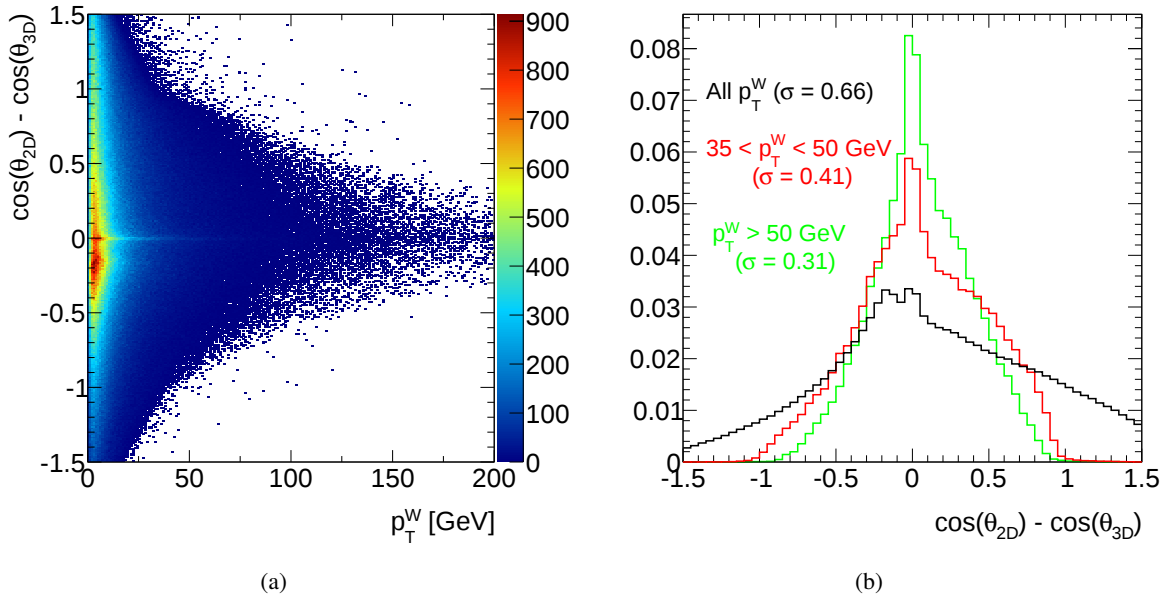


FIGURE VII.5: Évolution de la différence entre $\cos \theta_{2D}$ et $\cos \theta_{3D}$ en fonction de l'impulsion transverse du boson W dans l'échantillon Monte-Carlo engendré par MC@NLO, au niveau générateur après coupure d'analyse (a). Cette différence est représentée normalisée pour trois intervalles d'impulsion transverse du W (b).

terme dépendant uniquement de l'angle polaire du lepton. Pour compléter l'analyse de la polarisation et contraindre davantage les générateurs et calculs, il est nécessaire d'ajuster d'autres distributions telles que l'angle azimutal du référentiel de Collins-Soper, qui est aussi sensible aux fonctions de densité des gluons. L'échantillon de données accumulées en 2010 par ATLAS ne permet pas d'extraire leurs paramètres sous-jacents (les A_i du référentiel de Collins-Soper correspondant), cependant une comparaison de cette distribution expérimentale avec les différents générateurs est une première étape.

VII.3 Méthode de mesure et validation avec le Monte-Carlo

Ne disposant pas d'expression analytique de la section efficace différentielle pour extraire les fractions d'hélicité avec $\cos \theta_{2D}$, la méthode consiste à ajuster la distribution expérimentale avec des templates purement gauches, droits ou longitudinaux. Ces templates sont construits à partir des échantillons Monte-Carlo, et un test de la validation de l'ajustement est conduit sur la simulation.

VII.3.1 Construction des templates d'hélicité

Pour construire les distributions de $\cos \theta_{2D}$ pour des échantillons purement gauches, droits et longitudinaux, il est tout d'abord nécessaire de mesurer ces fractions (f_L , f_R , f_0) avec les générateurs utilisés (Pythia ou MC@NLO). Les distributions de $\cos \theta_{3D}$ sont ajustées par intervalle d'impulsion transverse et de valeur absolue de rapidité du W (définis dans le tableau VII.1), à l'aide de l'expression VII.1. La taille des intervalles est le résultat d'un compromis entre la statistique disponible et la variation rapide de ces fractions dans le plan $(|y_W|, p_T^W)$. Pour accroître la statistique les canaux électrons et muons ont été combinés¹. La figure VII.6 présente ces fractions pour MC@NLO séparément pour les W^+ et W^- . Typiquement l'erreur statistique (absolue) évolue entre 0,1 et 3 % à grand p_T^W .

1. Dans le domaine d'énergie considéré, la différence de masse entre électron et muon est négligeable

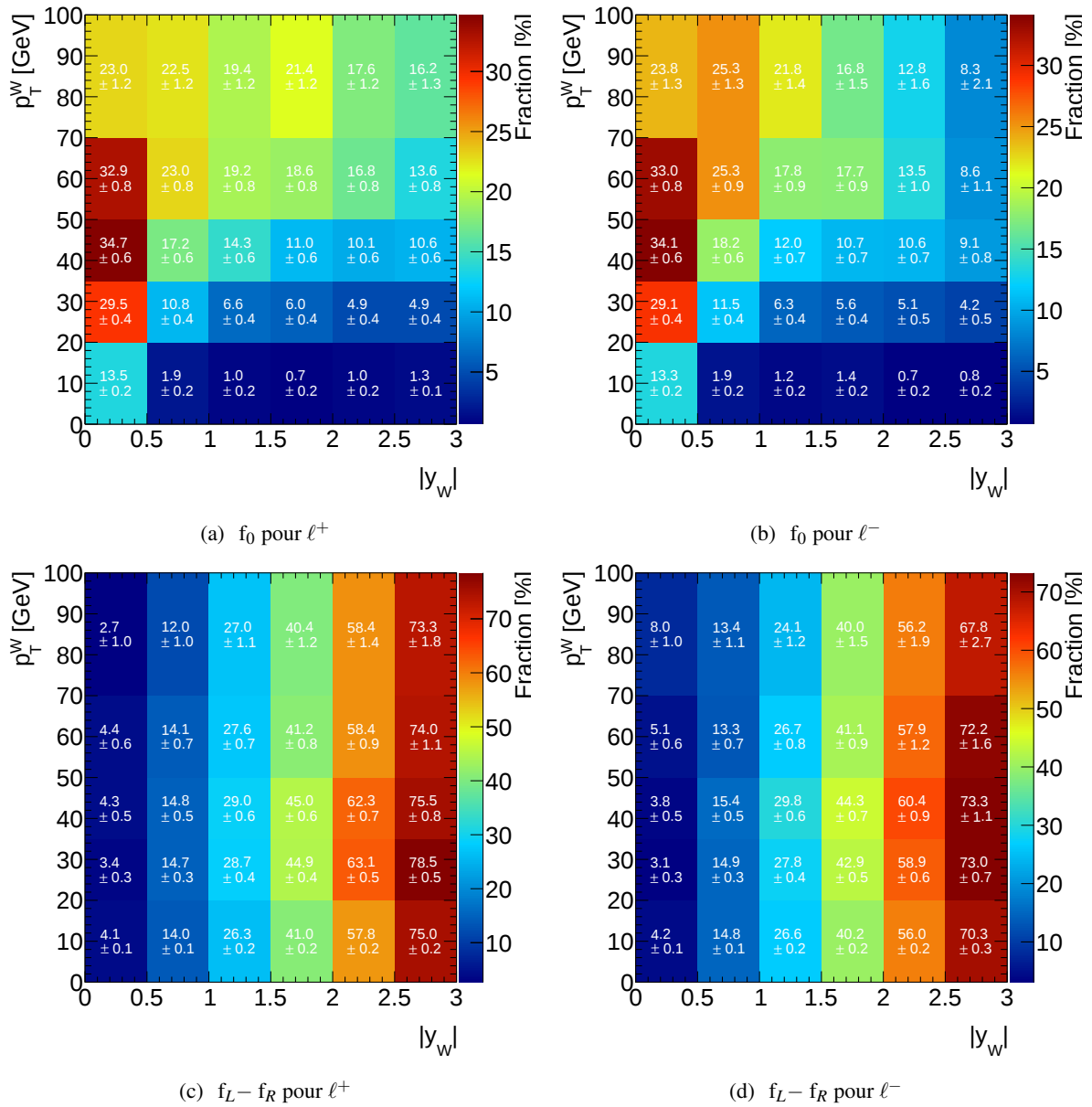


FIGURE VII.6: Fractions f_0 (haut) et différences $f_L - f_R$ (bas) calculées à partir des ajustements sur le Monte-Carlo engendré par MC@NLO par intervalles de $(|y_W|, p_T^W)$ séparées par charge. Ces valeurs sont utilisées par la suite pour calculer les poids permettant la création des templates d'hélicité.

Tableau VII.1: Définition des intervalles de $|y_W|$ et p_T^W utilisés pour calculer les fractions f_L , f_0 et f_R .

Intervalle	0	1	2	3	4	5	6
p_T^W (GeV)	[0 , 20]	[20 , 35]	[35 , 50]	[50 , 70]	[70 , 100]	[100, +∞[	-
$ y_W $	[0 , 0,5]	[0,5 , 1]	[1 , 1,5]	[1,5 , 2]	[2 , 2,5]	[2,5 , 3]	[3 , +∞[

Plusieurs conclusions liées à la cinématique des processus de production des W [85], peuvent être tirées de la figure VII.6 :

- la fraction longitudinale est très faible pour de faible impulsion transverse de bosons W (elle doit même s'annuler dans la limite où $p_T^W \rightarrow 0$) et devient non-négligeable pour des valeurs intermé-

diaires de p_T^W dans le cas de W produits centralement.

- la différence entre la fraction de W gauche et droit est faible pour les petites valeurs de $|y_W|$, mais elle augmente rapidement atteignant les 70 % pour les grandes rapidités. Cette différence est plus faible pour les W^- car la proportion d'impulsion du proton emportée par le quark d de valence est plus faible que celle emportée par un quark u de valence s'annihilant pour former un W^+ (cf. figure I.5).

Des calculs théoriques de ses fractions d'hélicité ont été récemment conduits [87], soit par une méthode d'éléments de matrice avec « parton shower », soit par une méthode NLO (cette dernière se limite aux W pour lesquels $p_T^W > 20$ GeV). Les figures VII.7 et VII.8 comparent les résultats de ces calculs avec ceux issus de l'ajustement des distributions de $\cos \theta_{3D}$ dans MC@NLO et Pythia. Ces comparaisons amènent plusieurs observations :

- Les prédictions théoriques ont un comportement semblable en fonction de p_T^W et $|y_W|$, que ce soit pour les fractions longitudinales ou pour les différences des fractions gauches et droites. Leur différence est de l'ordre du pourcent sur la majorité de l'espace des phases.
- MC@NLO se comporte qualitativement comme les prédictions théoriques en fonction de p_T^W et $|y_W|$, même s'il existe des différences importantes quant aux valeurs absolues de f_0 et $f_L - f_R$.
- Pythia présente un comportement très différent pour les grandes impulsions transverses de W ($p_T^W > 35$ GeV) qui est le domaine utilisable expérimentalement pour $\cos \theta_{2D}$. Pour les faibles rapidités mais les grandes impulsions transverses de W, la fraction longitudinale est proche de 30 % et la différence $f_L - f_R$ tend vers 0, semblant indiquer un état non polarisé. Cette explication est confirmée par les auteurs de Pythia [87], puisque selon eux, les processus $2 \rightarrow 1$ (du type $u\bar{d} \rightarrow W^+$) sont polarisés contrairement au processus $2 \rightarrow 2$ ($ug \rightarrow Wd$, $u\bar{d} \rightarrow Wg$ et $g\bar{d} \rightarrow W\bar{u}$). Ces derniers deviennent en effet majoritaires pour les grandes impulsions transverses de W.

Pour la suite de l'analyse, MC@NLO est donc utilisé comme défaut de l'analyse.

À partir des distributions de la figure VII.6, chaque événement Monte-Carlo est affecté d'un poids de manière à rendre l'échantillon purement gauche, droit ou longitudinal, défini par :

$$\frac{1}{\sigma^\pm} \frac{d\sigma^\pm}{d\cos \theta_{3D}} \bigg|_{L/0/R} \quad (VII.4)$$

$$\frac{\frac{3}{8}f_L(1 \mp \cos \theta_{3D})^2 + \frac{3}{8}f_R(1 \pm \cos \theta_{3D})^2 + \frac{3}{4}f_0 \sin^2 \theta_{3D}}{\quad}$$

où

$$\frac{1}{\sigma^\pm} \frac{d\sigma^\pm}{d\cos \theta_{3D}} \bigg|_L \propto (1 \mp \cos \theta_{3D})^2, \quad \frac{1}{\sigma^\pm} \frac{d\sigma^\pm}{d\cos \theta_{3D}} \bigg|_0 \propto 2 \times \sin^2 \theta_{3D} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\sigma^\pm} \frac{d\sigma^\pm}{d\cos \theta_{3D}} \bigg|_R \propto (1 \pm \cos \theta_{3D})^2$$

Les distributions de $\cos \theta_{2D}$ dans chacune de ces configurations, avant ou après coupures d'analyse au niveau générateur, sont aisément obtenues en appliquant ces poids. Elles sont présentées sur la figure VII.9 pour des bosons W^+ . Dans les deux cas, les distributions d'hélicité gauche décroissent avec $\cos \theta_{2D}$ au contraire des contributions droites. Finalement, la partie longitudinale est maximale pour des faibles $\cos \theta_{2D}$. Comme dans le cas de $\cos \theta_{3D}$, les coupures d'analyse modifient fortement les formes des distributions.

Les contributions gauches (droites) ne s'annulent pas pour $\cos \theta_{2D} \rightarrow 1$ (-1) après simulation complète, comme celles de $\cos \theta_{3D}$, puisque $\cos \theta_{2D}$ est une approximation du cosinus de l'angle d'hélicité (pour des impulsions transverses de W supérieures à 80 GeV cette propriété se vérifie à nouveau). La diminution significative de tous les templates pour $\cos \theta_{2D} \sim 1$ est due à la coupure sur la pseudo-rapacité, comme précédemment expliqué en § VII.2.1.

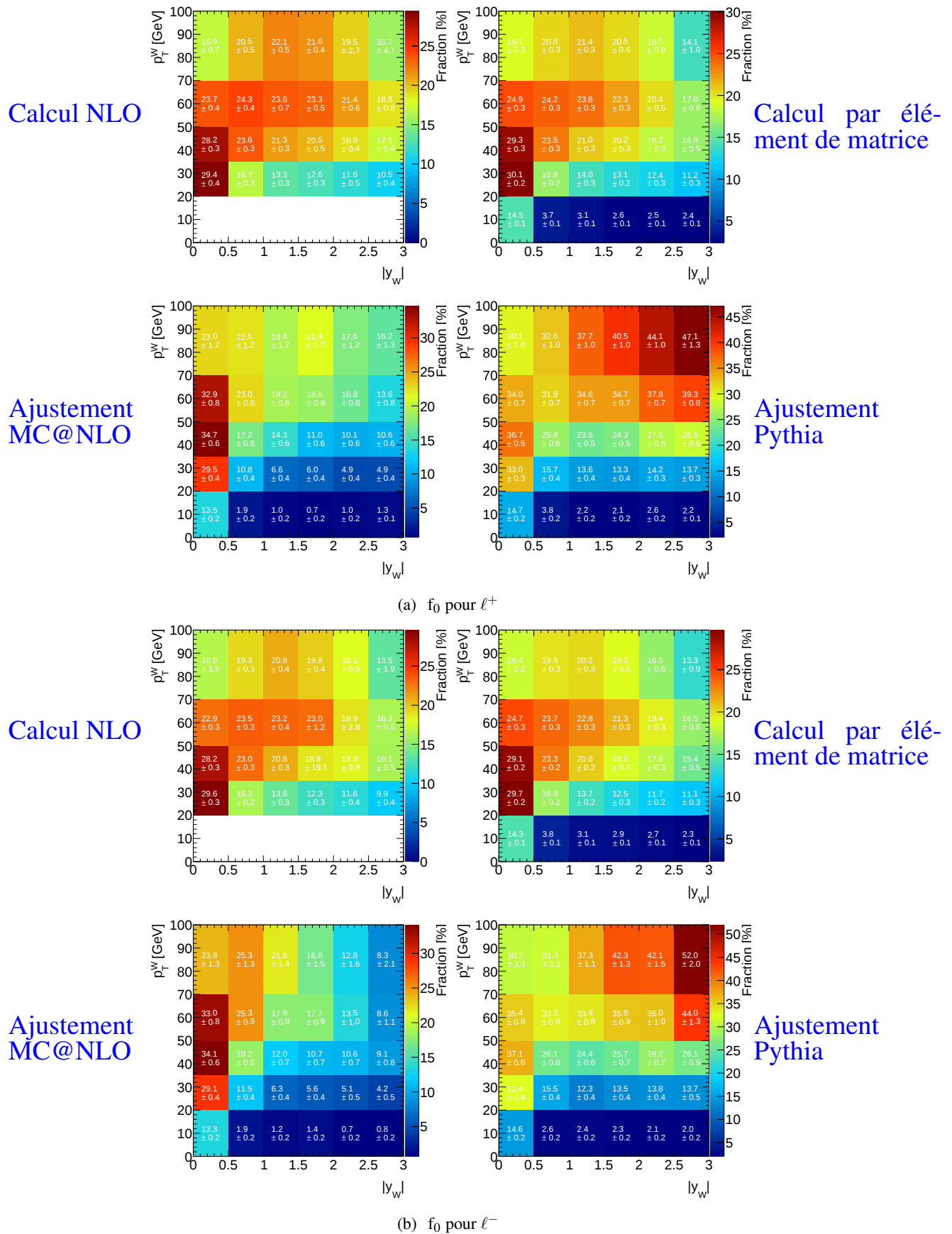


FIGURE VII.7: Fractions f_0 calculées de manière théorique en utilisant soit une méthode NLO, soit une méthode reposant sur les éléments de matrices et le parton shower [87]. Les résultats des ajustements de MC@NLO et Pythia sont aussi représentés.

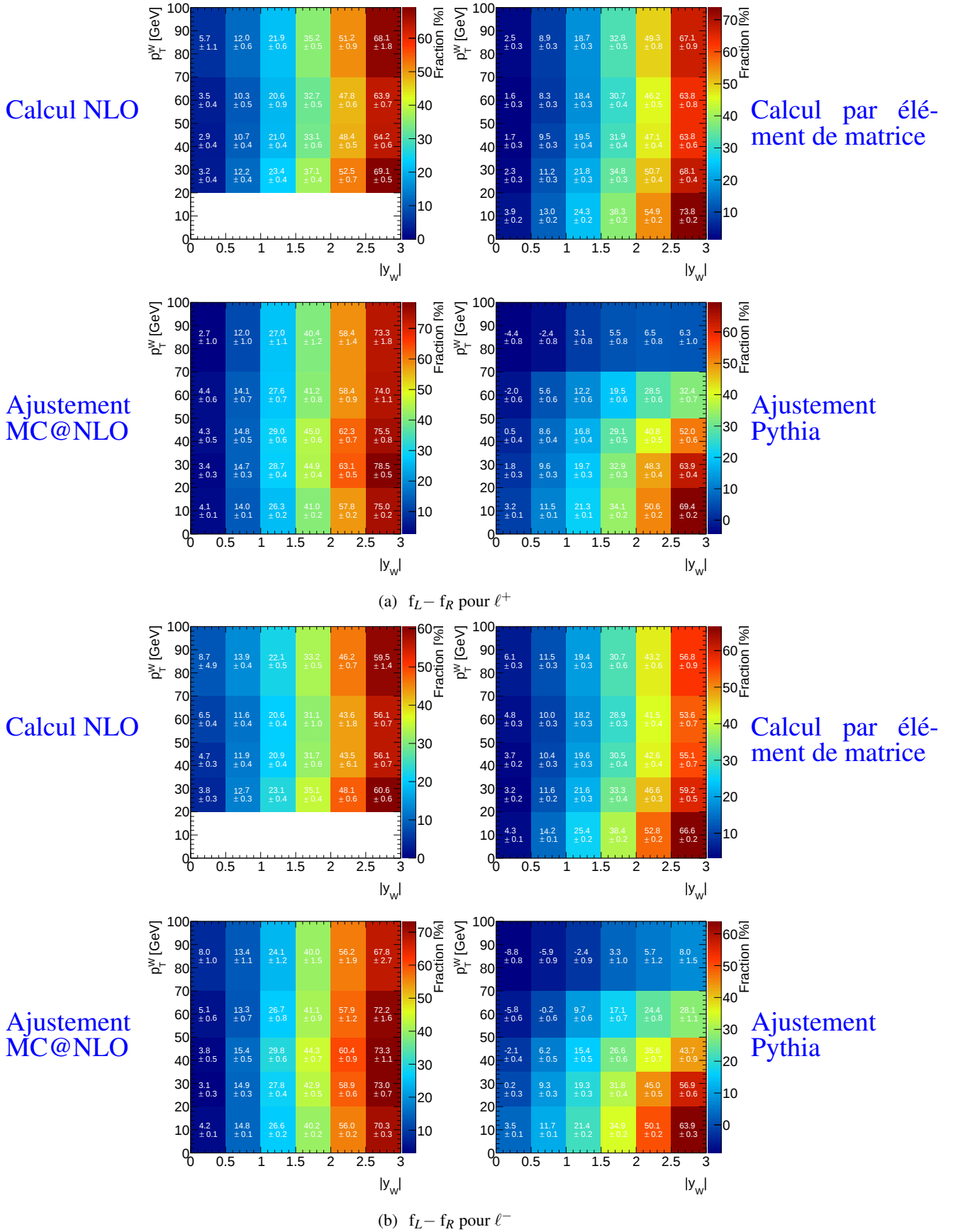


FIGURE VII.8: Différence des fractions $f_L - f_R$ calculées de manière théorique en utilisant soit une méthode NLO, soit une méthode reposant sur les éléments de matrices et le parton shower [87]. Les résultats des ajustements de MC@NLO et Pythia sont aussi représentés.

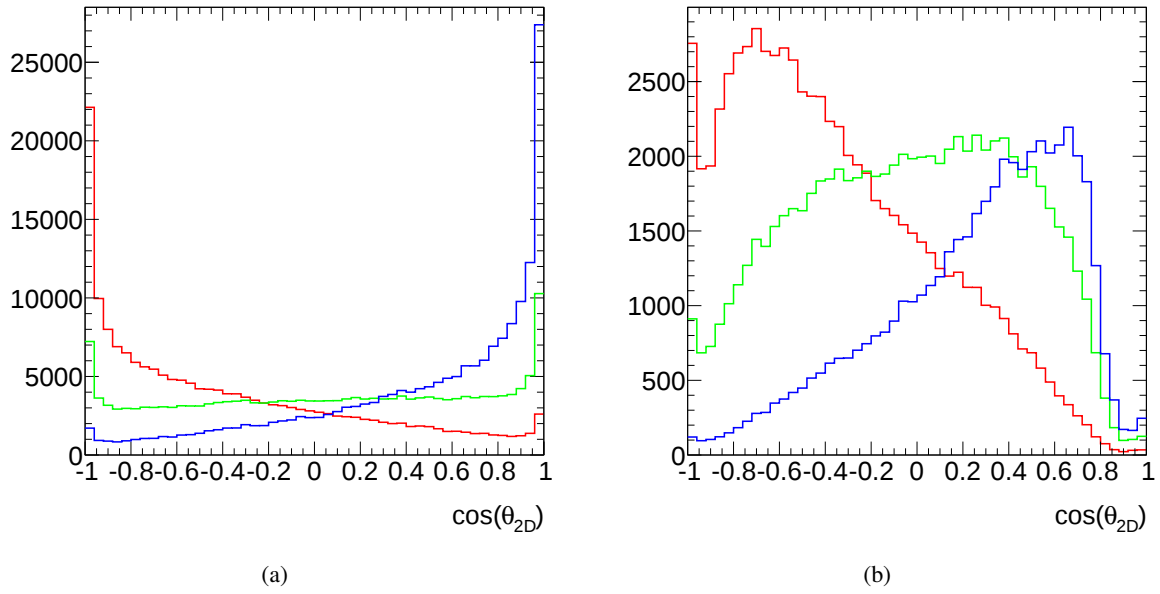


FIGURE VII.9: Distributions de $\cos \theta_{2D}$ calculées au niveau générateur dans les templates d'hélicité sans sélection (gauche) et après coupure d'analyse (droite) pour les événements dont $p_T^W > 50$ GeV. Les distributions des W^+ d'hélicité gauche sont en rouge, droite en bleu et longitudinale en vert. Leur intégrale est égale à la somme des poids les composants.

VII.3.2 Validation de la procédure d'ajustement

La procédure d'ajustement à partir des templates a été validée de façon interne avec la simulation pour vérifier d'éventuels biais de construction des templates. Cette vérification a été faite pour deux intervalles d'impulsion transverse du boson W ($35 < p_T^W < 50$ GeV et $p_T^W > 50$ GeV), à différents niveaux :

- tous les événements, en utilisant les informations au niveau générateur.
- après coupures d'analyse (définies ici comme les coupures sur η_ℓ , p_T^ℓ , $\cancel{E}_T$ et M_T^W), en utilisant les informations au niveau générateur.
- après la sélection complète, en utilisant les informations issues de la simulation complète du détecteur.

L'ajustement est réalisé en utilisant TFractionFitter, un outil de l'environnement logiciel ROOT [88], permettant l'ajustement d'une distribution par des templates. La particularité de cet outil est qu'il permet la fluctuation du contenu de chaque intervalle dans son erreur, indépendamment de la normalisation globale des histogrammes. Les résultats des ajustements faits sur les distributions après simulation du détecteur et de la reconstruction par le software d'ATLAS sont représentés, dans le premier intervalle d'impulsion transverse, par la figure VII.10 pour les électrons et la figure VII.11 pour les muons. Les figures VII.12 et VII.13 représentent ces mêmes résultats d'ajustements pour les événements dans lesquels le boson W à une impulsion transverse supérieure à 50 GeV.

L'excellent accord entre l'ajustement et la distribution de MC@NLO confirme la méthode d'ajustement. Les erreurs statistiques fournies sont toutefois quelque peu surestimées puisque les distributions de pull faites ont montré une largeur d'environ 0,9.

Les distributions issues des électrons et des muons, identiques au niveau générateur, restent proches après la simulation complète du détecteur. Leur forme évolue beaucoup avec l'augmentation de l'impulsion transverse du W : elle se rapproche de plus en plus de celle des distributions de $\cos \theta_{3D}$ après coupures de sélection (cf. figure VII.1). La présence d'un pic pour $\cos \theta_{3D} \sim -1$ est du à la projection sur le plan transverse et disparaît avec les coupures cinématiques (comme le montre le passage du premier

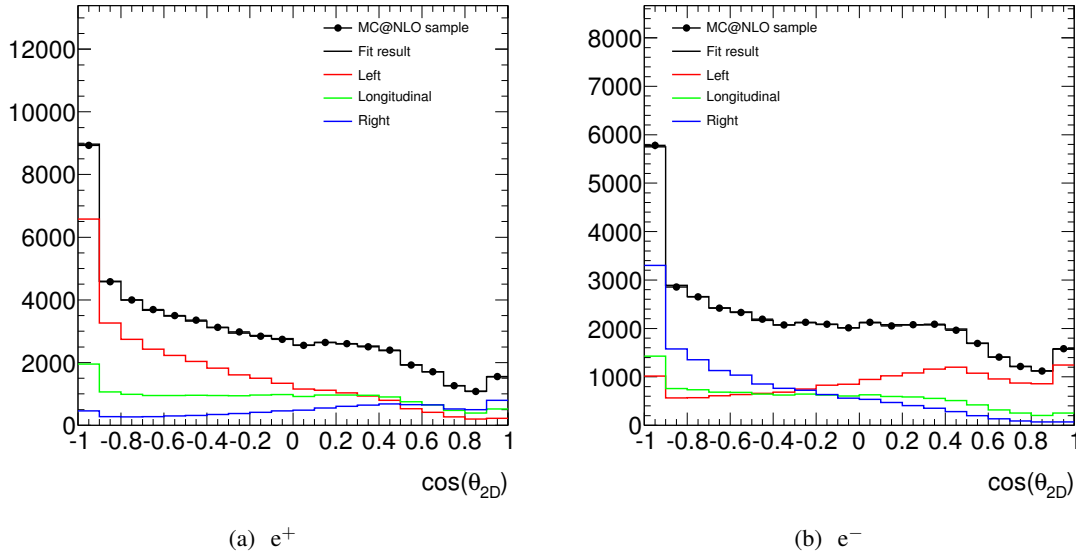


FIGURE VII.10: Résultats des ajustements par les templates d'hélicité sur $\cos \theta_{2D}$, pour les électrons, dans des événements Monte-Carlo où le W a une impulsion transverse comprise entre 35 et 50 GeV, après simulation du détecteur. Les distributions rouges représentent les contributions du template gauche, les bleues celles du template droit et les vertes celles du template longitudinal. Les lignes noires représentent les sommes des différentes contributions.

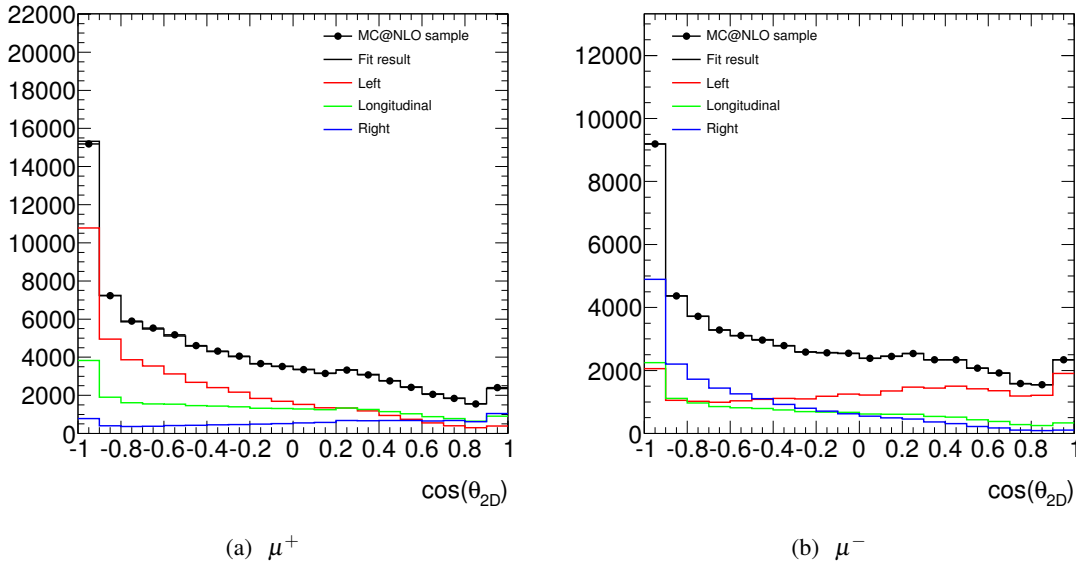


FIGURE VII.11: Résultats des ajustements par les templates d'hélicité sur $\cos \theta_{2D}$, pour les muons, dans des événements Monte-Carlo où le W a une impulsion transverse comprise entre 35 et 50 GeV, après simulation du détecteur. Les distributions rouges représentent les contributions du template gauche, les bleues celle du template droit et les vertes celles du template longitudinal. Les lignes noires représentent les sommes des différentes contributions.

intervalle au second). Pour les deux types de leptons, la prédominance des bosons W gauches sur les W droits est immédiate.

Pour chacune des configurations, les valeurs numériques des fractions longitudinales f_0 et des différences des fractions gauches et droites $f_L - f_R$ sont regroupées dans le tableau VII.2.

Il résulte plusieurs observations de ce tableau :

- au niveau générateur, sans sélection, le comportement des muons et des électrons est rigoureuse-

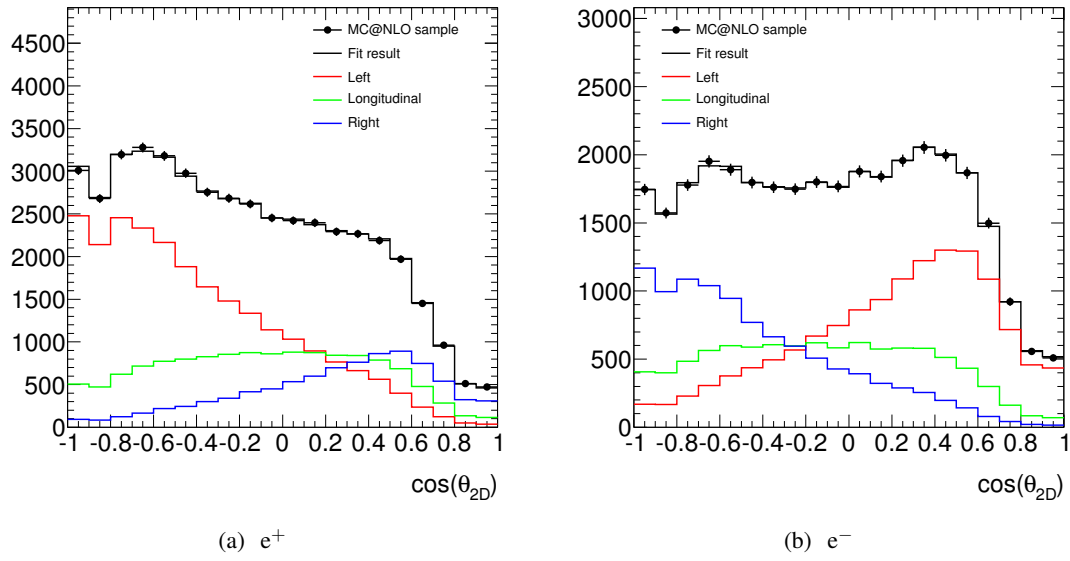


FIGURE VII.12: Résultats des ajustements par les templates d'hélicité sur $\cos \theta_{2D}$, pour les électrons, dans des événements Monte-Carlo où le W a une impulsion transverse supérieure à 50 GeV, après simulation du détecteur. Les distributions rouges représentent les contributions du template gauche, les bleues celles du template droit et les vertes celles du template longitudinal. Les lignes noires représentent les sommes des différentes contributions.

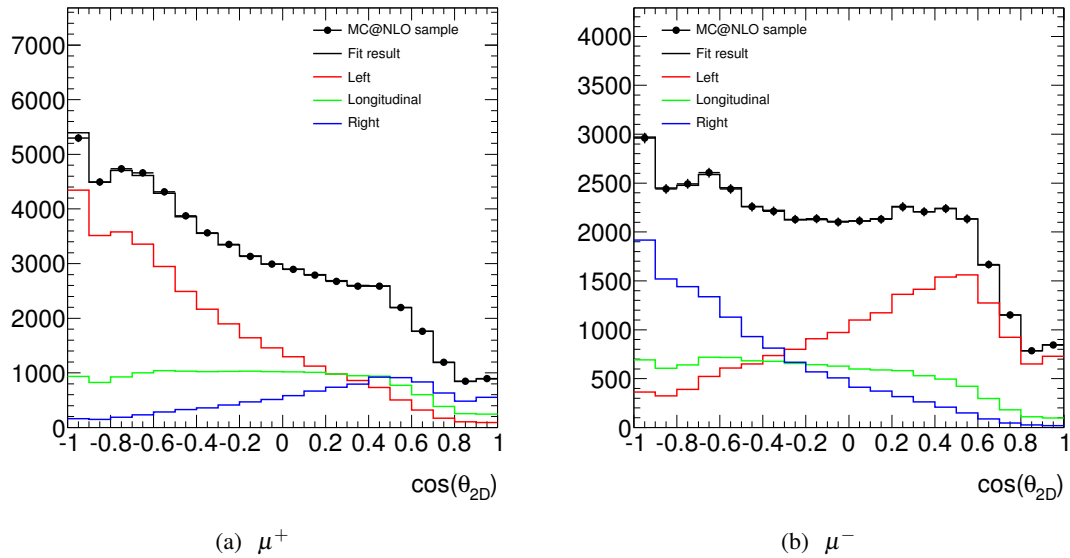


FIGURE VII.13: Résultats des ajustements par les templates d'hélicité sur $\cos \theta_{2D}$, pour les muons, dans des événements Monte-Carlo où le W a une impulsion transverse supérieure à 50 GeV, après simulation du détecteur. Les distributions rouges représentent les contributions du template gauche, les bleues celle du template droit et les vertes celles du template longitudinal. Les lignes noires représentent les sommes des différentes contributions.

ment identique.

- les coupures d'analyse au niveau générateur (η_ℓ , p_T^ℓ , M_T^W et E_T) changent significativement les résultats puisque la différence $f_L - f_R$ diminue notablement. Cet effet est attendu puisque la mesure est intégrée sur tous les intervalles de rapidité : pour les grandes valeurs de y_W , zone cinématique où cette différence est très élevée, les coupures sur p_T^ℓ et E_T réduisent significativement le nombre d'événements utilisables.
- Les mesures après simulation semblent compatibles dans les erreurs statistiques avec celles au

Tableau VII.2: Résultats des ajustements par les templates d'hélicité sur $\cos\theta_{2D}$ pour des événements dans lesquels $35 < p_T^W < 50$ GeV et $p_T^W > 50$ GeV. Ces ajustements ont été faits pour trois configurations : au niveau générateur sans sélection (première ligne), après la sélection sur η_ℓ , p_T^ℓ , M_T^W et E_T (deuxième ligne) et en utilisant la simulation complète du détecteur après la sélection définie dans le chapitre VI (troisième ligne).

		μ^+	μ^-	e^+	e^-
	Fraction (%)	$35 < p_T^W < 50$ GeV			
Gen _{all} $\pm$ stat	f_0	$37,7 \pm 2,9$	$32,5 \pm 1,7$	$37,7 \pm 2,9$	$33,3 \pm 1,7$
	$f_L - f_R$	$40,4 \pm 0,6$	$31,7 \pm 0,6$	$40,3 \pm 0,5$	$31,5 \pm 0,6$
Gen _{Acc} $\pm$ stat	f_0	$32,4 \pm 1,7$	$23,2 \pm 1,7$	$31,5 \pm 1,7$	$24,2 \pm 2,2$
	$f_L - f_R$	$32,4 \pm 1,1$	$24,4 \pm 1,1$	$32,0 \pm 1,2$	$24,3 \pm 1,2$
FullSim $\pm$ stat	f_0	$30,1 \pm 2,4$	$19,5 \pm 2,2$	$26,9 \pm 2,2$	$21,6 \pm 2,3$
	$f_L - f_R$	$31,8 \pm 1,4$	$26,5 \pm 1,2$	$27,3 \pm 1,4$	$22,5 \pm 1,4$

	Fraction (%)	$p_T^W \geq 50$ GeV			
Gen _{all} $\pm$ stat	f_0	$26,0 \pm 1,2$	$24,4 \pm 1,2$	$25,2 \pm 1,0$	$24,4 \pm 1,1$
	$f_L - f_R$	$37,3 \pm 0,4$	$29,9 \pm 0,5$	$37,0 \pm 0,4$	$29,8 \pm 0,5$
Gen _{Acc} $\pm$ stat	f_0	$25,8 \pm 1,5$	$22,0 \pm 1,6$	$26,0 \pm 1,8$	$22,3 \pm 1,7$
	$f_L - f_R$	$27,9 \pm 1,1$	$24,4 \pm 1,1$	$28,3 \pm 1,2$	$24,3 \pm 1,1$
FullSim $\pm$ stat	f_0	$25,1 \pm 1,9$	$20,7 \pm 2,2$	$24,9 \pm 1,8$	$22,5 \pm 2,0$
	$f_L - f_R$	$29,7 \pm 1,1$	$26,2 \pm 1,2$	$25,6 \pm 1,2$	$22,6 \pm 1,3$

niveau générateur après les coupures d'analyse (ce constat nécessiterait une étude plus approfondie des corrélations entre les erreurs pour pouvoir devenir une affirmation).

VII.4 Application aux données

Dans une première partie les distributions angulaires des W sont comparées entre les données et la simulation, après détermination des bruits de fond. Avec la méthode expliquée ci-dessus, les fractions d'hélicité sont finalement mesurées pour les deux canaux et dans les deux intervalles d'impulsion transverse du W.

VII.4.1 Détermination des bruits de fond

Afin de pouvoir comparer les spectres expérimentaux et issus de la simulation, il est nécessaire de pouvoir soustraire les événements issus des désintégrations autres que celle des bosons W en électrons ou muons. Leur traitement dépend de leur nature (définie dans le chapitre VI) :

- Les bruits de fond électrofaibles ($W \rightarrow \tau\nu$, $Z \rightarrow \tau\tau$ et $Z \rightarrow ee/Z \rightarrow \mu\mu$), ainsi que la contribution $t\bar{t}$, sont extraits des simulations Monte-Carlo et normalisés à la luminosité grâce à la connaissance de leur section efficace (cf. tableaux VI.1 et VI.2).
- La contribution du fond QCD est estimée, pour les deux canaux de désintégration, en ajustant la distribution d'énergie transverse manquante, à partir d'un template électrofaible (contenant les échantillons précédent ainsi que le signal) et d'un template QCD issu de l'analyse des données (cf. § VI.5).
 - ▷ Pour le canal électronique, le template QCD est obtenu en demandant un électron *loose* échouant les critères *medium* et échouant aussi un critère d'isolation afin de limiter la proportion de vrais électrons isolés mal reconstruits.

- ▷ Dans le canal muonique, le critère d'isolation sur la trace défini dans le détecteur interne a été inversé.

L'ajustement est fait sur un intervalle de 10 à 120 GeV en énergie transverse manquante et la normalisation est obtenue en comptant la fraction d'événement issue de QCD pour lesquels l'énergie transverse manquante est supérieure à 25 GeV. Un exemple de résultat d'ajustement pour les deux canaux leptonique est présenté dans la figure VII.14. L'amélioration des ajustements (par rapport à ceux présentés dans la figure VI.8) est due à l'utilisation de l'énergie transverse manquante basée sur les objets, qui permet un meilleur rejet des événements QCD et aussi à l'utilisation de la sélection *tight* (cf. chapitre VIII).

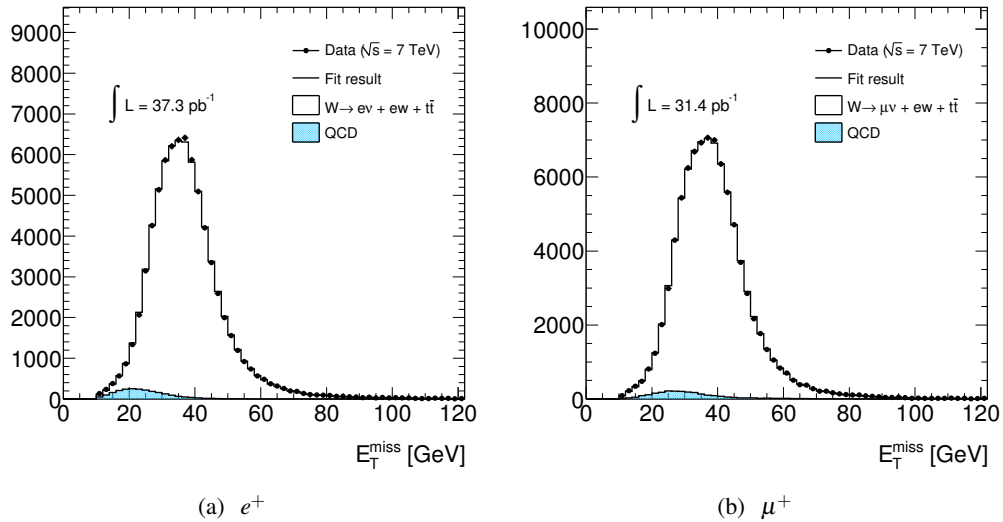


FIGURE VII.14: Exemple d'ajustements par template utilisés pour déterminer la fraction d'événements QCD retenue par la sélection standard, pour e^+ (a) μ^+ (b).

Après avoir déterminées et confirmées les fractions d'événements QCD et électrofaibles pour la sélection standard, les mêmes méthodes ont été appliquées avec les coupures additionnelles en masse et impulsion transverse du boson W (cf. figure VII.15). Les résultats pour les trois sélections sont regroupés dans le tableau VII.3. Plusieurs observations peuvent alors être faites :

- les contributions de bruit de fond électrofaibles sont du même ordre de grandeur pour les deux canaux leptonique, à l'exception des désintégrations de bosons Z en paires de muons/électrons (conforme aux prédictions faites dans le chapitre VI)
- le passage de la charge positive à la charge négative engendre une augmentation de la fraction globale d'événements de bruit, puisque la majorité des bruits sont indépendants du signe et que les W^- sont produits en plus faible quantité que les W^+
- le bruit de fond QCD semble peu stable dans le canal muonique et est affecté d'une large erreur statistique. Un traitement spécifique sera mis en place afin d'extrapoler une erreur systématique.
- le bruit de fond $t\bar{t}$ devient majoritaire avec l'augmentation du seuil en impulsion transverse du W

VII.4.2 Comparaison entre les données et le Monte Carlo

Les distributions cinématiques des figures VI.5 et VI.6 montrent que les données sont en accord avec la description de la simulation. Des comparaisons plus poussées sur les distributions angulaires dans les régions cinématiques très particulières utilisées pour cette mesure sont faites, généralisant la conclusion obtenue en analysant les distributions des fractions d'hélicité des figures VII.6, VII.7 et VII.8 uniquement au niveau des générateurs.

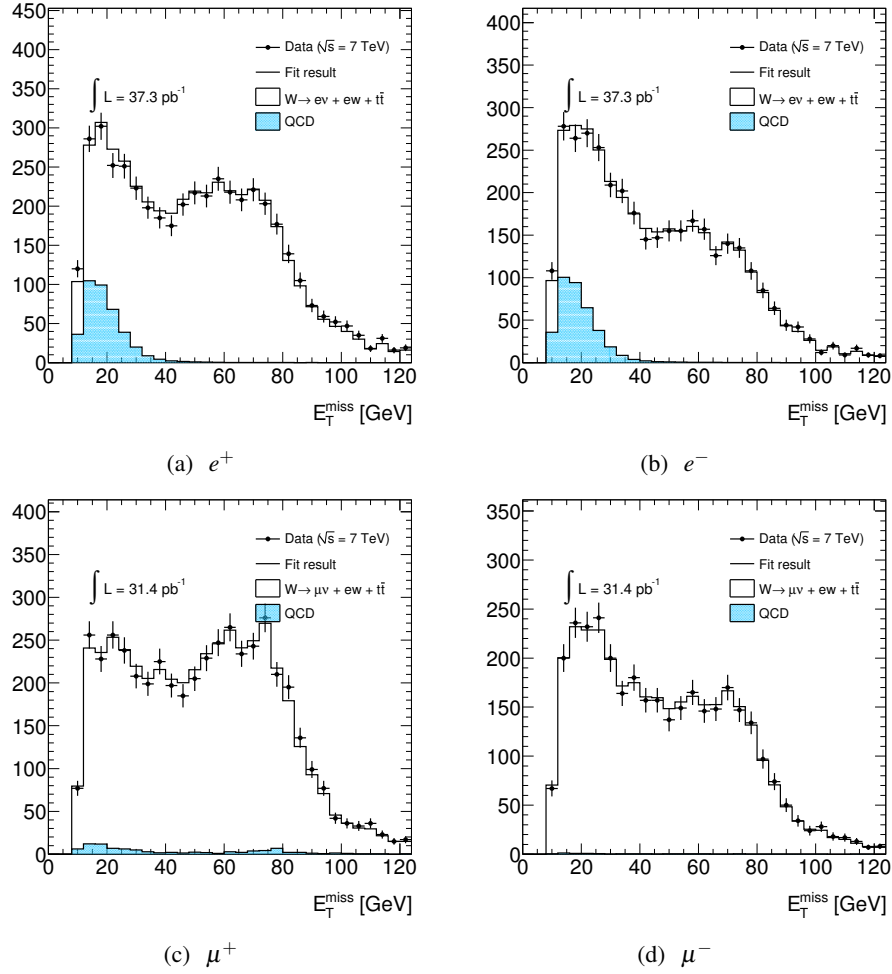


FIGURE VII.15: Ajustements par template utilisés pour déterminer les fractions d'événements QCD dans les événements pour lesquels $p_T^W > 50$ GeV, dans le canal électronique (haut) et muonique (bas).

Tableau VII.3: Fractions d'événements QCD, électrofaibles et $t\bar{t}$ obtenues par les différentes méthodes d'extraction expliquées précédemment.

Fractions (%)		μ^+	μ^-	e^+	e^-
Standard	QCD	$2,08 \pm 0,1$	$3,13 \pm 0,16$	$2,44 \pm 0,07$	$3,58 \pm 0,1$
	$t\bar{t}$	0,24	0,36	0,32	0,5
	$W \rightarrow \tau\nu$	2,6	2,8	2,3	2,5
	$Z \rightarrow \tau\tau$	0,11	0,15	0,09	0,14
	$Z \rightarrow \ell\ell$	2,9	3,9	0,11	0,15
Additional cuts ($35 < p_T^W < 50$)	QCD	$1,07 \pm 1,3$	$1,95 \pm 2,3$	$2,43 \pm 0,35$	$2,5 \pm 0,48$
	$t\bar{t}$	0,5	0,7	0,6	0,9
	$W \rightarrow \tau\nu$	2,1	2,4	1,8	1,9
	$Z \rightarrow \tau\tau$	0,1	0,14	0,1	0,14
	$Z \rightarrow \ell\ell$	2,9	3,9	0,27	0,4
Additional cuts ($p_T^W > 50$)	QCD	$1,37 \pm 2,2$	$0,3 \pm 3,5$	$1,94 \pm 0,33$	$2,5 \pm 0,38$
	$t\bar{t}$	2,8	4,1	3,54	5,0
	$W \rightarrow \tau\nu$	2,1	2,0	1,9	1,95
	$Z \rightarrow \tau\tau$	0,1	0,14	0,11	0,12
	$Z \rightarrow \ell\ell$	2,6	3,5	0,3	0,4

VII.4.2.a Distributions de $\cos \theta_{2D}$

Pour comparer les spectres expérimentaux aux prédictions, il faut tenir compte des bruits de fond, déterminés et normalisés comme expliqué en § VII.4.1. Les figures VII.16 et VII.17 montrent la comparaison, respectivement pour les électrons et les muons, des distributions de $\cos \theta_{2D}$ issues des données (point noirs), de Pythia (en bleu) et de MC@NLO (en rouge) pour les événements dans lesquels le boson W a une impulsion transverse comprise entre 35 et 50 GeV. Dans cet intervalle, les deux générateurs Monte-Carlo décrivent correctement les données, même si MC@NLO semble en meilleur accord.

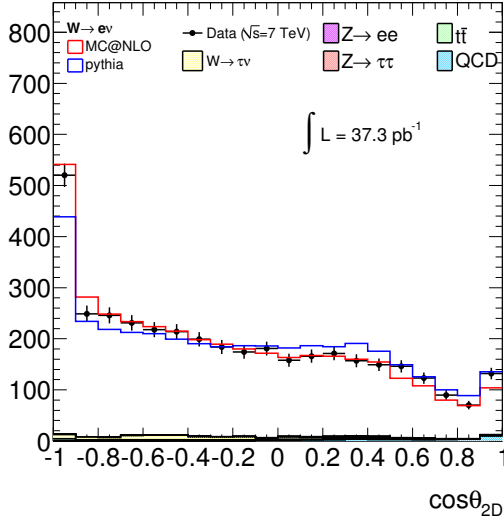
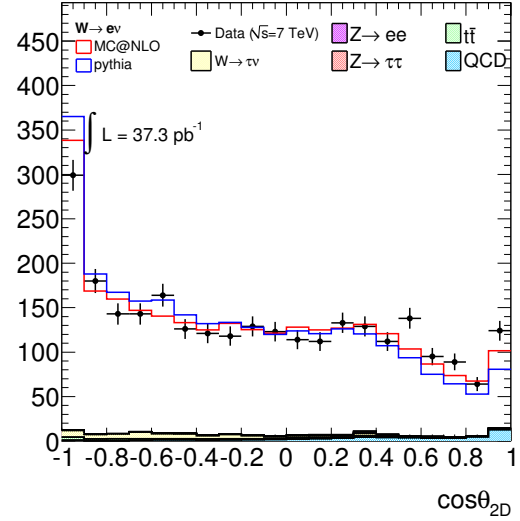
(a) e^+ (b) e^-

FIGURE VII.16: Comparaison des distributions de $\cos \theta_{2D}$ extraites des données avec celles issues de l'échantillon de signal MC@NLO (rouge) et Pythia (bleu), ajoutées aux bruits de fond, pour l'intervalle $35 < p_T^W < 50$ GeV, dans le canal électronique.

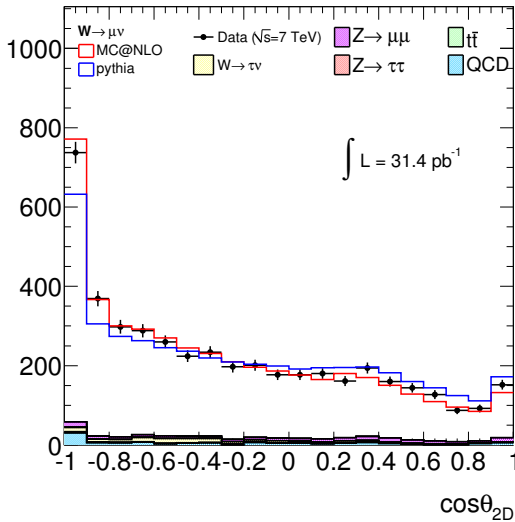
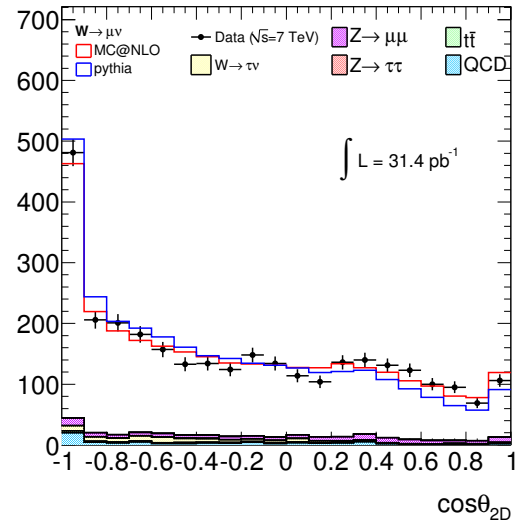
(a) μ^+ (b) μ^-

FIGURE VII.17: Comparaison des distributions de $\cos \theta_{2D}$ extraites des données avec celles issues de l'échantillon de signal MC@NLO (rouge) et Pythia (bleu), ajoutées aux bruits de fond, pour l'intervalle $35 < p_T^W < 50$ GeV, dans le canal muonique.

Les figures VII.18 et VII.19 montrent cette comparaison pour les événements dans lesquels le boson W a une impulsion transverse supérieure à 50 GeV. Un accord raisonnable est observé entre les distributions expérimentales et MC@NLO alors que Pythia échoue à décrire ces distributions, ce qui confirme l'observation de désaccord entre ce générateur et les prédictions théoriques à grandes impulsions transverses du W. Les χ^2 entre MC@NLO et les données expérimentales sont résumés dans le tableau VII.4.

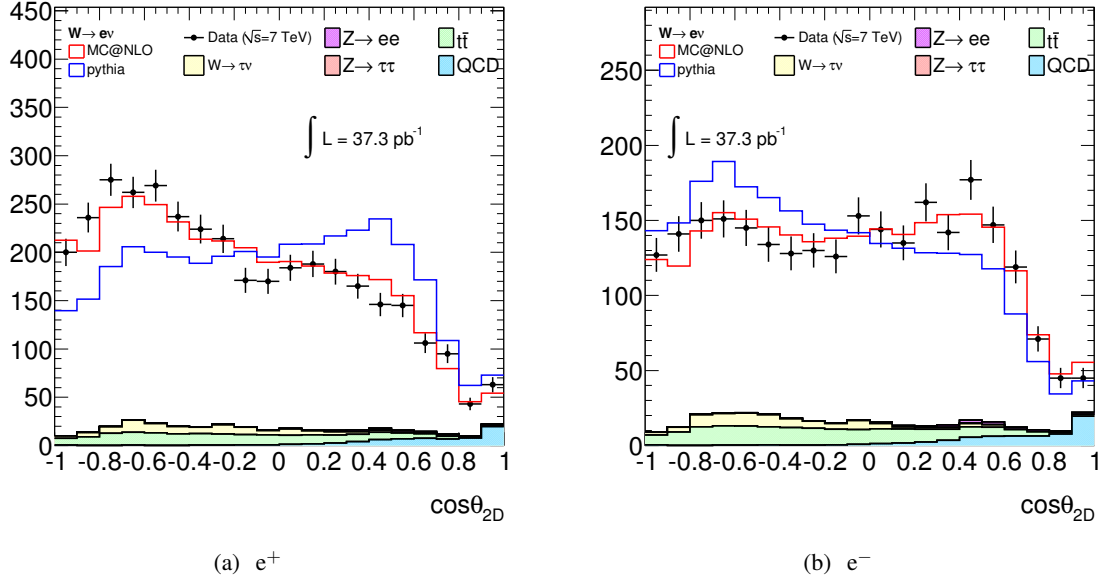


FIGURE VII.18: Comparaison des distributions de $\cos \theta_{2D}$ extraites des données avec celles issues de l'échantillon de signal MC@NLO (rouge) et Pythia (bleu), ajoutées aux bruits de fond, pour l'intervalle $p_T^W > 50$ GeV, dans le canal électronique.

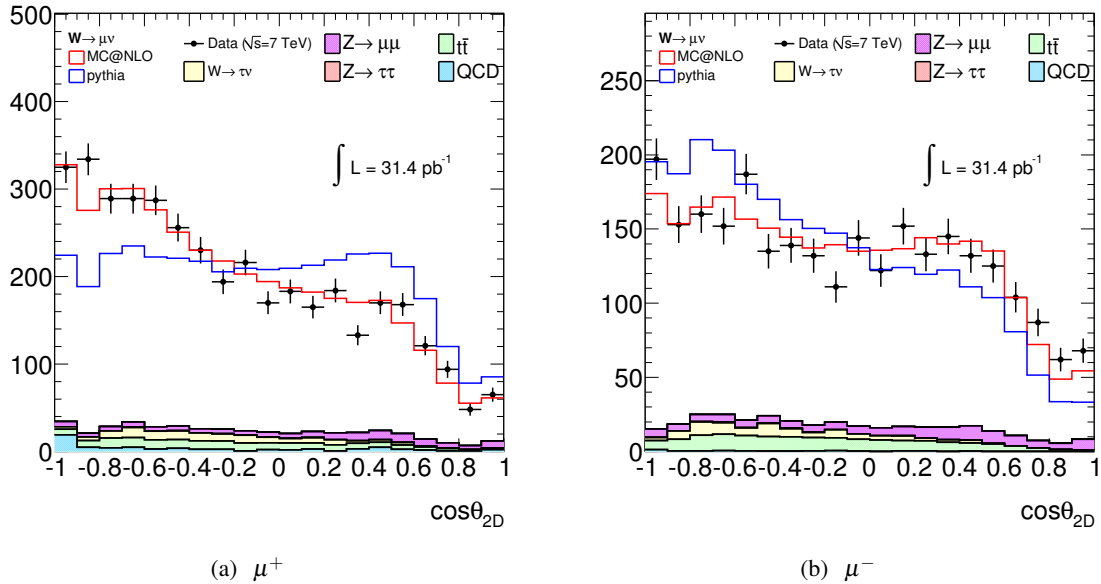


FIGURE VII.19: Comparaison des distributions de $\cos \theta_{2D}$ extraites des données avec celles issues de l'échantillon de signal MC@NLO (rouge) et Pythia (bleu), ajoutées aux bruits de fond, pour l'intervalle $p_T^W > 50$ GeV, dans le canal muonique.

Tableau VII.4: Valeurs des χ^2 issues de la comparaison des distributions de $\cos\theta_{2D}$ entre les données et MC@NLO.

		$35 < p_T^W < 50 \text{ GeV}$				$p_T^W > 50 \text{ GeV}$			
		μ^+	μ^-	e^+	e^-	μ^+	μ^-	e^+	e^-
MC@NLO	χ^2	21,1	20,2	19,6	28,2	34,1	30,5	29,4	16,0
	NDF	19	19	19	19	19	19	19	19

VII.4.2.b Distributions dans le référentiel de Collins-Soper (ϕ_{CS})

Dans le chapitre I, il a été montré que l'analyse des distributions angulaires dans le référentiel de Collins-Soper est cruciale pour les mesures de précisions électrofaibles. Bien que la mesure des coefficients A_i de l'équation I.8 nécessite une grande compréhension des effets d'acceptance, une simple comparaison des distributions peut apporter un complément aux conclusions précédentes, notamment pour les faibles impulsions transverses de W.

La comparaison des distributions de l'angle azimutal des leptons issus des désintégrations de bosons W a été réalisée pour trois régions d'impulsion transverse du boson W ($p_T^W \in [5,35], [35,50]$ et $[50,\infty[$). Une impulsion transverse de W minimum a été fixée à 5 GeV afin que la définition du plan de l'événement soit sans équivoque.

Les distributions sont montrées sur la figure VII.20 pour les électrons et sur la figure VII.21 pour les muons. Les bruits de fond (électrofaibles, $t\bar{t}$ et QCD), issus des échantillons Monte-Carlo définis dans le chapitre VI, sont normalisés à la luminosité et ensuite ajoutés, soit à Pythia (lignes bleues), soit à MC@NLO (lignes rouges). Dans tous les cas, afin de faciliter la comparaison des formes, les distributions ont ensuite été normalisées aux nombres d'événements dans les données.

La forme de ces distributions est fortement dépendante de la gamme d'impulsion transverse du boson W considéré. Pour les faibles valeurs de p_T^W , les deux générateurs Monte-Carlo sont en accord avec les données mais une fois de plus, l'intervalle intermédiaire et surtout l'intervalle de haut p_T^W montrent un désaccord flagrant entre Pythia et les données, tandis que MC@NLO reste compatible avec les données. L'effet des coupures d'acceptance est clairement visible dans l'évolution de la forme : avec l'augmentation de p_T^W , les événements pour lesquels $|\phi_{CS}| \rightarrow \pi$ sont rejetés par la coupure sur E_T alors que ceux pour lesquels $|\phi_{CS}| \rightarrow 0$, le sont par la coupure sur p_T^ℓ .

Finalement, comme préalablement conclu en § VII.3, le générateur Pythia n'est pas capable de décrire correctement les effets de polarisation dans cette région cinématique particulière où la production est dominée par les processus détaillés en § VII.1.

VII.4.3 Mesure des fractions d'hélicité

Compte tenu du bon accord entre les données et MC@NLO pour l'ensemble des distributions, un ajustement de $\cos\theta_{2D}$ à partir des templates d'hélicité issus de MC@NLO est réalisé pour extraire les fractions d'hélicité (f_0 , f_L et f_R) dans les deux canaux. Les résultats de ces ajustements sont présentés dans les figures VII.22 et VII.23 respectivement pour les électrons et les muons dans le premier intervalle d'impulsion transverse du W et dans les figures VII.24 et VII.25 pour le second intervalle d'impulsion transverse du W.

Les valeurs de χ^2 issus de ces ajustements, ainsi que les fractions d'hélicité, sont resumés dans le tableau VII.5.

À partir du tableau VII.5 et des figures VII.16 à VII.19, et VII.22 à VII.25, plusieurs observations peuvent être faites :

- les fractions longitudinales mesurées sont plus faibles que les valeurs attendues. Cependant, les erreurs statistiques ne permettent pas à ce jour de conclure à un désaccord.

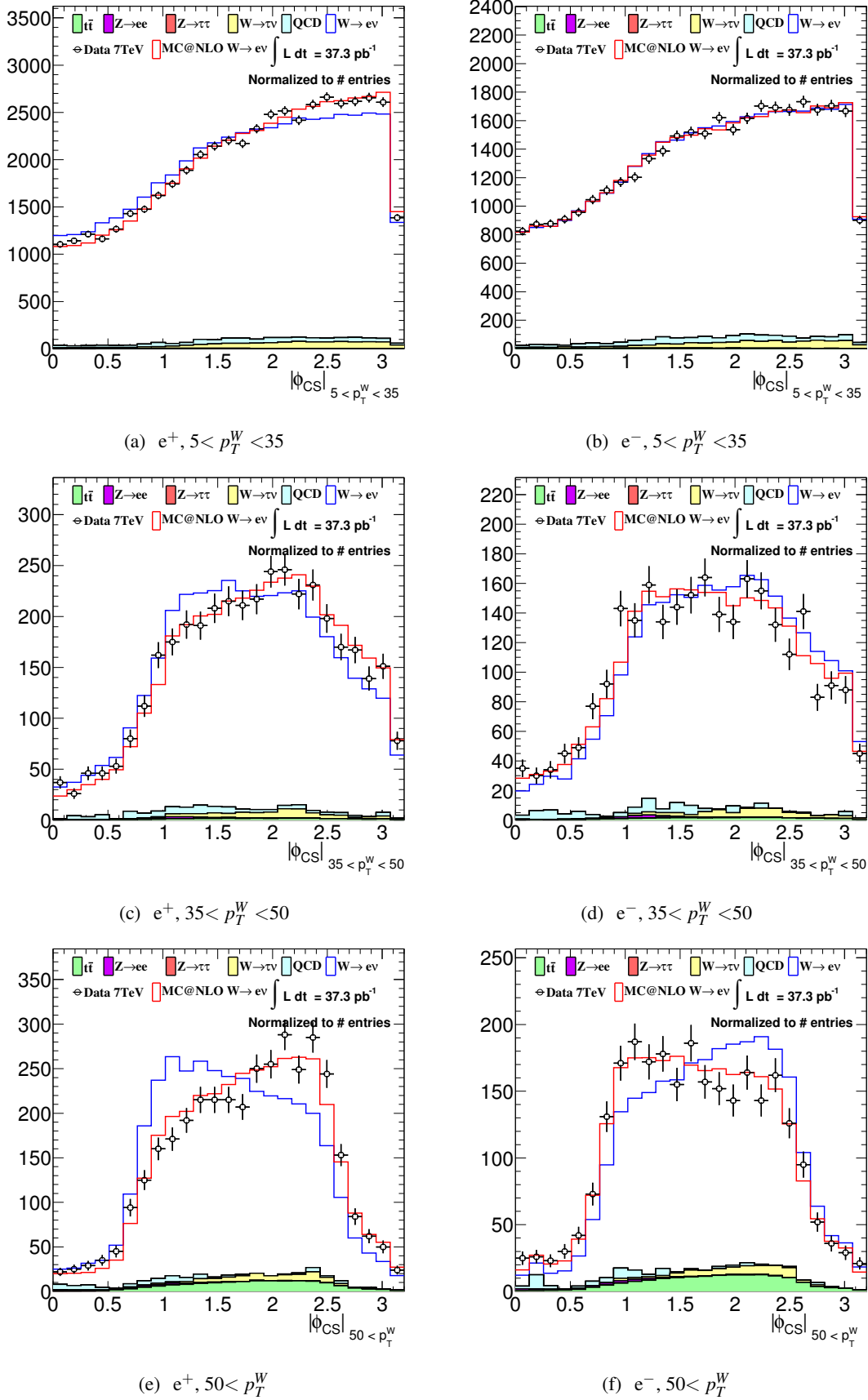


FIGURE VII.20: Comparaison des distributions de $|\phi_{CS}|$ entre les données et le Monte-Carlo, pour les électrons dans les trois intervalles de p_T^W définis précédemment. Deux échantillons de signal ont été testés, Pythia (ligne bleues) et MC@NLO (ligne rouge).

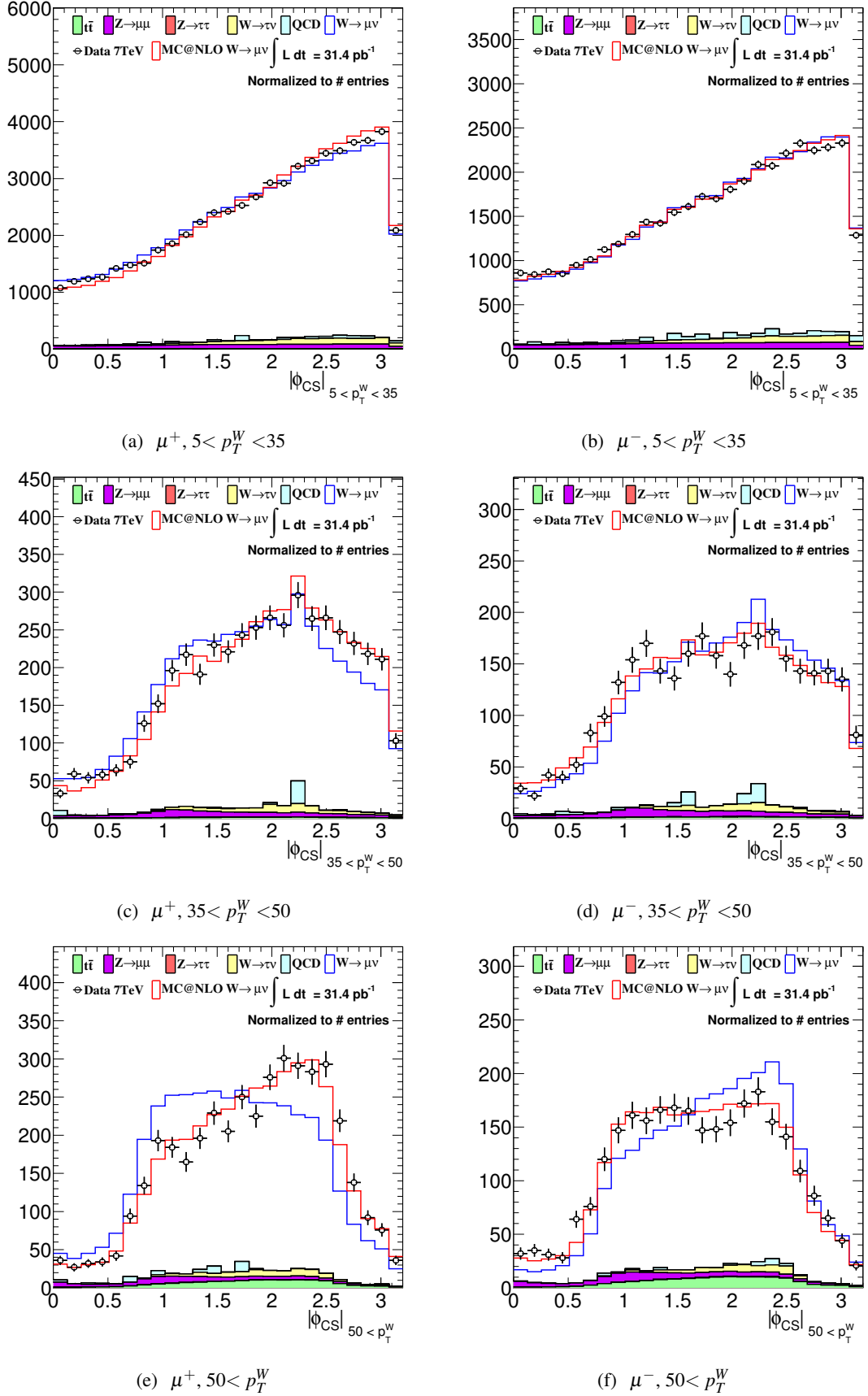


FIGURE VII.21: Comparaison des distributions de $|\phi_{CS}|$ entre les données et le Monte-Carlo, pour les muons dans les trois intervalles de p_T^W définis précédemment. Deux échantillons de signal ont été testés, Pythia (ligne bleue) et MC@NLO (ligne rouge).

Tableau VII.5: Valeurs des χ^2 et des fractions d'hélicité issues des ajustements des données avec les templates d'hélicité de MC@NLO.

	$35 < p_T^W < 50 \text{ GeV}$				$p_T^W > 50 \text{ GeV}$			
	μ^+	μ^-	e^+	e^-	μ^+	μ^-	e^+	e^-
χ^2	12,4	20,6	12,5	23,9	28,9	20,4	26,9	15,2
NDF	17	17	17	17	17	17	17	17
$f_0 \pm \text{stat}$	$25,3 \pm 5,1$	$10,9 \pm 5,6$	$24,3 \pm 9,3$	$10,2 \pm 10,2$	$7,8 \pm 6,3$	$-0,8 \pm 7,2$	$11,2 \pm 6,5$	$20,2 \pm 5,6$
$f_L - f_R \pm \text{stat}$	$20,4 \pm 3,9$	$27,1 \pm 4,3$	$18,4 \pm 5,2$	$32,9 \pm 4,0$	$27,4 \pm 3,6$	$29,2 \pm 3,4$	$29,0 \pm 3,4$	$19,6 \pm 3,9$

– les différences $f_L - f_R$ ont l'ordre de grandeur attendu.

VII.5 Erreurs systématiques

Les mesures des fractions d'hélicité souffrent d'effets systématiques principalement issus des échelles d'énergie (lepton mais aussi énergie transverse manquante), de la résolution, des bruits de fond... Ces effets ont été étudiés afin de quantifier les possibles biais sur les mesures exposées précédemment. Outre les effets de reconstruction, l'impact des templates a aussi été évalué.

VII.5.1 Construction des templates d'hélicité

La construction des templates d'hélicité repose sur l'équation VII.1. Si le dénominateur représente bien la manière avec laquelle les événements sont engendrés, pour différents points de l'espace des phases, les templates doivent être indépendants du générateur Monte-Carlo utilisé. Le protocole de construction de ces templates, repose en fait sur deux hypothèses implicites :

- le fait que les coupures d'acceptance n'empêchent pas l'annulation des contributions des termes A_1 , A_2 et A_3 lors de l'intégration de la section efficace différentielle sur ϕ (cf. eq. I.8 et eq. I.9). Pour tester cela, le terme $A_1 \sin 2\theta \cos \phi + \frac{1}{2} A_2 \sin^2 \theta \cos 2\phi + A_3 \sin \theta \cos \phi$ a été ajouté au dénominateur lors du calcul des poids, en utilisant les valeurs des coefficients A_1 , A_2 et A_3 calculées dans [85]. Les différences mesurées avec ces nouveaux échantillons sont négligeables et la forme la plus simple définie par l'équation VII.1 est donc celle conservée tout au long de l'analyse.
- le fait que le passage d'un intervalle à un autre dans le plan $(|y_W|, p_T^W)$ n'engendre pas de variation brutale des fractions mesurées, laissant paraître un maillage trop grossier de l'espace des phases (la figure VII.6 montre l'évolution des fractions dans la configuration choisie ici). Pour tester cela, différentes tailles d'intervalles ont été testées (dans le plan $(|y_W|, p_T^W)$) sans changer les résultats de manière significative. L'hypothèse de subdiviser le dernier intervalle en $|y_W|$ a été particulièrement étudiée, puisque les coefficients évoluent rapidement avec la rapidité du boson W. Toutefois, compte tenu du très faible nombre d'événements sélectionnés par les coupures d'acceptance, et pour lesquels le boson W possède une impulsion transverse au moins supérieure à 50 GeV, la configuration définie dans le tableau VII.1 a été conservée tout au long de l'analyse.

En résumé, compte tenu des erreurs systématiques expérimentales (détaillées par la suite et résumées dans les tableaux VII.6 et VII.7), aucune systématique liée à la génération des templates d'hélicité n'a été introduite dans la mesure.

VII.5.2 Contribution des bruits de fond

Les bruits de fond électrofaibles et $t\bar{t}$ sont supposés bien décrits par le Monte-Carlo. Comme ces bruits de fond sont soustraits des distributions de données, une erreur systématique a été estimée, pre-

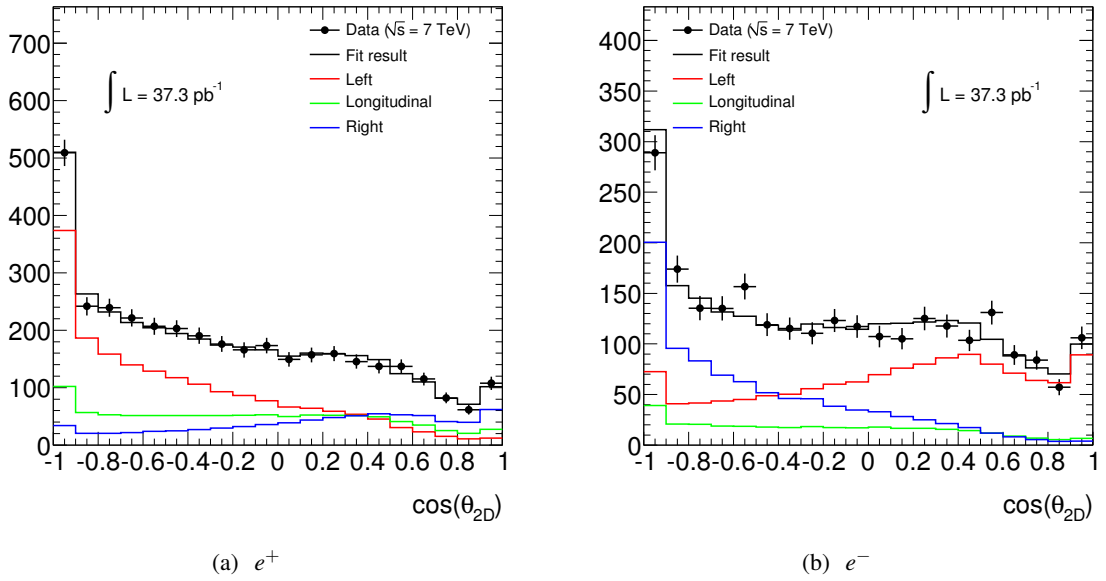


FIGURE VII.22: Ajustement de la distribution de $\cos \theta_{2D}$ dans le canal électronique à partir des templates d'hélicité, dans l'intervalle $35 < p_T^W < 50$ GeV, pour chaque charge.

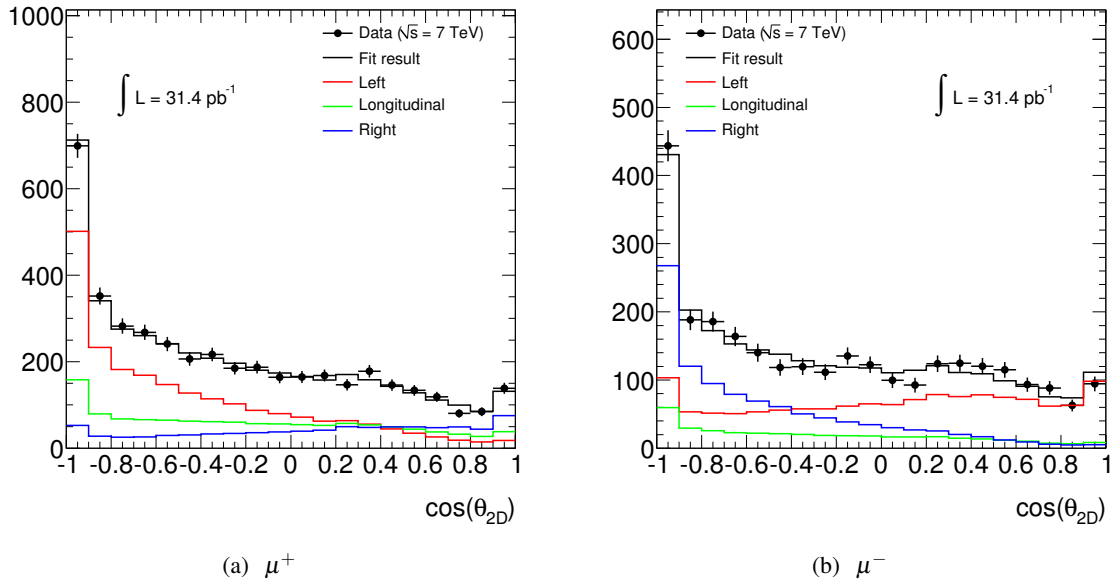


FIGURE VII.23: Ajustement de la distribution de $\cos \theta_{2D}$ dans le canal muonique à partir des templates d'hélicité, dans l'intervalle $35 < p_T^W < 50$ GeV, pour chaque charge.

nant en compte l'erreur sur l'estimation de la luminosité (3,4 %), l'erreur sur l'estimation des sections efficaces (5 %) et finalement une erreur de 3 % due aux effets de PDFs sur la définition de l'acceptance.

Ces variations, supposées corrélées d'un bruit de fond à l'autre, conduisent donc à varier la normalisation générale des bruits de fond électrofaibles et $t\bar{t}$ par un facteur 6,7 %. Le résultat sur la détermination des fractions est de l'ordre de 0,5 % pour f_0 et 0,2 % pour $f_L - f_R$.

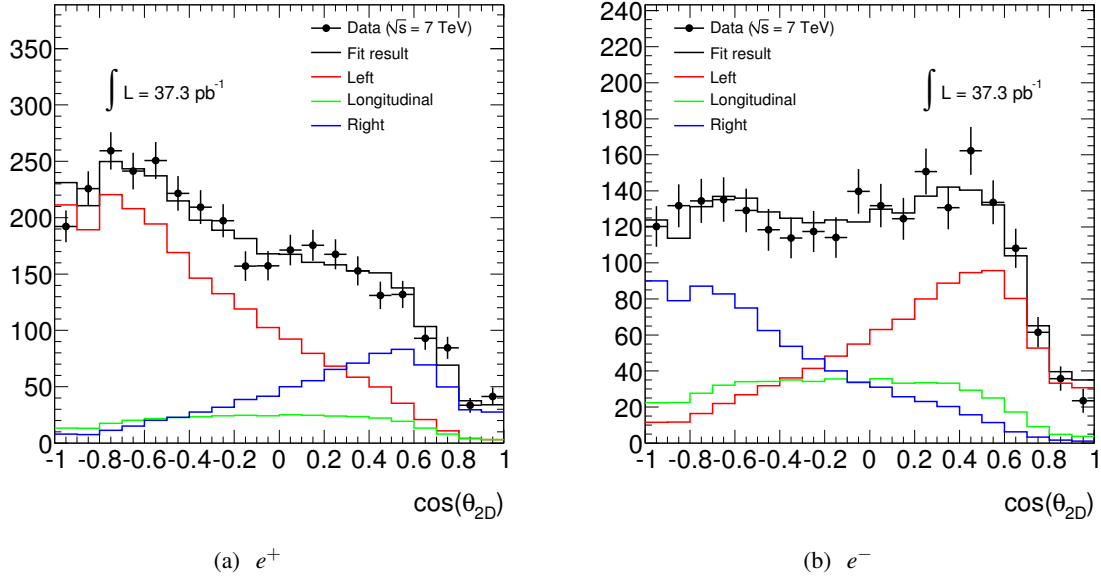


FIGURE VII.24: Ajustement de la distribution de $\cos \theta_{2D}$ dans le canal électronique à partir des templates d'hélicité, dans l'intervalle $p_T^W > 50$ GeV, pour chaque charge.

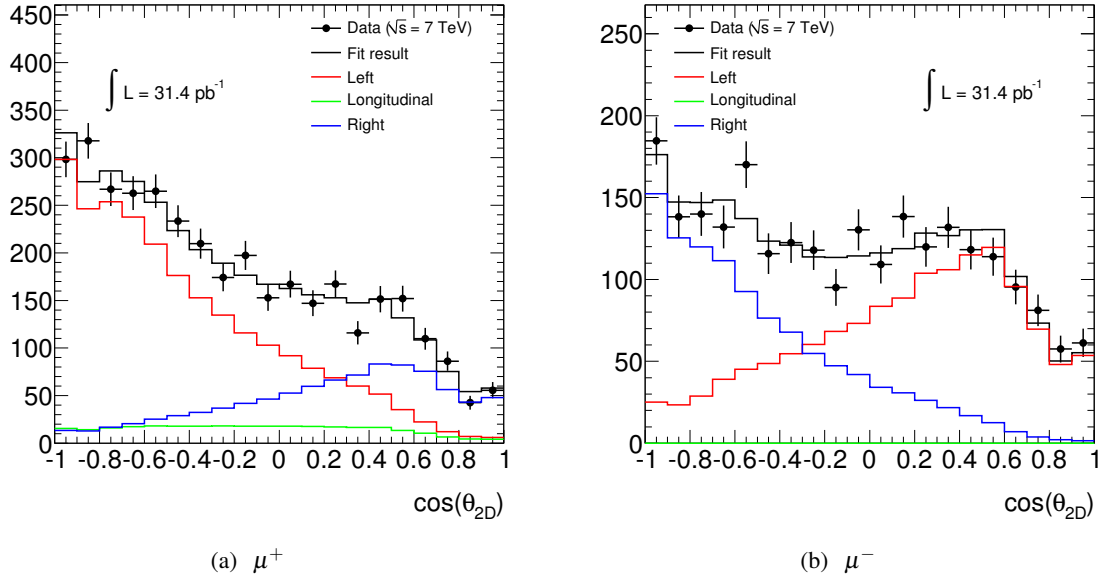


FIGURE VII.25: Ajustement de la distribution de $\cos \theta_{2D}$ dans le canal muonique à partir des templates d'hélicité, dans l'intervalle $p_T^W > 50$ GeV, pour chaque charge.

VII.5.2.a Bruit de fond $W \rightarrow \tau \nu$

Pendant la réalisation de ce travail, il a été remarqué que la désintégration des taus, dans ATLAS, étaient correctement effectuée, du point de vue de la polarisation, dans l'échantillon Pythia, mais pas dans celui MC@NLO (cette partie est prise en compte par TAUOLA [89]). Une procédure de pondération a donc été appliquée afin de corriger l'échantillon Pythia (qui échoue à reproduire les phénomènes de polarisation de $W \rightarrow \ell \nu$), afin que ce dernier se comporte comme MC@NLO pour les grandes impulsions transverses de W.

Ce changement d'échantillon n'a qu'un très faible impact sur la détermination de la fraction QCD et

sur les fractions ajustées par les templates d'hélicité ($< 0,4 \%$).

VII.5.2.b Bruit de fond QCD

Les fractions d'événements QCD ont été déterminées avec une erreur statistique en § VII.4.1. Ces fractions ont été variées, lors des ajustements sur les données, dans les barres d'erreurs. Dans le cas particulier des muons, les erreurs statistiques rendent ces dernières compatibles avec 0 ; elles ont donc été variées entre 0 et 4 %. Les incertitudes sur les fractions mesurées restent dans tous les cas de l'ordre de 2 % pour f_0 et 1,2 % pour $f_L - f_R$.

VII.5.3 Mauvaise identification de la charge

Les effets dus à la mauvaise identification des charges ont été estimées à partir d'un échantillon de signal Monte-Carlo comme la différence entre les fraction mesurées quand la séparation par charge est faite au niveau générateur ou après simulation complète du détecteur. Cette estimation, qui semble raisonnable puisque dans les données 2010 le Monte-Carlo reproduit fidèlement ce phénomène (cf. § V.2.5.d), ne concerne que les électrons et la variation constatée sur les mesures de fractions est de l'ordre de 0,4 %.

Les mauvaises identifications de la charge des muons par le spectromètre sont considérées comme négligeables.

VII.5.4 Modification des distributions de p_T^W

Le spectre de p_T^W n'est pas parfaitement reproduit par MC@NLO, qui semble sous-estimer la fraction d'événements pour lesquels $p_T^W > 35$ GeV. Afin de corriger cette différence, l'échantillon de signal Monte-Carlo a été affecté d'un poids calculé pour chaque événement, fonction de l'impulsion transverse du W, permettant d'obtenir la distribution de p_T^W de Pythia (plus proche des données). Les fractions d'hélicité ont alors été à nouveau ajustés en gardant les templates d'hélicité inchangés. L'effet sur les fractions f_0 et $f_L - f_R$ est négligeable.

VII.5.5 Effet de PDFs

Pour déterminer quel biais pourrait venir de la méconnaissance des PDFs, l'ajustement par les templates d'hélicité a été fait pour trois échantillons de signal différents. Ces échantillons, utilisant CTEQ6.6 [22], MSTW08 [23] ou HERAPDF1.0 [24], ont été obtenus par une méthode de pondération [90], où, pour chaque événement, un poids a été calculé selon l'expression :

$$\text{poids} = \frac{f_{\text{nouveau jeu}}^{\text{fid1}}(x_1, Q^2) \times f_{\text{nouveau jeu}}^{\text{fid2}}(x_2, Q^2)}{f_{\text{ancien jeu}}^{\text{fid1}}(x_1, Q^2) \times f_{\text{ancien jeu}}^{\text{fid2}}(x_2, Q^2)}$$

Les variations des fractions d'hélicité, mesurées à partir des mêmes templates, ont été retenues comme l'estimation de l'erreur systématique (inférieure à 2 %).

VII.5.6 Échelle d'énergie

De manière théorique, une variation équivalente des échelles d'énergie du lepton et du recul équivaudrait à un changement du nombre d'événements passant les critères de sélection, sans modifier les angles entre les trois objets (lepton, recul et $\vec{E}_T$) et donc sans effet sur $\cos \theta_{2D}$.

L'analyse des événements simulés a toutefois montré que la modification d'une seule de ces échelles d'énergie peut changer drastiquement la forme des distributions de $\cos \theta_{2D}$ et donc les fractions d'hélicité

mesurées. Quelle que soit l'échelle considérée, l'effet sur la différence des fractions gauches et droites est inversée en passant d'une charge à l'autre, rendant la moyenne sur les charges presque invariante. Cette particularité sera exploitée par la suite et consignée dans les tableaux VII.6 et VII.7 résumant les erreurs systématiques pour chacun des canaux.

VII.5.6.a Résolution et échelle d'énergie des leptons

L'échelle d'énergie des leptons a été estimée à partir des désintégrations de bosons Z (cf. § V.2.5.a et § V.3.4.c). La mesure de la masse et de la largeur du boson Z ont permis d'extraire une correction respectivement sur l'échelle d'énergie et la résolution de la réponse du détecteur. Ces corrections ont été mesurées avec une erreur systématique et statistique, cette dernière étant toutefois dominante pour l'analyse des données prises en 2010.

Les erreurs sur l'échelle d'énergie et la résolution en énergie des leptons ont été propagées séparément mais la contribution à l'erreur sur la fraction longitudinale (la différence $f_L - f_R$) est de l'ordre de 3 à 4 % (1 à 2 %). Un exemple de modification d'échelle d'énergie est représenté par la figure VII.26 (l'augmentation de cette dernière tend à diminuer la valeur de θ_{2D} et donc à décaler les valeurs de $\cos \theta_{2D}$ vers 1).

VII.5.6.b Échelle d'énergie du recul

Lors de désintégrations de bosons W à hautes impulsions transverses, le recul est, en général, composé d'un ou plusieurs jets. L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets durs a donc été propagée à l'énergie transverse manquante, puisque cette dernière est la somme vectorielle du lepton et du recul. Les incertitudes issues des variations d'échelle d'énergie des jets mous et des cellules résiduelles ont été estimés en variant leur contribution respectivement par un facteur 10,5 et 13,5 % [91]. Ces deux dernières contributions sont négligeables par rapport aux jets durs pour le plus haut intervalle de p_T^W mais deviennent nécessaire quand $35 < p_T^W < 50$ GeV (le terme issu des jets mous équivaut à la moitié de l'incertitude du aux jets durs).

Finalement les incertitudes systématiques sur les fractions d'hélicité associées à l'échelle d'énergie est la contribution majoritaire de cette étude, pouvant atteindre jusqu'à 16 % (absolu) dans le pire des cas.

VII.5.7 Résumé des erreurs systématiques

Toutes les contributions à l'erreur systématique sont résumées dans le tableau VII.6 pour les événements dont $35 < p_T^W < 50$ GeV et dans le tableau VII.7 pour les événements ayant une impulsion transverse supérieure à 50 GeV.

Au vu de l'anti-corrélation observée lors des variations d'échelle d'énergie entre les charges positives et négatives, l'incertitude est présentée dans les deux tableaux avec un signe $\pm$ ou $\mp$ suivant que les fractions augmentent ou diminuent lors d'une augmentation des échelles d'énergie.

Les deux dernières lignes des tableaux VII.6 et VII.7 contiennent les résultats des ajustements (f_0 et $f_L - f_R$), ainsi que leurs erreurs statistiques et systématiques, séparés par charge et par saveur de lepton.

VII.5.8 Résultats finaux

- $f_L - f_R$

L'erreur systématique sur $f_L - f_R$, séparée par charge, est dominée par l'incertitude sur l'échelle d'énergie du recul et, au second ordre, par l'incertitude sur l'échelle d'énergie du lepton. Cette

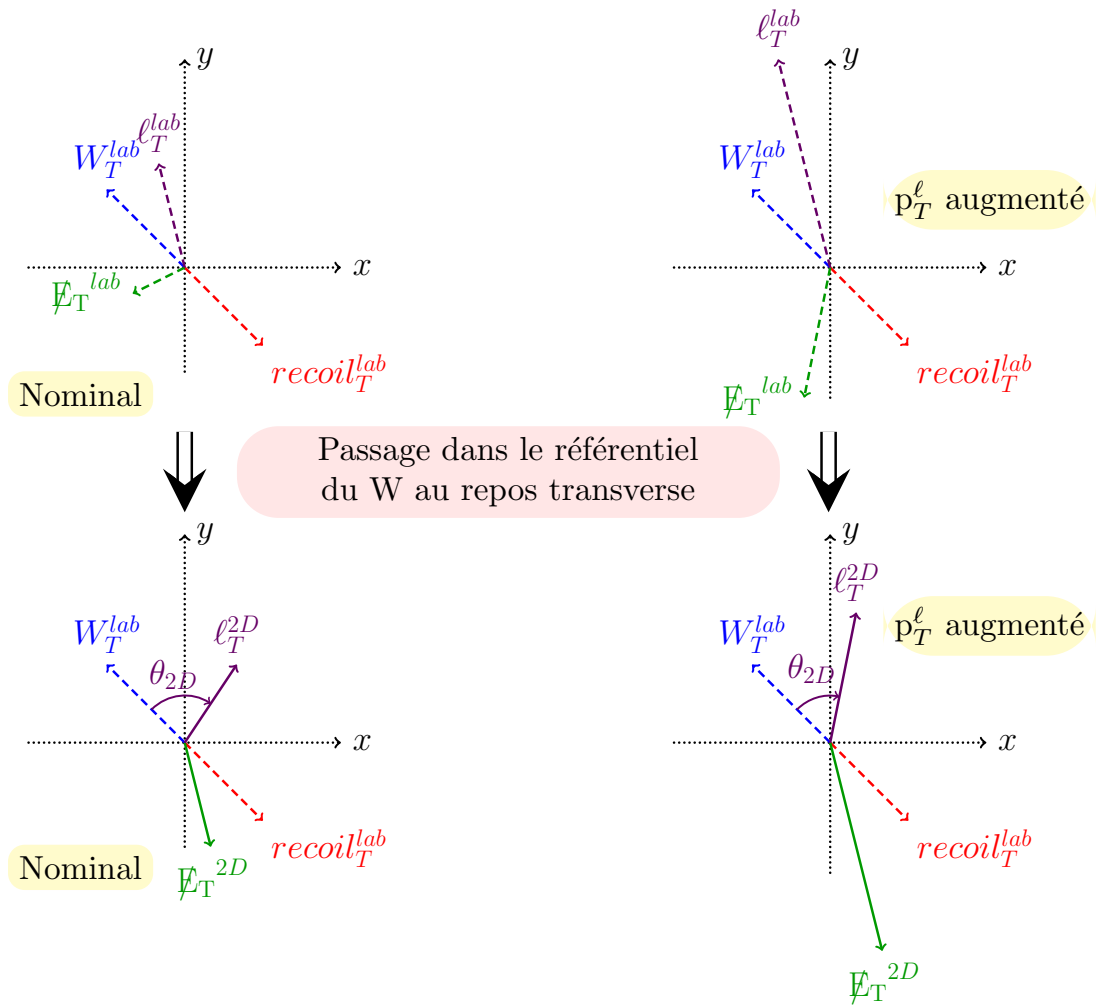


FIGURE VII.26: Exemple de modification de l'échelle d'énergie du lepton. Une augmentation de cette dernière donne un angle θ_{2D} plus petit et décale donc les valeurs de $\cos \theta_{2D}$ vers 1.

↗ échelle d'énergie du lepton $\Rightarrow \cos \theta_{2D} \rightarrow 1$

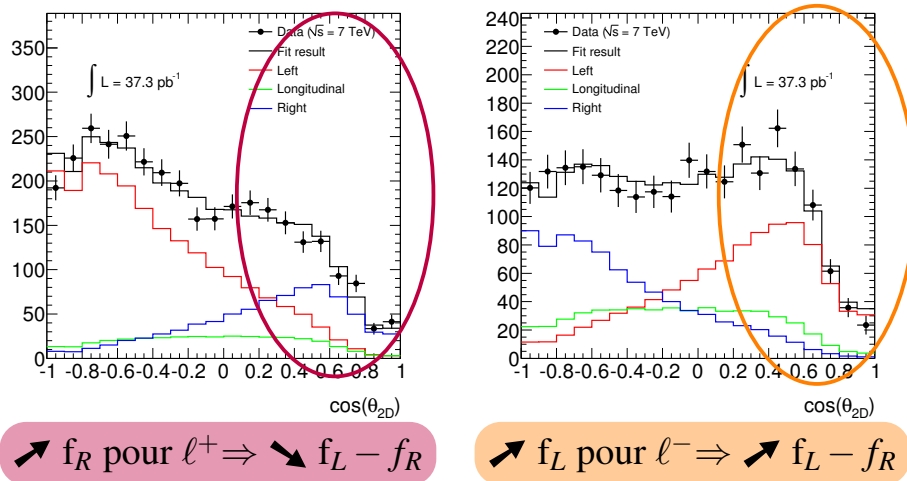


FIGURE VII.27: L'augmentation de l'échelle d'énergie du lepton augmente les valeurs de $\cos \theta_{2D}$, privilégiant la fraction droite pour les leptons chargés positivement (gauche) et la fraction gauche pour les leptons chargés négativement (droite). La moyenne sur les charges de $f_L - f_R$ est peu sensible à ces variations.

Tableau VII.6: Résumé des erreurs systématiques et rappel des mesures des fractions d'hélicité pour l'intervalle $35 < p_T^W < 50$ GeV.

		μ^+	μ^-	e^+	e^-
Data $\pm$ stat	f_0 $f_L - f_R$	$25,3 \pm 5,1$ $20,4 \pm 3,9$	$10,9 \pm 5,6$ $27,1 \pm 4,3$	$24,3 \pm 9,3$ $18,4 \pm 5,2$	$10,2 \pm 10,2$ $32,9 \pm 4,0$
Erreurs systématiques					
EW bkg	δf_0	0,5	0,6	0,3	0,4
	$\delta(f_L - f_R)$	0,2	0,3	0,2	0,2
QCD fraction	δf_0	1,5	1,5	1,5	1,5
	$\delta(f_L - f_R)$	0,3	0,7	1,5	1,5
p_T^ℓ scale	δf_0	$\mp 4,5$	$\mp 5,0$	$\mp 4,5$	$\mp 4,5$
	$\delta(f_L - f_R)$	$\mp 2,5$	$\pm 2,0$	$\mp 2,5$	$\pm 2,0$
	$\delta(f_L - f_R)_{mean}$	1,1		0,4	
Recoil scale	δf_0	$\pm 12,5$	$\pm 16,8$	$\pm 12,5$	$\pm 13,3$
	$\delta(f_L - f_R)$	$\pm 9,9$	$\mp 10,4$	$\pm 10,9$	$\mp 9,5$
	$\delta(f_L - f_R)_{mean}$	3,0		2,9	
PDF set	δf_0	2,0	2,0	0,4	0,8
	$\delta(f_L - f_R)$	1,5	1,5	0,5	1,5
Charge mis-ID	δf_0	—	—	0,2	0,4
	$\delta(f_L - f_R)$	—	—	0,3	0,4
p_T^ℓ resolution	δf_0	0,1	0,1	0,5	0,5
	$\delta(f_L - f_R)$	0,1	0,1	0,3	0,3
Erreurs statistiques et systématiques					
Data $\pm$ stat $\pm$ syst	f_0 $f_L - f_R$	$25,3 \pm 5,1 \pm 13,6$ $20,4 \pm 3,9 \pm 10,4$	$10,9 \pm 5,6 \pm 17,7$ $27,1 \pm 4,3 \pm 10,8$	$24,3 \pm 9,3 \pm 13,4$ $18,4 \pm 5,2 \pm 11,2$	$10,2 \pm 10,2 \pm 14,2$ $32,9 \pm 4,0 \pm 9,9$

Tableau VII.7: Résumé des erreurs systématiques et rappel des mesures des fractions d'hélicité pour l'intervalle $p_T^W > 50$ GeV.

		μ^+	μ^-	e^+	e^-
Data $\pm$ stat	f_0 $f_L - f_R$	$7,8 \pm 6,3$ $27,4 \pm 3,6$	$-0,8 \pm 7,2$ $29,2 \pm 3,4$	$11,2 \pm 6,5$ $29,0 \pm 3,4$	$20,2 \pm 5,6$ $19,6 \pm 3,9$
Erreurs systématiques					
EW bkg	δf_0	0,6	0,6	0,3	0,5
	$\delta(f_L - f_R)$	0,2	0,3	0,2	0,2
QCD fraction	δf_0	2,3	1,3	2	2
	$\delta(f_L - f_R)$	1,2	1,3	1,5	1,5
p_T^ℓ scale	δf_0	$\mp 3,5$	$\mp 3,5$	$\mp 3,5$	$\mp 4,5$
	$\delta(f_L - f_R)$	$\mp 1,5$	$\pm 1,5$	$\mp 2,0$	$\pm 1,5$
	$\delta(f_L - f_R)_{mean}$	0,1		0,4	
Recoil scale	δf_0	$\pm 8,1$	$\pm 10,2$	$\pm 9,4$	$\pm 11,1$
	$\delta(f_L - f_R)$	$\pm 7,7$	$\mp 7,7$	$\pm 8,2$	$\mp 8,2$
	$\delta(f_L - f_R)_{mean}$	1,2		0,7	
PDF set	δf_0	2,0	2,0	0,2	0,8
	$\delta(f_L - f_R)$	1,5	1,5	0,4	1,1
Charge mis-ID	δf_0	—	—	0,2	0,2
	$\delta(f_L - f_R)$	—	—	0,2	0,3
p_T^ℓ resolution	δf_0	0,1	0,2	0,2	1,2
	$\delta(f_L - f_R)$	0,1	0,2	0,2	0,2
Erreurs statistiques et systématiques					
Data $\pm$ stat $\pm$ syst	f_0 $f_L - f_R$	$7,8 \pm 6,3 \pm 9,4$ $27,4 \pm 3,6 \pm 8,1$	$-0,8 \pm 7,2 \pm 11,1$ $29,2 \pm 3,4 \pm 8,1$	$11,2 \pm 6,5 \pm 10,2$ $29,0 \pm 3,4 \pm 8,6$	$20,2 \pm 5,6 \pm 12,2$ $19,6 \pm 3,9 \pm 8,6$

grande incertitude empêche d'avoir une estimation précise de la différence des fractions gauches et droites pour les charges positives et négatives.

Toutefois, comme une variation d'échelle d'énergie a un effet inverse en passant d'une charge à l'autre (cf. figure VII.27), il peut être avantageux (pour les mesures expérimentales) de considérer les moyennes de $f_L - f_R$ sur les charges pour chacun des leptons ; deux lignes ont donc été ajoutées dans les tableaux VII.6 et VII.7 pour quantifier les effets dus aux échelles d'énergie sur la moyenne des différences de fractions gauches et droites.

Cette grandeur n'est pas dépourvu de sens puisque, comme montré en § VII.3.1 et dans la figure VII.6, les valeurs de $f_L - f_R$ évoluent de manière similaire avec $|y_W|$ and p_T^W et avec des magnitudes proches. Ces grandeurs, dont les erreurs systématiques sont maintenant bien plus faibles, sont donc regroupées dans les tableaux VII.8 et VII.9 où elles sont comparées aux prédictions Monte-Carlo issues de la simulation complète du détecteur. Quel que soit le canal et l'intervalle d'impulsion transverse du W considéré, l'accord entre les données et le Monte-Carlo est bon.

Tableau VII.8: Moyenne des différences des fractions gauches et droites pour les électrons et les muons dans les données et MC@NLO, pour $35 < p_T^W < 50$ GeV.

	Fraction (%)	moyenne muon	moyenne électron
Données	$f_L - f_R$	$23,8 \pm 3,0 \pm 3,6$	$25,7 \pm 2,8 \pm 3,4$
MC@NLO	$f_L - f_R$	$29,2 \pm 0,8$	$24,9 \pm 1,0$

Tableau VII.9: Moyenne des différences des fractions gauches et droites pour les électrons et les muons dans les données et MC@NLO, pour $p_T^W > 50$ GeV.

	Fraction (%)	moyenne muon	moyenne électron
Données	$f_L - f_R$	$28,3 \pm 2,4 \pm 2,3$	$24,3 \pm 2,5 \pm 2,0$
MC@NLO	$f_L - f_R$	$28,0 \pm 0,8$	$24,1 \pm 0,9$

- f_0

Ici l'erreur systématique associée aux échelles énergies des jets et du lepton ne se moyenne pas sur les charges. Afin de limiter au maximum l'erreur statistique, grande elle aussi, les résultats précédemment exposés sont moyennés par intervalle d'impulsion transverse du W, sur les charges et les saveurs de lepton. Ces valeurs sont alors comparées aux prédictions de MC@NLO dans le tableau VII.10.

Tableau VII.10: Moyennes des f_0 , sur les charges et les différents canaux, pour les données et le Monte-Carlo MC@NLO, dans les deux intervalles de p_T^W .

	Fraction (%)	$35 < p_T^W < 50$ GeV	$p_T^W > 50$ GeV
Données	f_0	$17,7 \pm 3,3 \pm 12,0$	$9,6 \pm 3,0 \pm 9,0$
MC@NLO	f_0	$24,5 \pm 1,2$	$23,3 \pm 1,0$

En comparant aux valeurs attendues, il est seulement possible de dire que les données privilégie les faibles valeurs de f_0 , sans pour autant considérer comme incompatibles ces premiers résultats.

VII.6 Conclusion

L'analyse reportée ci-dessus a montré le bon accord (qualitatif) de MC@NLO, aussi bien en terme de fractions d'hélicité que pour les distributions angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, pour la

région cinématique dans laquelle l'impulsion transverse du boson W est supérieure à 50 GeV c'est-à-dire quand la production du W est dominée par des processus quark-gluon décrits brièvement en § VII.1.

La variable utilisée tout au long de cette analyse est le cosinus de l'angle « d'hélicité transverse », $\cos \theta_{2D}$, montrant une bonne résolution avec l'angle d'hélicité original.

Les mesures, en accord avec les prédictions de MC@NLO, sont à la fois limitées par les erreurs statistiques et systématiques. Avec les données prises en 2011, l'erreur statistique devrait pouvoir être réduite à 1 %, mais surtout en utilisant toutes les données cumulées, il est important de faire cette mesure pour des intervalles suivant p_T^W et y_W et non plus intégrée. Les résultats obtenus dans cette thèse sont compatibles avec ceux obtenus par l'expérience CMS [86].

Chapitre VIII

Mesure de l'asymétrie de charge des bosons W

« Now, now, perfectly symmetrical
violence never solved anything. »

Farnsworth
FUTURAMA

Sommaire

VIII.1 Introduction	163
VIII.2 Définition et principe de la mesure d'asymétrie leptonique	164
VIII.3 Méthode de mesure de l'asymétrie directe des W	166
VIII.4 Sélection des événements et validation de la résolution sur la mesure de y_W	169
VIII.5 Mesure de l'asymétrie leptonique et directe	171
VIII.6 Étude des incertitudes systématiques	175
VIII.7 Interprétation et conclusion	179
VIII.8 Conclusion	184

VIII.1 Introduction

La mesure de l'asymétrie de charge des bosons W produits par des processus Drell-Yan auprès de collisionneurs hadroniques, peut fournir d'importantes informations et contraintes sur les PDFs. Cette mesure a été faite au niveau leptonique au Tevatron, pour les désintégrations $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$, par CDF [92, 93] et D0 [94, 95], dont les données ont été incluses dans les ajustements globaux des distributions de partons [22, 23].

L'analyse standard a pour but de contraindre les PDFs des partons incidents dans la production de W à partir de l'étude des distributions de pseudo-rapacité des leptons. Plus précisément, l'attention est portée sur leur asymétrie, mesure souffrant moins des systématiques que l'étude des distributions de pseudo-rapacité des leptons séparément pour chacune des charges.

Comme cette asymétrie est majoritairement sensible aux quarks de valence [96], la mesure globale est non-nulle pour des collisionneurs proton-proton comme le LHC (le nombre de quarks u de valence est deux fois plus grand que celui de quark d de valence), au contraire des expériences Tevatron. De même, à partir des observations cinématiques faites en § I.3.1.c, il est immédiat de prédire que la valeur de l'asymétrie varie aussi en fonction de la pseudo-rapacité du lepton reconstruit. Cette mesure permet

donc de contraindre les rapports u/d des fonctions de distribution des partons de valence déjà existantes et pour des régions de l'espace de phase non explorées (les petites valeurs de x).

Cependant la mesure à partir des leptons est sensible, non seulement aux PDFs, mais aussi à la polarisation du W. Il peut être intéressant donc de séparer ces deux effets par une mesure directe de l'asymétrie de charge des W. Une telle approche a été essayée par l'expérience CDF par une méthode statistique consistant à combiner les deux solutions possibles pour la rapidité du W, dues à l'absence de la connaissance de l'impulsion longitudinale du neutrino (en appliquant la contrainte de masse du W) [97]. Des études de simulation ont montrés que dans le cadre d'ATLAS, cette approche avait un intérêt limité, ne contraignant pas davantage les PDFs que la mesure leptonique [98]. En se restreignant à une région particulière de l'espace des phases, il est toutefois possible de mesurer de façon non ambiguë la rapidité du W et donc son asymétrie de charge en s'affranchissant, au premier ordre, de la connaissance de la polarisation.

Dans une première section, les concepts et définitions inhérentes à la mesure de l'asymétrie sont introduites. Cette nouvelle méthode de mesure directe de l'asymétrie est exposée avec des premières validations à partir de la simulation. Après un bref rappel de la sélection des W, et des modifications liées à cette mesure spécifique, les mesures d'asymétrie leptoniques et directes pour les canaux électrons et muons sont présentées. Les différentes sources de systématiques sont détaillées. Finalement les mesures dans chaque canal sont combinées avant de conclure.

VIII.2 Définition et principe de la mesure d'asymétrie leptonique

VIII.2.1 Définition de l'asymétrie

L'asymétrie est définie à partir des sections efficaces de production du W, par l'expression :

$$A_\ell = \frac{\sigma_{W\ell^+} - \sigma_{W\ell^-}}{\sigma_{W\ell^+} + \sigma_{W\ell^-}}. \quad (\text{VIII.1})$$

La section efficace peut être calculée dans l'acceptance ($\sigma_{W\ell^\pm}^{\text{fid}}$) ou de manière totale ($\sigma_{W\ell^\pm}^{\text{tot}}$), à partir des formules :

$$\sigma_{W\ell^\pm}^{\text{fid}} = \frac{N_{W\ell^\pm}^{\text{obs}} - N_{W\ell^\pm}^{\text{bgd}}}{\mathcal{L} \times C_{W\ell^\pm}^{\text{MC}}} \quad \text{et} \quad \sigma_{W\ell^\pm}^{\text{tot}} = \frac{N_{W\ell^\pm}^{\text{obs}} - N_{W\ell^\pm}^{\text{bgd}}}{\mathcal{L} \times A_{W\ell^\pm}^{\text{MC}} \times C_{W\ell^\pm}^{\text{MC}}}. \quad (\text{VIII.2})$$

où $N_{W\ell^\pm}^{\text{obs}}$ et $N_{W\ell^\pm}^{\text{bgd}}$ représentent respectivement les nombres d'événements observés dans les données et de bruits de fond estimés. Les facteurs $A_{W\ell^\pm}^{\text{MC}}$ et $C_{W\ell^\pm}^{\text{MC}}$ contiennent quant à eux les informations d'acceptance et d'efficacité qui peuvent être évaluées à partir d'analyse Monte-Carlo (détaillées en § VI.2). Ils s'expriment sous la forme :

$$C_{W\ell^\pm}^{\text{MC}} = \frac{N_{\text{sel}}^{\text{MC}}}{N_{\text{gen, fid}}^{\text{MC}}} \quad \text{et} \quad A_{W\ell^\pm}^{\text{MC}} = \frac{N_{\text{gen, fid}}^{\text{MC}}}{N_{\text{gen, all}}^{\text{MC}}}, \quad (\text{VIII.3})$$

où $N_{\text{sel}}^{\text{MC}}$, $N_{\text{gen, fid}}^{\text{MC}}$ et $N_{\text{gen, all}}^{\text{MC}}$ représentent respectivement le nombre de candidats W sélectionnés après reconstruction, produits dans le volume fiduciel et engendrés sans restriction sur l'espace des phases, dans le Monte-Carlo. Les coefficients $C_{W\ell^\pm}$ tiennent en fait compte des efficacités de déclenchement, de reconstruction et de sélection des événements. Celles-ci ne sont jamais parfaitement modélisées par la simulation et donc ces coefficients doivent être corrigés des différences mesurées entre les données et la simulation suivant l'expression :

$$C_{W\ell^\pm} = C_{W\ell^\pm}^{\text{MC}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{declenchement}}^{\text{data}}}{\epsilon_{\text{declenchement}}^{\text{MC}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{ID}}^{\text{data}}}{\epsilon_{\text{ID}}^{\text{MC}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{isol}}^{\text{data}}}{\epsilon_{\text{isol}}^{\text{MC}}}. \quad (\text{VIII.4})$$

La connaissance de ces facteurs est cruciale pour la mesure des sections efficaces totale ou différentielle. En revanche dans le cadre de la mesure d'asymétrie qui calcule un rapport, ces facteurs s'annulent en grande partie : il faut cependant considérer des effets résiduels qui affecteraient différemment des leptons de charge opposée. Dans l'équation VIII.2, l'asymétrie est intégrée sur l'espace des phases mais il est en fait plus intéressant de réaliser une mesure différentielle en fonction de la pseudo-rapacité, nettement plus sensible aux PDFs (équivalente à la définition de la section efficace fiducielle dans un intervalle de η) :

$$A_\ell = \frac{\frac{d\sigma_{W\ell^+}^{\text{fid}}}{d\eta} - \frac{d\sigma_{W\ell^-}^{\text{fid}}}{d\eta}}{\frac{d\sigma_{W\ell^+}^{\text{fid}}}{d\eta} + \frac{d\sigma_{W\ell^-}^{\text{fid}}}{d\eta}}. \quad (\text{VIII.5})$$

Par conséquent, seuls les coefficients $C_{W\ell^\pm}$ sont utilisés. La luminosité est aussi annulée au premier ordre mais intervient quand même dans le calcul des nombres d'événements de bruits de fond électrofaibles estimés à partir de la simulation.

Compte tenu d'une part de la statistique utilisée dans cette analyse, et d'autre part des réponses et erreurs systématiques différentes pour les électrons et muons suivant les différentes régions, il a fallu faire un compromis sur la taille et le nombre d'intervalles de pseudo-rapacité pour avoir une définition commune qui permette une combinaison des deux canaux. Le tableau VIII.1 résume ce choix : l'analyse électron est réduite à $|\eta_\ell| < 2,4$ car cela correspond à la limite de l'acceptance du système de déclenchement des muons. L'intervalle $1,37 < |\eta_\ell| < 1,52$ est dicté par la zone correspondant à la région de transition entre les calorimètres tonneaux et bouchons, où les électrons ne sont pas reconstruits contrairement aux muons.

Intervalles communs en η_ℓ
$0,00 < \eta < 0,21$
$0,21 < \eta < 0,42$
$0,42 < \eta < 0,63$
$0,63 < \eta < 0,84$
$0,84 < \eta < 1,05$
$1,05 < \eta < 1,37$
$1,37 < \eta < 1,52$
$1,52 < \eta < 1,74$
$1,74 < \eta < 1,95$
$1,95 < \eta < 2,18$
$2,18 < \eta < 2,40$

Tableau VIII.1: Définition des 11 intervalles de pseudo-rapacité absolue communs aux électrons et aux muons utilisés pour cette étude. Les corrections et systématiques sont calculés en utilisant ces intervalles. L'intervalle $1,37 < |\eta_\ell| < 1,52$ représentant le crack dans le système calorimétrique, il n'est pas présent dans l'analyse électron.

VIII.2.2 Comparaison et évolution avec les PDFs

La figure VIII.1 présente la variation attendue de l'asymétrie en utilisant les définitions précédentes avec le générateur MC@NLO : cette valeur est non nulle et croît typiquement de 15 % pour $|\eta_\ell| \sim 0$ à 30 % pour $|y_W|=2,5$. De façon à illustrer la dépendance avec les fonctions de densité de partons, le même lot d'événements a été réutilisé en modifiant le jeu de PDF par une méthode pondération [90]. Cette méthode a permis de tester trois jeux différents : CTEQ6.6 [22], MSTW08 [23] et HERAPDF1.0 [24].

Pour chacune des distributions résultantes, les erreurs théoriques ont aussi été incluses fournissant donc une erreur sur la prédiction de l'asymétrie. Le jeu fourni par HERA prédit une variation moins forte avec la pseudo-rapidité. À basse rapidité, MTSW diffère des autres paramétrisations par quelques % alors qu'à haute rapidité les incertitudes théoriques actuelles rendent les prédictions compatibles entre elles.

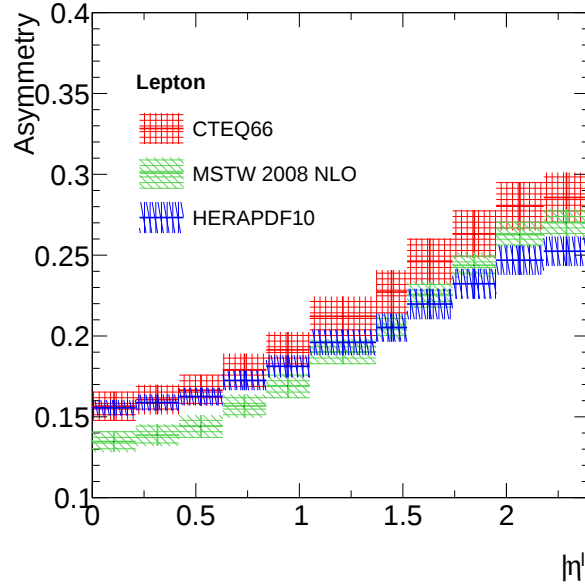


FIGURE VIII.1: Représentation des prédictions théoriques fournies par les trois jeux de PDFs ainsi que leurs erreurs à 1σ , dans le cas de l'asymétrie leptonique.

VIII.3 Méthode de mesure de l'asymétrie directe des W

La distribution de pseudo-rapidité des leptons est le résultat de la convolution des distributions des bosons W, de leur distribution d'impulsion transverse et des distributions angulaires entre le W et le lepton (dans le centre de masse du boson). Cette dernière composante est caractéristique de la polarisation, elle-même issue de la dynamique du processus de création du boson et du couplage V-A.

Plusieurs tentatives ont été faites pour extraire la distribution de rapidité des bosons W, solution a priori plus directe pour contraindre les PDFs, puisque moins dépendante du Monte-Carlo. Ces méthodes souffraient toutefois de l'ambiguïté dans la détermination de l'impulsion longitudinale du neutrino après avoir contraint les équations en utilisant la masse du boson W (cf. § II.2.2). Une mesure d'asymétrie directe, c'est-à-dire utilisant la rapidité reconstruite du boson W, a été proposée par l'expérience CDF [97]. Cette étude attribue à chacune des deux solutions de rapidité du boson W un poids déterminé en utilisant un échantillon Monte-Carlo. Outre le fait que cette étude introduise de nouveau une dépendance à un générateur Monte-Carlo, son application au LHC n'est pas immédiate (environnement proton-proton et non $p\bar{p}$). Une adaptation de cette méthode a fait l'objet d'une étude sur simulation, concluant que la sensibilité aux PDFs était inférieure d'un facteur 2 à celle obtenue avec l'asymétrie leptonique [98].

L'approche suivie dans ce chapitre est différente de celle de CDF et consiste à se restreindre à une partie de l'espace des phases dans laquelle l'ambiguïté sur ces deux solutions est levée. En effet, lorsque le W se désintègre dans son référentiel du centre de masse dans le plan transverse aux faisceaux (ou presque) le lepton et le neutrino ont la même pseudo-rapidité, égale à la rapidité du W. Comme il sera expliqué plus loin, ces événements sont ceux pour lesquels la masse transverse est proche de la masse

nominale du W. Il est donc possible de sélectionner un sous-échantillon des bosons W produits et détectés afin de l'utiliser pour mesurer l'asymétrie de charge du W. La validité de la mesure de la rapidité du W par cette méthode est justifiée dans la section suivante à partir de la simulation.

VIII.3.1 Distributions de rapidité et asymétrie de charge du W

L'étude a été conduite en utilisant le générateur MC@NLO. La figure VIII.2 montre les distributions de rapidité (a) et du cosinus de l'angle d'hélicité du lepton (b), en lignes pointillées pour les W^- et en lignes pleines pour les W^+ , au niveau générateur pour trois sélections.

- Sans coupure, les W^+ ont un spectre rapidité uniforme alors les W^- prédominent pour $|y_W| \sim 0$. Les distributions du cosinus de l'angle d'hélicité sont symétriques (lignes noires).
- Après les coupures d'analyse, les distributions d'angle d'hélicité et de rapidité sont fortement déformées (cf. § VII.2.1) (lignes rouges).
- Après la sélection standard et une coupure additionnelle sur la masse transverse ($M_T^W > 79$ GeV), les angles d'hélicité et les rapidités sont très similaires pour les W^+ et W^- (lignes bleues).

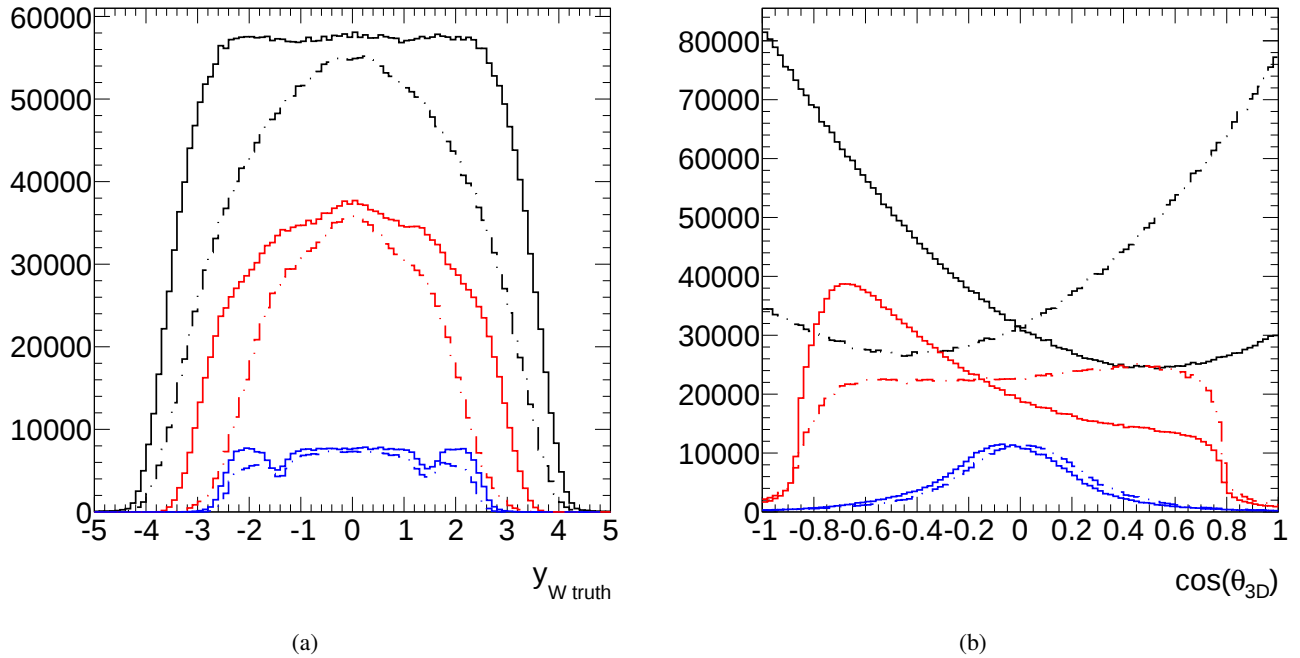


FIGURE VIII.2: Distributions de rapidité des bosons W (a) et du cosinus de l'angle d'hélicité du lepton (b) pour les charges positives (lignes pleines) et négatives (lignes pointillées) au niveau générateur. Ces distributions sont obtenues sans sélection particulière (noir), après la sélection standard (rouge) et après la sélection standard et la coupure de haute masse transverse à 79 GeV (bleu). Pour les angles d'hélicité, la normalisation est faite au nombre d'entrée, afin de faciliter la comparaison des formes.

VIII.3.2 Résolution sur la mesure de la rapidité des W

La coupure en masse transverse réduit très fortement les contributions de la polarisation des W à la mesure de l'asymétrie (que ce soit à la production ou lors de la désintégration) ; il sera alors possible de sonder directement les PDFs sans dépendance à la description des effets d'hélicité du W dans le Monte-Carlo. En particulier, dans cette configuration particulière, la pseudo-rapacité du lepton devient un bon

estimateur de la rapidité du W, comme le montre la figure VIII.3 (b) : pour une coupure en masse transverse à 79 GeV, la résolution gaussienne est de l'ordre de 0,3 et est similaire pour W^+ et W^- . Cette résolution s'améliore légèrement avec l'augmentation de la masse transverse mais il est nécessaire de trouver un compromis entre la résolution sur l'estimateur de la rapidité et le nombre d'événements passant une telle coupure, typiquement 20-25 % suivant l'élargissement du pic du jacobien, donné principalement par la résolution en énergie transverse manquante.

Compte tenu de ces observations, la pseudo-rapacité des leptons est utilisée par la suite comme un estimateur de la rapidité des bosons W. Cette identification a aussi l'avantage de permettre l'utilisation des mêmes intervalles de η que pour la mesure d'asymétrie leptonique.

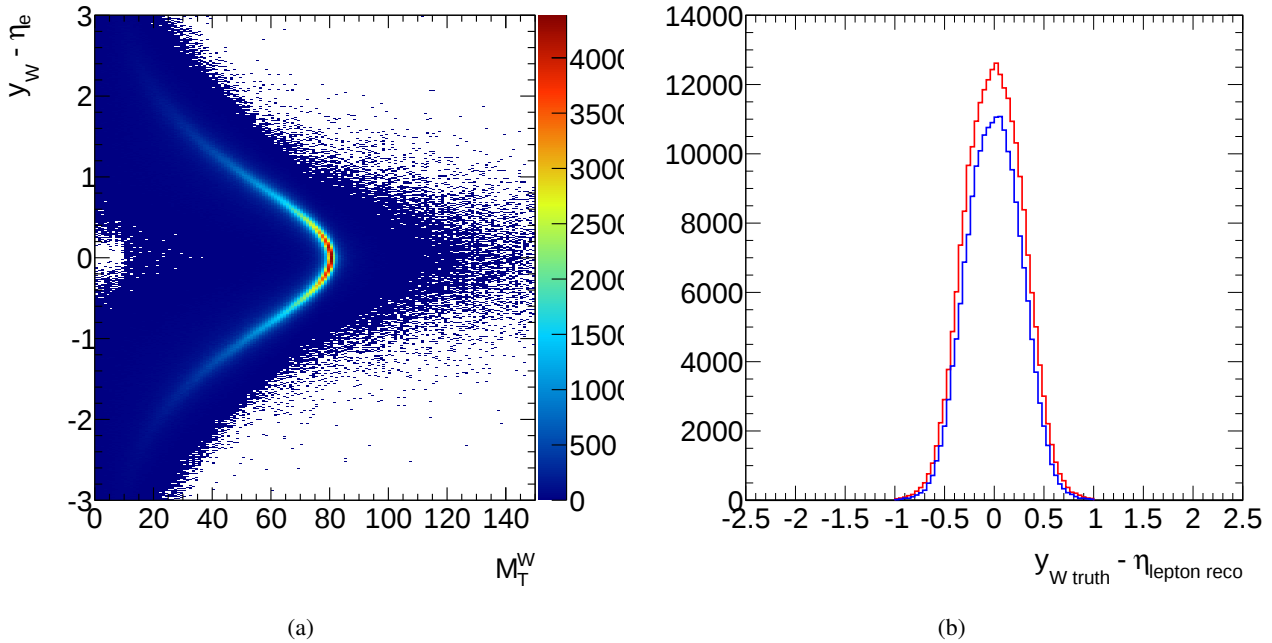


FIGURE VIII.3: Différences entre la pseudo-rapacité du lepton et la rapidité du W en fonction de la masse transverse du W (a) et après la coupure de haute masse transverse dans les événements Monte-Carlo, pour W^+ (rouge) et W^- (bleu) (b).

VIII.3.3 Sélection sur l'impulsion transverse du lepton

L'utilisation de la masse transverse a le désavantage de dépendre fortement des performances en énergie transverse manquante et donc peut engendrer des systématiques importantes. D'autres variables cinématiques ont été testées, telles que l'impulsion du lepton (ou des distributions angulaires) pour sélectionner ce sous-échantillon. Comme présenté sur la figure VIII.4 (a) une coupure à grand p_T^ℓ , au niveau du pic Jacobien, sélectionne un lot plus grand d'événements que la sélection à haute masse transverse, mais pour lesquels la rapidité du W est reconstruite avec une résolution plus grande d'un facteur 1,7 : 25 % d'événements sont conservés pour une coupure à 40 GeV. De plus, si l'on compare les distributions de l'angle d'hélicité de ce lot pour les W^+ et W^- (cf. figure VIII.4 (b)), elles diffèrent notablement ce qui implique qu'une mesure d'asymétrie dans ces conditions souffrira encore de la description de la polarisation du W.

Finalement, au vu de la figure VIII.4 (a), il est immédiat de constater que pour obtenir une bonne précision sur la mesure de rapidité du boson W, il faut ne sélectionner que les événements dont l'impulsion transverse du lepton est supérieure à 60 GeV. Une telle sélection, outre la grande réduction de statistique

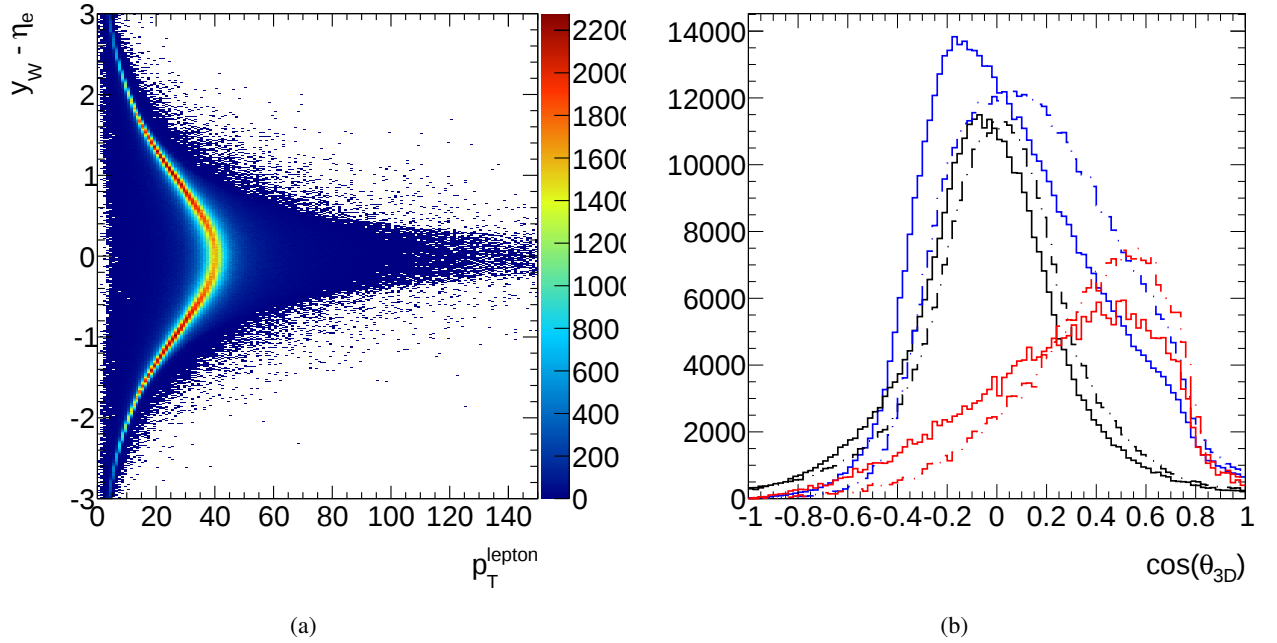


FIGURE VIII.4: Différence entre la rapidité du boson W (au niveau générateur) et la pseudo-rapidité du lepton après simulation et sélection standard, en fonction de l'impulsion transverse de ce dernier (a). Distributions du cosinus de l'angle d'hélicité après la sélection standard et soit une coupure de haute masse transverse (noire), soit une coupure sur l'impulsion transverse du lepton (bleu) au niveau du pic jacobien (b). Les courbes pleines (pointillées) représentent les charges positives (négatives). L'effet d'une coupure stricte sur l'impulsion transverse du lepton (60 GeV) est montré en rouge : les nombres d'événements sont multipliés par 10 pour distinguer les différences entre les charges.

(seul 1,5 % des événements), ne s'affranchit néanmoins pas des effets de polarisation. Les distributions des angles d'hélicité pour cette sélection sont en effet présentées dans la figure VIII.4 (b) et diffèrent toujours substantiellement suivant la charge.

Pour conclure l'introduction d'une coupure à grande masse transverse permet donc une mesure d'asymétrie directe de charge des W , complémentaire de la mesure leptonique incluant tous les événements. La figure VIII.5 compare l'asymétrie leptonique attendue telle que décrite en § VIII.2.1, avec la coupure en masse transverse et celle du W . Comme prévu, la mesure issue de l'analyse incluant la coupure en masse transverse est plus faible et varie rapidement avec la pseudo-rapidité. Compte tenu des distributions de l'angle d'hélicité, similaires pour les W^+ et les W^- , elle n'est pas sensible à la polarisation et peut donc être comparée à la courbe représentant l'asymétrie de charge des W sur l'ensemble du domaine cinématique (c'est à dire non polarisée).

VIII.4 Sélection des événements et validation de la résolution sur la mesure de y_W

VIII.4.1 Définition des coupures d'analyse

Pour la mesure des distributions angulaires, l'identification *tight* des électrons était utilisée. Cependant la mesure de son efficacité avec la méthode de *tag-and-probe* utilisant les désintégrations de bosons W en électron-neutrino et de bosons Z en paire d'électrons (cf. § V.2.5.c) présente de grandes variations par rapport à la simulation en fonction de la pseudo-rapidité. En outre, pour certains intervalles, les deux

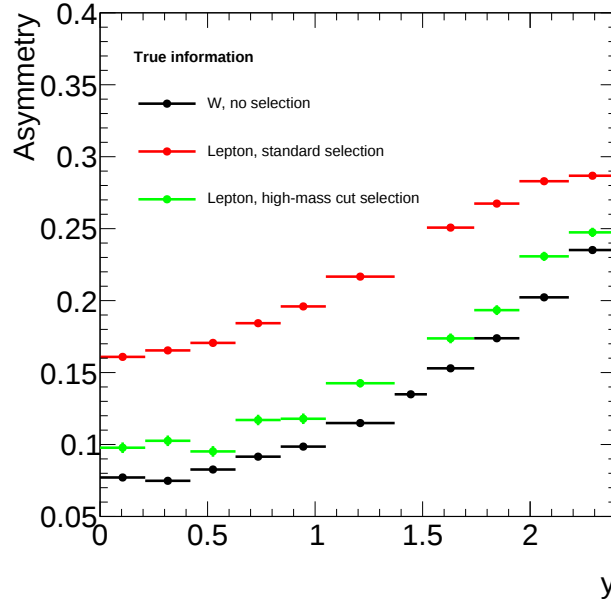


FIGURE VIII.5: Asymétrie de charge des électrons après la sélection standard (rouge) et la coupure à haute masse (vert). La deuxième courbe est bien plus proche de l'asymétrie de charge des W sans aucune sélection représentée ici par une ligne noire.

mesures sont marginalement compatibles tout en étant limitées par la statistique disponible. Elles présentent finalement des différences entre les charges positives et négatives pouvant être expliquées par les coupures de la sélection *tight* sensibles aux conditions d'alignement. La sélection *medium* est insuffisante pour rejeter efficacement le bruit de fond QCD et par conséquent une nouvelle définition a été spécifiquement introduite pour ces analyses, utilisant les critères suivants :

- l'électron doit passer les critères *medium*
- l'électron doit posséder au moins une mesure dans la première couche du détecteur de pixels (*b-layer*) afin de limiter le bruit de fond des conversions. Cette coupure existait au niveau *tight*.
- finalement, de façon à réduire le bruit de fond QCD, un critère d'isolation calorimétrique est appliqué. La variable consiste au rapport de la somme des énergies transverses dans un cône de 0,3 autour de l'électron divisé par l'énergie transverse de l'électron. Ce critère conserve 98 % des électrons issus de désintégrations de bosons Z.

Avec cette sélection, une efficacité de 88 % est obtenue (10 % supérieure à *tight* dans le tonneau et 15 % dans les bouchons) tout en conservant un bruit de fond QCD assez proche.

VIII.4.2 Mesure avec les données de la résolution attendue sur y_W

À partir de la simulation, la résolution sur la rapidité du W est estimée à 0,3, ce qui est compatible avec la taille des intervalles de rapidité utilisés. Cette résolution a cependant été mesurée aussi avec les données. Pour cela un lot de désintégrations de bosons Z en paire d'électrons a été sélectionné avec deux leptons de qualité *medium* et ayant une masse invariante comprise entre 70 et 110 GeV. L'un des leptons a été supprimé et additionné à l'énergie transverse manquante de façon à simuler un état final ressemblant à la désintégration d'un W en électron-neutrino. La masse transverse du nouveau système a été calculée et une coupure équivalente à celle appliquée à la simulation en § VIII.3.2 a alors été appliquée (de seuil 91,2 GeV). Pour les événements ainsi sélectionnés, la rapidité du Z (calculable à partir des deux leptons)

est comparée à celle du lepton de façon similaire à l'estimation pour le y_W . L'analyse a été faite en supprimant soit l'électron, soit le positron. La résolution, représentée sur la figure VIII.6, est de l'ordre de 0,25, sensiblement meilleure que la simulation $W \rightarrow e\nu$ et rigoureusement identique à celle obtenue avec la simulation $Z \rightarrow ee$, ce qui justifie l'utilisation de la pseudo-rapidity du lepton comme estimateur de y_W .

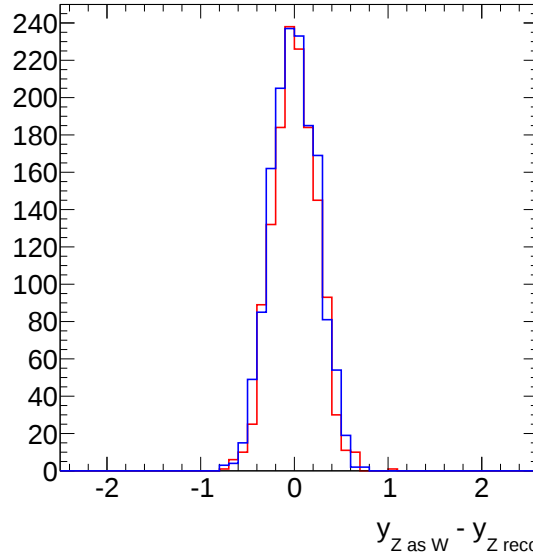


FIGURE VIII.6: Différence entre la rapidité du boson Z reconstruit dans les données à partir des deux leptons, et la rapidité calculée en considérant ce Z comme un W après avoir ajouté soit le positron (rouge), soit l'électron (bleu) à l'énergie transverse manquante et avoir appliqué la coupure de haute masse transverse (en imposant un seuil à 91.2 GeV).

VIII.5 Mesure de l'asymétrie leptonique et directe

Hormis la coupure en masse transverse, les bruits de fonds et les corrections à appliquer sont similaires et donc les deux analyses vont être traitées simultanément.

VIII.5.1 Détermination des bruits de fond

VIII.5.1.a Processus électrofaibles et $t\bar{t}$

Les contributions électrofaibles ainsi que celles issues du processus $t\bar{t}$ sont considérées comme bien reproduites par le Monte-Carlo. Dans chacun des intervalles définis dans le tableau VIII.1, le nombre d'événements a été mesuré puis normalisé à la valeur de la luminosité intégrée et des sections efficaces des processus (groupées dans le tableau VI.1 pour le canal électronique, et dans le tableau VI.2 pour le canal muonique). Les nombres d'événements par intervalle et par processus sont résumés dans le tableau VIII.2 pour les électrons et dans le tableau VIII.3 pour les muons : le premier nombre est celui correspondant à la mesure leptonique, tandis que celui en gras dans les parenthèses correspond au cas d'asymétrie directe.

Dans le cas de la mesure électronique, le processus majoritaire est la désintégration d'un boson W en tau-neutrino. Les désintégrations de bosons Z, en paires d'électrons ou de taus, ne contribuent que

pour 10 % du nombre total d'événements électrofaibles (comme le montrait déjà le tableau VI.3), tout comme les désintégrations de $t\bar{t}$. Ces dernières décroissent avec la pseudo-rapidité. L'application de la coupure en masse transverse change considérablement cette hiérarchie : le bruit de fond provenant des W est réduit d'un facteur 35 à 40 et le processus $t\bar{t}$ devient alors la contribution dominante.

Sample	e^+				e^-			
	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$
$0,0 < \eta_\ell < 0,21$	164,8 (3,6)	32,2 (7,8)	7,3 (1,0)	10,0 (0,4)	135,3 (3,4)	32,0 (8,0)	6,9 (1,0)	9,7 (0,6)
$0,21 < \eta_\ell < 0,42$	185,3 (5,5)	33,2 (7,7)	7,9 (1,2)	11,1 (0,5)	150,4 (3,6)	34,3 (8,4)	7,7 (1,2)	10,5 (0,7)
$0,42 < \eta_\ell < 0,63$	198,8 (6,4)	34,7 (8,3)	8,6 (1,1)	13,3 (0,8)	161,1 (3,1)	35,7 (8,6)	8,7 (1,3)	11,7 (0,7)
$0,63 < \eta_\ell < 0,84$	199,7 (5,0)	32,0 (7,8)	8,9 (7,8)	12,2 (0,8)	169,0 (4,8)	33,0 (7,9)	8,3 (1,1)	11,5 (0,7)
$0,84 < \eta_\ell < 1,05$	194,0 (5,9)	28,8 (7,2)	9,8 (1,5)	12,7 (0,8)	144,5 (4,8)	29,1 (7,1)	9,1 (1,4)	11,4 (0,5)
$1,05 < \eta_\ell < 1,37$	303,5 (5,7)	36,4 (8,3)	14,4 (1,9)	19,0 (0,8)	224,6 (6,8)	36,1 (8,5)	14,1 (1,7)	16,7 (0,8)
$1,52 < \eta_\ell < 1,74$	196,1 (7,5)	16,2 (4,1)	18,4 (2,7)	12,0 (0,8)	146,9 (5,4)	16,2 (3,9)	17,2 (2,4)	11,8 (1,0)
$1,74 < \eta_\ell < 1,95$	172,9 (3,6)	11,2 (2,5)	9,6 (1,1)	9,4 (0,6)	118,9 (2,2)	11,2 (2,5)	8,8 (1,0)	9,6 (0,7)
$1,95 < \eta_\ell < 2,18$	184,1 (5,8)	8,8 (1,9)	11,8 (1,4)	10,4 (0,6)	122,9 (3,2)	8,8 (2,0)	10,1 (1,0)	9,3 (0,5)
$2,18 < \eta_\ell < 2,4$	154,3 (4,1)	5,3 (1,2)	9,5 (1,0)	7,6 (0,4)	91,2 (2,2)	5,2 (1,1)	9,2 (1,0)	7,5 (0,4)

Tableau VIII.2: Résumé des nombres d'événements électrofaibles attendus pour chacune des contributions, dans le cas de l'asymétrie leptonique (**et l'asymétrie directe**) suivant l'intervalle de η_ℓ considéré, dans le canal électro-nique. Ces nombres d'événements sont obtenus en supposant une luminosité intégrée de $37,3 \text{ pb}^{-1}$.

Les mêmes observations peuvent être faites pour le canal muonique à l'exception de la désintégration des bosons Z en deux muons. Dans ce cas, au contraire de tous les autres, le bruit de fond croît par un facteur 5-6 avec la pseudo-rapidité, devenant majoritaire au delà de $\eta \sim 1$. L'application de la coupure en masse transverse le réduit uniquement d'un facteur 3 et cette source d'événement est alors dominante pour la mesure directe de l'asymétrie avec les muons, puisqu'elle est 20 à 100 fois plus grande que dans le cas du canal électron.

Sample	μ^+				μ^-			
	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$
$0,0 < \eta_\ell < 0,21$	132,4 (4,6)	23,4 (5,9)	64,9 (25,8)	5,9 (0,3)	106,1 (1,9)	23,5 (5,7)	61,1 (24,6)	5,9 (0,2)
$0,21 < \eta_\ell < 0,42$	180,9 (5,9)	29,1 (7,3)	90,3 (33,1)	8,4 (0,4)	144,0 (7,5)	29,1 (7,5)	86,8 (32,7)	7,6 (0,3)
$0,42 < \eta_\ell < 0,63$	177,9 (4,7)	27,3 (7,0)	107,3 (32,8)	8,1 (0,4)	149,2 (4,8)	27,1 (6,8)	99,6 (31,0)	6,7 (0,4)
$0,63 < \eta_\ell < 0,84$	157,5 (4,9)	23,3 (5,9)	117,1 (27,9)	7,1 (0,4)	126,8 (2,5)	23,4 (5,9)	109,0 (27,4)	6,5 (0,2)
$0,84 < \eta_\ell < 1,05$	150,4 (3,7)	20,2 (4,9)	133,4 (23,9)	7,0 (0,3)	126,2 (3,3)	20,4 (5,1)	122,9 (22,5)	6,5 (0,2)
$1,05 < \eta_\ell < 1,37$	289,0 (8,6)	27,8 (6,9)	291,9 (38,9)	12,6 (0,5)	205,1 (7,0)	27,9 (7,0)	261,3 (32,4)	12,2 (0,4)
$1,37 < \eta_\ell < 1,52$	155,5 (4,1)	13,3 (3,5)	189,7 (24,7)	6,2 (0,2)	105,9 (2,1)	12,6 (3,1)	168,8 (19,6)	5,1 (0,2)
$1,52 < \eta_\ell < 1,74$	237,1 (6,7)	16,5 (3,9)	313,7 (49,4)	9,5 (0,5)	144,4 (4,7)	15,8 (3,7)	278,7 (39,6)	8,3 (0,4)
$1,74 < \eta_\ell < 1,95$	205,4 (4,9)	11,8 (2,8)	324,3 (69,3)	8,1 (0,3)	132,3 (3,8)	12,1 (2,9)	286,8 (55,8)	7,4 (0,4)
$1,95 < \eta_\ell < 2,18$	227,8 (6,5)	9,3 (2,2)	362,6 (106,7)	8,7 (0,4)	137,6 (4,2)	9,2 (2,0)	325,4 (86,7)	7,8 (0,4)
$2,18 < \eta_\ell < 2,4$	210,1 (4,4)	6,3 (1,4)	342,2 (125,1)	8,3 (0,4)	118,1 (3,2)	5,9 (1,4)	313,1 (108,5)	6,9 (0,2)

Tableau VIII.3: Résumé des nombres d'événements électrofaibles attendus pour chacune des contributions, dans le cas de l'asymétrie leptonique (**et l'asymétrie directe**) suivant l'intervalle de η_ℓ considéré, dans le canal muonique. Ces nombres d'événements sont obtenus en supposant une luminosité intégrée de $31,4 \text{ pb}^{-1}$.

L'erreur systématique engendrée par ces bruits de fond a été estimée en modifiant de 6.7 % la normalisation de chacun des processus. Cette modification prend en compte l'erreur sur l'estimation de la luminosité (3,4 %), l'erreur sur la valeur des sections efficaces (5 %) et finalement une erreur de 3 % modélisant les effets de PDFs sur la définition de l'acceptance.

VIII.5.1.b Bruit de fond QCD

Comme expliqué précédemment, l'estimation des nombres d'événements retenus par la sélection et issus de processus QCD est faite à partir des données. Pour les deux canaux, les calculs, reposant sur l'inversion de certaines coupures pour les électrons (cf. § VI.5.1) et sur une méthode de matrice pour les muons (cf. § VI.5.2), ont été menés par intervalles de pseudo-rapidité. Ces nombres sont regroupés avec les nombres d'événements observés dans les données et le total de la contribution électrofaible, dans le tableau VIII.5 pour les électrons, et dans le tableau VIII.6 pour les muons.

Différents comportements sont observés :

Électron : la variation du bruit de fond QCD reflète essentiellement la quantité de matière devant le calorimètre : en effet, l'efficacité a été optimisée pour être uniforme suivant η et, par conséquent, dans certaines régions l'identification est moins performante, par exemple entre 1 et 1,7. Avant coupure en masse transverse l'erreur totale sur ce bruit de fond est de l'ordre de 17 %

Muon : la variation du bruit de fond QCD est plus difficile à prédire, compte tenu des variations importantes d'identification et elle présente de fortes fluctuations entre les charges et les différents intervalles de pseudo-rapidité. L'erreur totale sur ces bruits est de l'ordre de 60 %.

Compte tenu des statistiques limitées pour extraire ces bruits de fond QCD, la méthode de template avec inversion de coupures ou de matrices n'a pas pu être appliquée avec la coupure en masse transverse. La fraction d'événements QCD passant la coupure en masse transverse a donc été mesurée sur le Monte-Carlo QCD pour le canal électron et muon pour chaque charge séparément : le tableau VIII.4 présente ces valeurs. En faisant l'hypothèse que ces fractions sont indépendantes de η_ℓ , elles ont été appliquées au nombre d'événements QCD extrait précédemment.

	+	-
μ	2,1 %	1,2 %
e	8,5 %	9,3 %

Tableau VIII.4: Rapport des événements QCD passant la coupure de haute masse transverse sur le nombre total passant la sélection standard W , dans les différents canaux, séparés suivant la charge. Une erreur statistique de 100 % est choisie dans un premier temps sur les nombres d'événements résultants.

L'erreur sur les mesures d'asymétrie provenant de l'estimation du fond QCD est abordée en § VIII.6.3

VIII.5.2 Candidats sélectionnés et corrections d'efficacité

Les tableaux VIII.5 et VIII.6 récapitulent les nombres de candidats observés dans les données pour les deux sélections, ainsi que les nombres d'événements de bruit de fond, respectivement pour les électrons et les muons. Les nombres de candidats en fonction de η_ℓ sont très différents entre électron et muon et résultent des variations d'efficacité entre les deux canaux (cf. § V.2.5.c et § V.3.4.b).

Les électrons et les muons ont un niveau similaire de contamination par les bruits de fond, autour de 8 %. La contamination dans les électrons présente une augmentation de 3 % avec la pseudo-rapidité et est réduit d'un facteur 2,5 grâce à la coupure en masse transverse. Pour les muons une variation suivant η_ℓ est plus compliquée à établir du fait de la grande erreur, aussi bien statistique que systématique sur l'estimation des événements QCD. Toutefois, après application de la coupure sur la masse transverse, la contamination par le bruit de fond montre une nette dépendance suivant η_ℓ provenant des désintégrations de bosons Z en paires de muons.

Pour calculer les asymétries, les nombres d'événements après soustraction des bruits de fond sont corrigés des facteurs $C_{W\ell^\pm}$ introduits en § VIII.2.1. La figure VIII.7 présente les facteurs officiels d'AT-

	e^+				e^-			
	Observed in data	QCD bkgd	EWK+ $t\bar{t}$ bkgd	Total bkgd	Observed in data	QCD bkgd	EWK+ $t\bar{t}$ bkgd	Total bkgd
Sample								
$0,0 < \eta_\ell < 0,21$	6584 (1168)	118,5 (10,1)	214,3 (12,8)	332,8 (22,9)	4910 (1059)	132,1 (12,3)	183,9 (13,0)	316,0 (25,3)
$0,21 < \eta_\ell < 0,42$	6993 (1311)	124,2 (10,6)	237,5 (14,9)	361,7 (25,5)	5200 (1162)	137,9 (12,8)	202,9 (13,9)	340,8 (26,7)
$0,42 < \eta_\ell < 0,63$	7788 (1624)	137,6 (11,7)	255,4 (16,6)	393,0 (28,3)	5786 (1315)	146,7 (13,6)	217,2 (13,7)	363,9 (27,3)
$0,63 < \eta_\ell < 0,84$	7741 (1456)	197,0 (16,7)	252,8 (14,7)	449,8 (31,4)	5488 (1199)	204,5 (19,0)	221,8 (14,5)	426,3 (33,5)
$0,84 < \eta_\ell < 1,05$	8076 (1561)	229,1 (19,5)	245,3 (15,4)	474,4 (34,9)	5536 (1248)	224,6 (20,9)	194,1 (13,8)	418,7 (34,7)
$1,05 < \eta_\ell < 1,37$	12099 (2294)	601,3 (51,1)	373,3 (16,7)	974,6 (67,8)	8388 (1893)	525,3 (48,9)	291,5 (17,8)	816,8 (66,7)
$1,37 < \eta_\ell < 1,74$	8089 (1476)	512,7 (43,6)	242,7 (15,1)	755,4 (58,7)	5288 (1125)	456,6 (42,5)	192,1 (12,7)	648,7 (55,2)
$1,74 < \eta_\ell < 1,95$	6914 (1280)	248,0 (21,1)	203,1 (7,8)	451,1 (28,9)	4243 (869)	213,6 (19,9)	148,5 (6,4)	362,1 (26,3)
$1,95 < \eta_\ell < 2,18$	7401 (1389)	210,4 (17,9)	215,1 (9,7)	425,5 (27,6)	4409 (974)	211,5 (19,7)	151,1 (6,7)	362,6 (26,4)
$2,18 < \eta_\ell < 2,4$	5810 (1084)	305,0 (25,9)	176,7 (6,7)	481,7 (32,6)	3530 (715)	290,6 (27,0)	113,1 (4,7)	403,7 (31,7)

Tableau VIII.5: Résumé des nombres d'événements mesurés dans les données, estimés pour le bruit de fond QCD et venant des contributions électrofaibles, dans le canal électronique, pour l'asymétrie leptonique (et l'asymétrie directe) suivant l'intervalle de η_ℓ considéré.

	μ^+				μ^-			
	Observed in data	QCD bkgd	EWK+ $t\bar{t}$ bkgd	Total bkgd	Observed in data	QCD bkgd	EWK+ $t\bar{t}$ bkgd	Total bkgd
$0,0 < \eta_\ell < 0,21$	5300 (1175)	162,8 (3,5)	226,6 (36,6)	389,4 (40,1)	3938 (981)	70,5 (0,8)	196,6 (32,4)	267,1 (33,2)
$0,21 < \eta_\ell < 0,42$	6831 (1525)	87,0 (1,9)	308,7 (46,7)	395,7 (48,6)	5058 (1317)	131,6 (1,5)	267,5 (48,0)	399,1 (49,5)
$0,42 < \eta_\ell < 0,63$	7129 (1618)	185,5 (4,0)	320,6 (44,9)	506,1 (48,9)	5238 (1264)	144,3 (1,7)	282,6 (43,0)	426,9 (44,7)
$0,63 < \eta_\ell < 0,84$	6272 (1376)	99,9 (2,1)	305,0 (39,1)	404,9 (41,2)	4442 (1166)	130,4 (1,5)	265,7 (36,0)	396,1 (37,5)
$0,84 < \eta_\ell < 1,05$	6315 (1377)	148,3 (3,2)	311,0 (32,8)	459,3 (36,0)	4416 (1052)	70,2 (0,8)	276,0 (31,1)	346,2 (31,9)
$1,05 < \eta_\ell < 1,37$	10809 (2427)	91,7 (2,0)	621,3 (54,9)	713,0 (56,9)	6951 (1655)	88,5 (1,0)	506,5 (46,8)	595,0 (47,8)
$1,37 < \eta_\ell < 1,52$	6116 (1324)	80,7 (1,7)	364,7 (32,5)	445,4 (34,2)	3819 (858)	102,7 (1,2)	292,4 (25,0)	395,1 (26,2)
$1,52 < \eta_\ell < 1,74$	8897 (1897)	57,2 (1,2)	576,8 (60,5)	634,0 (61,7)	5410 (1242)	91,0 (1,1)	447,2 (48,4)	538,2 (49,5)
$1,74 < \eta_\ell < 1,95$	8538 (1800)	33,0 (0,7)	549,6 (77,3)	582,6 (78,0)	5031 (1174)	200,9 (2,3)	438,6 (62,9)	639,5 (65,2)
$1,95 < \eta_\ell < 2,18$	8918 (2082)	73,6 (1,6)	608,4 (115,8)	682,0 (117,4)	5318 (1312)	177,7 (2,1)	480,0 (93,3)	657,7 (95,4)
$2,18 < \eta_\ell < 2,4$	8075 (1828)	59,2 (1,3)	566,9 (131,3)	626,1 (132,6)	4876 (1174)	40,4 (0,5)	444,0 (113,3)	484,4 (113,8)

Tableau VIII.6: Résumé des nombres d'événements mesurés dans les données, estimés pour le bruit de fond QCD et venant des contributions électrofaibles, dans le canal muonique, pour l'asymétrie leptonique (et l'asymétrie directe) suivant l'intervalle de η_ℓ considéré.

LAS, dérivés des méthodes de *tag-and-probe* et qui sont assez plats selon η_ℓ et compatibles entre électrons et positrons. Pour les muons ces corrections varient jusqu'à 35 % (en absolu) entre les différentes régions.

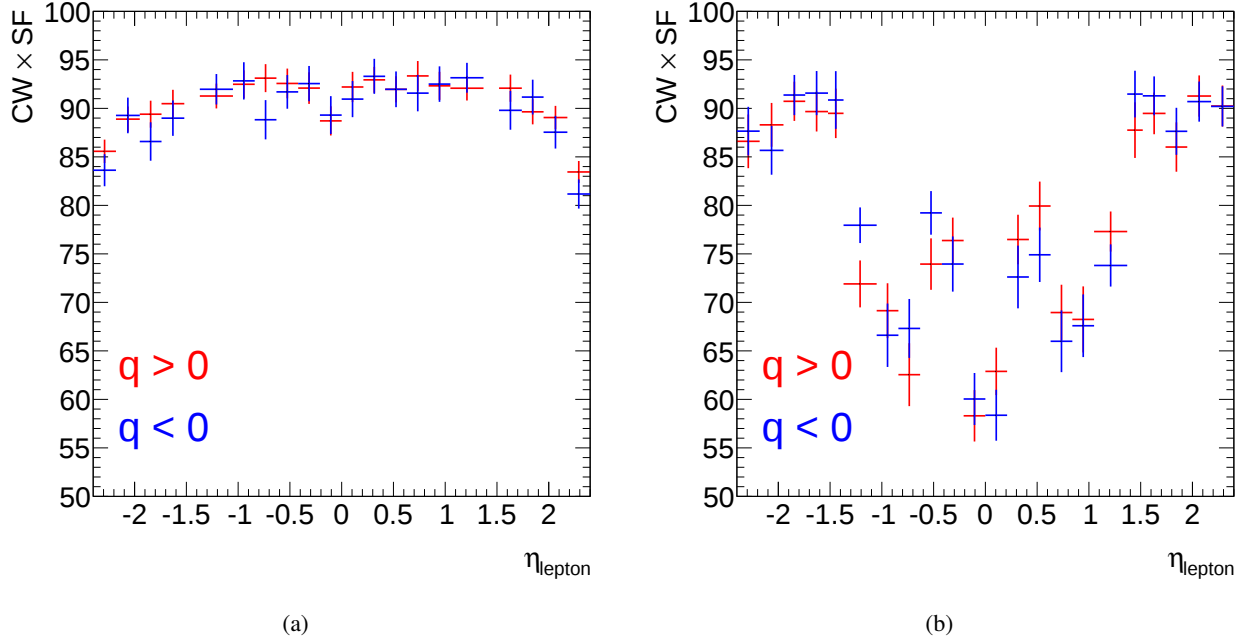


FIGURE VIII.7: Valeur des facteurs $C_{W\ell^\pm}$ prenant en compte l'efficacité d'identification, d'isolation et de déclenchement pour les électrons (a) et pour les muons (b), en fonction de la pseudo-rapacité du lepton. Les leptons chargés positivement sont représentés en rouge, ceux chargés négativement en bleu.

Les erreurs sont bien plus faibles pour le canal électronique, les efficacités ayant aussi été déterminées par la méthode de *tag-and-probe* sur les désintégrations de W en électron-neutrino. Dans le cas des muons, la principale source d'incertitude est la détermination de l'efficacité du système de déclenchement.

VIII.5.2.a Mauvaise identification de la charge

Une mauvaise identification de la charge entraînerait inévitablement un biais sur la mesure de l'asymétrie. Un tel phénomène peut exister notamment dans le canal électronique, compte tenu de la matière en amont du calorimètre. Cet effet, défini en § V.2.5.d, a été estimé suivant η_ℓ à partir des désintégrations de boson Z en paires d'électrons de charge opposée et de même charge, variant de 0,2 % pour $|\eta_\ell| \sim 0$ à 2 % pour les grandes rapidités montrant alors un très bon accord entre les données et le Monte-Carlo. Compte tenu de la faible statistique, une erreur sur ce terme est estimée à $\pm 0,3$ % pour $|\eta_\ell| < 1,37$, $\pm 0,5$ % pour $1,52 < |\eta_\ell| < 2,18$ et ± 1 % pour $2,18 < |\eta_\ell| < 2,4$, non-corrélée d'un intervalle à l'autre et incluse dans l'erreur sur $C_{W\ell^\pm}$.

Ces effets sont négligeables pour le canal muonique.

VIII.6 Étude des incertitudes systématiques

Outre les erreurs issues du bruit de fond électrofaible, déjà présentées précédemment, les mesures d'asymétrie souffrent de contributions systématiques d'origine expérimentale, telles que la connaissance

de l'échelle d'énergie, la résolution sur les leptons, et l'énergie transverse manquante. Le bruit de fond QCD est aussi une source d'erreur systématique. La façon de déterminer ces incertitudes systématiques est identique dans les deux mesures d'asymétrie et le choix est de les détailler uniquement dans le cas de l'analyse directe.

VIII.6.1 Échelle d'énergie et résolution des leptons

La propagation des erreurs sur l'échelle d'énergie et la résolution en énergie des leptons ont été appliquées séparément et pour chacune des mesures. La figure VIII.8 (a) présente la distribution d'impulsion transverse du lepton pour les cas les plus pessimistes en faisant fluctuer toutes les erreurs de $\pm 1\sigma$. Entre 20 et 40 GeV, l'impact est très faible, alors que pour les plus hautes valeurs de p_T^ℓ , des effets de plusieurs pourcents apparaissent et peuvent être imputés à des événements dans les bouchons. L'impact sur l'asymétrie directe (cf. figure VIII.8 (b)) varie de 0,5 % dans la partie centrale à 3 % dans les bouchons.

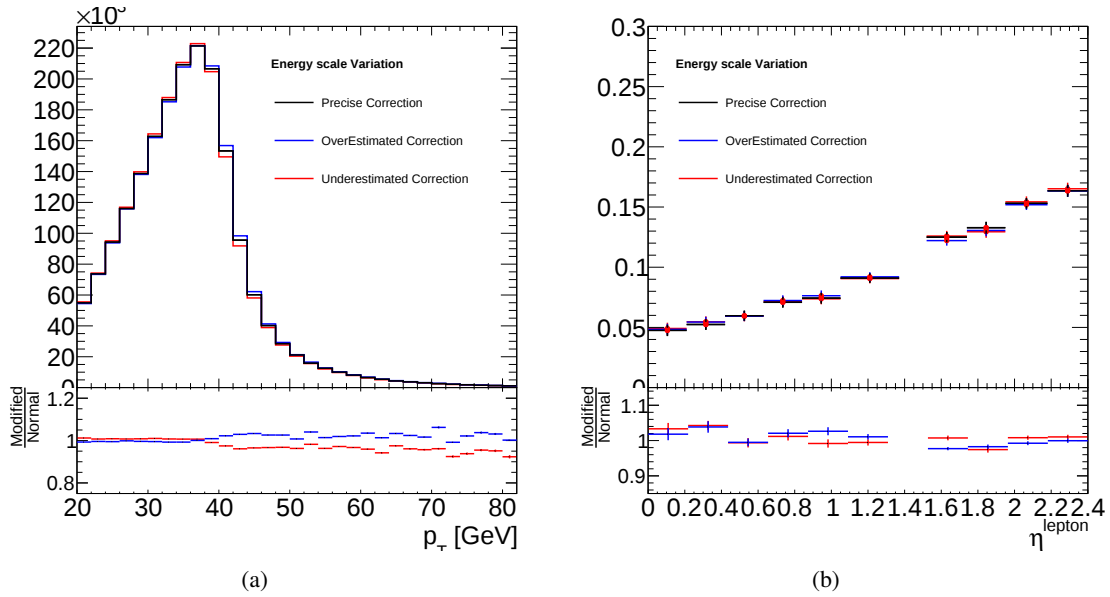


FIGURE VIII.8: Distributions des impulsions transverses d'électrons après application de la correction d'échelle d'énergie nominale et modifiée dans les erreurs (a). Distributions des asymétries directes en utilisant ces trois configurations d'échelles d'énergies (b).

Le terme de résolution est négligeable quelle que soit la mesure dans le canal muonique. Il est très faible dans le canal électronique mais prend de l'importance dans le cadre de l'asymétrie directe (jusqu'à 4 %).

VIII.6.2 Échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante

L'erreur systématique issue de l'énergie transverse manquante a été estimée en modifiant l'énergie des topoclusters suivant la formule :

$$E_T = 1 \pm 0,03 \times \left(1 + \frac{1,2}{E_T [\text{GeV}]} \right)$$

dont les effets sont présentés par la figure VIII.9.

Contrairement aux problèmes rencontrés lors de la mesure d'hélicité, les événements n'ont pas une topologie particulière pour laquelle cette procédure n'est pas adaptée. En effet, dans la majorité des cas, les W utilisés ici ont une impulsion transverse inférieure à 20 GeV.

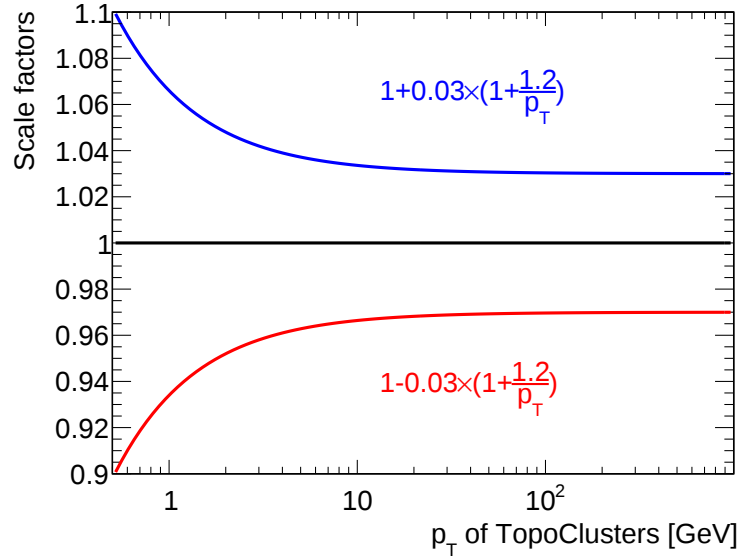


FIGURE VIII.9: Fonctions utilisées pour modifier l'énergie des topoclusters afin d'estimer une erreur systématique liée à la détermination de l'énergie transverse manquante.

La figure VIII.10 montre l'effet de la méconnaissance de l'échelle d'énergie hadronique dans le cas de l'asymétrie directe. De nouveau les écarts sont surtout importants à grande énergie transverse (jusqu'à 20-30 %). L'impact sur l'asymétrie est de l'ordre de 1 %.

Similairement à l'échelle d'énergie des leptons, la coupure en masse transverse est beaucoup plus sensible à la connaissance de l'échelle d'énergie et les erreurs résultantes sont 3 (5) fois plus grandes pour les muons (électrons).

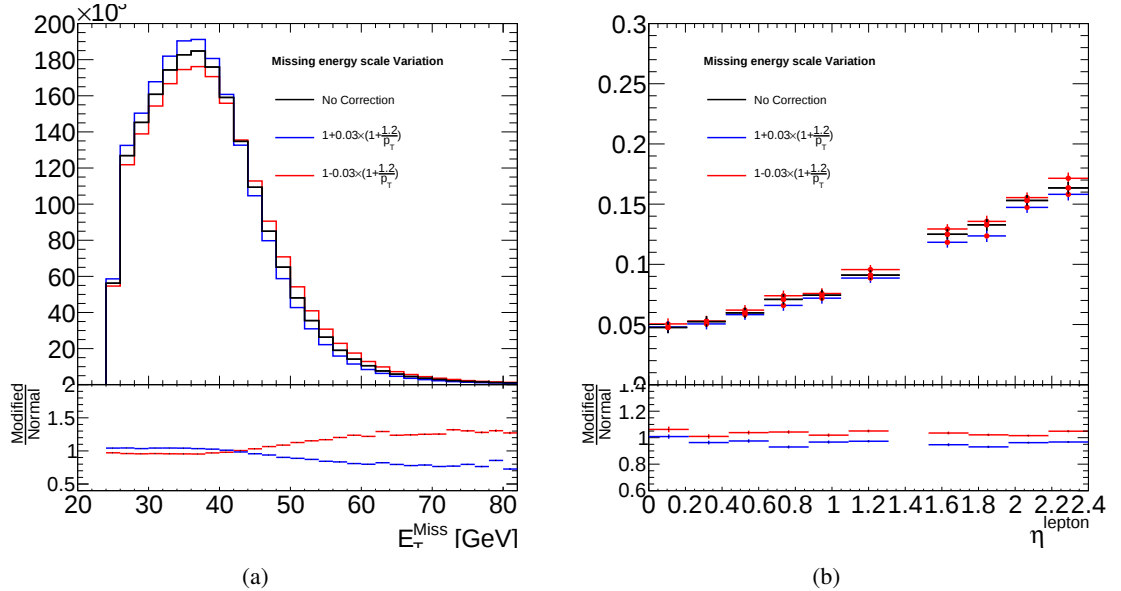


FIGURE VIII.10: Distributions des énergies transverses manquantes dans le canal électronique après application de la correction d'échelle d'énergie nominale et modifiée dans les erreurs (a). Distributions des asymétries directes en utilisant ces trois configurations d'échelles d'énergies (b).

VIII.6.3 Nombre d'événements QCD et efficacité d'identification

Les propagations des erreurs issues de la détermination du nombre d'événements QCD et de l'efficacité d'identification, du déclenchement et de l'isolation, peuvent être abordées simultanément puisqu'elles reposent sur le même principe : le nombre d'événements QCD va être utilisé pour l'illustrer mais les descriptions et remarques peuvent être transposées aux efficacités et facteurs $C_{W\ell^\pm}$.

La détermination des nombres d'événements QCD est affectée d'une erreur systématique liée à la méthode de calcul (de 43 % pour les muons et autour de 15 % pour les électrons) et d'une erreur statistique du fait de l'utilisation des données prises en 2010. Cette dernière est plus grande dans le canal muonique (~ 40 %) que dans celui électronique ($\sim 9\%$) puisque moins d'événements sont attendus. La propagation de cette erreur est faite en modifiant les nombres QCD suivant la formule :

$$QCD_{\text{mod}}^+ = QCD^+ + \alpha_{\text{stat}}^+ + \alpha_{\text{syst}} QCD^+ \text{ et } QCD_{\text{mod}}^- = QCD^- + \alpha_{\text{stat}}^- + \alpha_{\text{syst}} QCD^-$$

dans laquelle, $QCD^\pm$ est le nombre d'événement attendus, $\alpha_{\text{stat}}^\pm$ est un nombre tiré suivant une loi gaussienne de moyenne 0 et de largeur égale à l'erreur statistique sur $QCD^\pm$ et α_{syst} est un nombre tiré suivant une loi gaussienne de moyenne 0 et de largeur égale à l'erreur systématique (exprimée en pourcent et considérée comme équivalente entre charge positive et négative). Cette procédure permet de laisser fluctuer les nombres d'événements suivant la charge, de manière non-corrélée dans les erreurs statistiques et de manière corrélée dans les erreurs systématiques.

En répétant cette opération pour un très grand nombre de tirages, l'erreur propagée est alors estimée comme la déviation standard de la distribution des différences entre les nouvelles valeurs d'asymétrie et celles de référence, assumée gaussienne. La figure VIII.11 montre les distributions de ces différences pour deux intervalles de pseudo-rapidité dans le canal électronique. Cette procédure a été répétée pour chaque intervalle de η_ℓ .

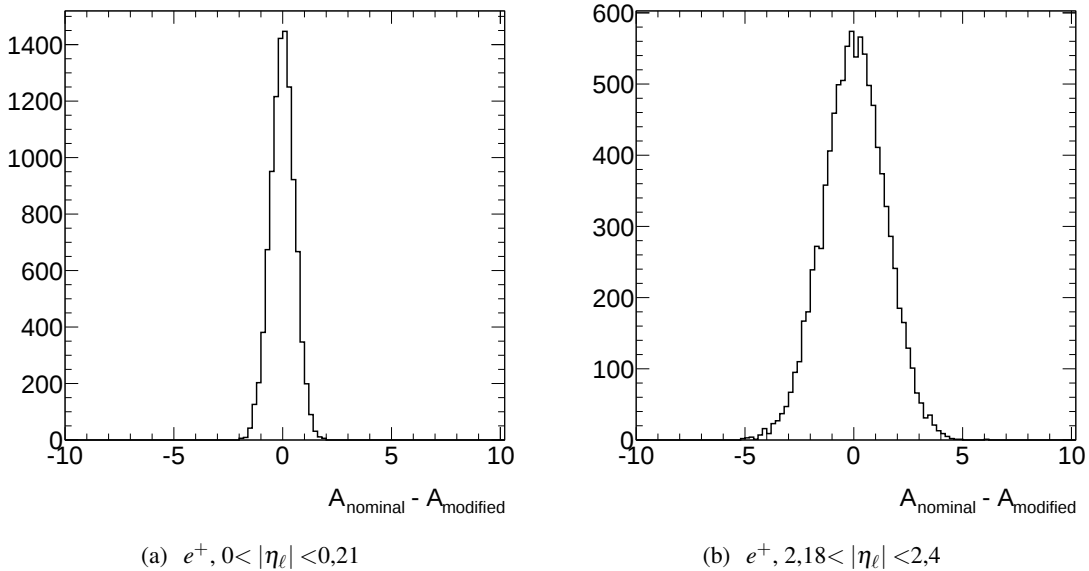


FIGURE VIII.11: Distribution des différences entre les valeurs d'asymétrie avec les nombres QCD modifiés et la valeur d'asymétrie de référence, pour deux intervalles de pseudo-rapidité dans la mesure directe avec les électrons.

Du fait des incertitudes, l'effet de ces deux facteurs est plus important dans le canal muonique que dans le canal électronique. Les corrections pour les termes $C_{W\ell^\pm}$ sont, quels que soient le canal et la mesure envisagée, dominantes. De plus, comme ces corrections et nombres d'événements ont été déterminés en utilisant les intervalles définis par le tableau VIII.1, les corrélations d'un intervalle à l'autre

sont très réduites. Ces incertitudes diminueront lors des prochaines mesures puisque la statistique limitée pour calculer ces corrections est la principale source d'erreur.

VIII.6.4 Résumé des incertitudes

Les tableaux VIII.7 et VIII.8 résument les erreurs systématiques relatives, l'erreur statistique et leur combinaison pour chaque intervalles de pseudo-rapacité respectivement pour les électrons et les muons. Dans les deux cas, les erreurs dominantes sont liées à l'estimation du nombre d'événements QCD ainsi qu'à la mesure des efficacités d'identification toutes deux mesurées à partir des données. Une grande amélioration est attendue pour ces deux contributions du fait de la grande statistique déjà disponible dans les données 2011.

VIII.7 Interprétation et conclusion

À partir des nombres d'événements contenus dans les tableaux VIII.5 et VIII.6 et des facteurs de corrections des figures VIII.7 (a) et (b), les asymétries leptoniques et directes ont été calculées pour chacun des canaux et sont résumées avec leurs erreurs statistiques et systématiques dans les tableaux des pages 181 et 182. Les figures VIII.12 à VIII.15 comparent les différentes asymétries aux prédictions Monte-Carlo avec le générateur MC@NLO, en utilisant différents jeux de PDFs (détaillés en § VIII.2.2).

Au vu des différentes figures présentées page 181 et 182, il semble difficile de conclure quels jeux de PDFs pourraient mieux décrire la physique observée. Du point de vue de l'asymétrie leptonique, l'erreur statistique reste la plus grande source d'incertitude tant par le nombre d'événements mesurés qu'à travers les corrections établies à partir des désintégrations de bosons Z dans les données et qui forment ainsi les plus grandes erreurs de la mesure (efficacité et estimation du bruit de fond QCD).

Ce problème de statistique limitée affecte plus durement la mesure d'asymétrie directe, puisque les coupures nécessaires, pour conserver des événements dans lesquels le lepton peut être considéré comme un bon estimateur de la rapidité du boson W, divisent l'échantillon de données disponibles par un facteur 5. De plus, l'introduction d'une coupure sur la masse transverse engendre une plus grande sensibilité à la reconstruction des différentes énergies (impulsion transverse, énergie transverse manquante) qu'il est nécessaire de maîtriser pour obtenir une mesure précise.

La combinaison des canaux muons et électrons a finalement été obtenue en utilisant les formules :

$$w_i = \frac{\sum_k V_{ik}^{-1}}{\sum_{jk} V_{jk}^{-1}}, \quad (\text{VIII.6})$$

$$A = \sum_i w_i A_i, \quad (\text{VIII.7})$$

$$\sigma_A^2 = \sum_{ij} w_i w_j V_{ij}, i = e, \mu, \quad (\text{VIII.8})$$

où V est la matrice de covariance 2×2 . Les seules contributions non-diagonales (c'est-à-dire les erreurs systématiques corrélées entre les deux modes de désintégration) sont les systématiques liées à la normalisation des bruits de fond électrofaibles : les sections de productions, la luminosité et les effets des PDFs sur l'acceptance.

Les résultats de ces combinaisons sont présentés dans la figure VIII.16 pour l'asymétrie leptonique (a) et pour l'asymétrie directe (b).

Finalement l'asymétrie de charge des bosons W est aussi mesurée auprès des expériences CMS et LHCb. La mesure faite par CMS est similaire à celle développée dans cette thèse, le détecteur reposant aussi sur une géométrie 4π . La mesure pratiquée par LHCb est spécifique puisqu'elle n'est faite

$ \eta_\ell \in$	[0 , 0,21]	[0,21 , 0,42]	[0,42 , 0,63]	[0,63 , 0,84]	[0,84 , 1,05]
QCD norm. [%]	1,2 (1,4)	1,1 (1,1)	1,0 (0,6)	0,9 (0,6)	0,9 (0,6)
EW norm. [%]	0,2 (0,1)	0,2 (0,0)	0,2 (0,0)	0,2 (0,1)	0,1 (0,1)
$C_{W\ell^\pm}$ (including charge mis-ID) [%]	6,0 (14,1)	5,6 (12,0)	5,3 (6,8)	4,4 (6,4)	4,3 (6,5)
p_T^ℓ scale [%]	0,3 (1,6)	0,3 (2,5)	0,3 (1,8)	0,1 (1,6)	0,3 (1,0)
$\cancel{E}_T$ scale [%]	0,3 (2,9)	0,4 (1,4)	1,0 (3,8)	0,8 (3,8)	0,5 (2,7)
Resolution [%]	0,2 (2,4)	0,1 (0,5)	0,1 (4,2)	0,1 (2,0)	0,1 (1,2)
Total Syst [%]	6,1 (14,7)	5,7 (12,4)	5,5 (9,1)	4,6 (7,9)	4,4 (7,2)
Stat [%]	6,5 (41,0)	6,4 (34,5)	5,8 (17,1)	4,8 (16,8)	4,8 (17,0)
Total [%]	8,9 (43,6)	8,6 (36,7)	8,0 (19,3)	6,6 (18,6)	6,5 (18,5)
$ \eta_\ell \in$	[1,05 , 1,37]	[1,52 , 1,74]	[1,74 , 1,95]	[1,95 , 2,18]	[2,18 , 2,4]
QCD norm. [%]	0,9 (0,7)	1,1 (0,7)	0,8 (0,5)	0,8 (0,5)	1,0 (0,6)
EW norm. [%]	0,1 (0,1)	0,2 (0,1)	0,1 (0,0)	0,1 (0,0)	0,0 (0,0)
$C_{W\ell^\pm}$ (including charge mis-ID) [%]	3,9 (7,0)	3,7 (4,4)	3,4 (3,8)	3,0 (3,7)	3,2 (3,1)
p_T^ℓ scale [%]	0,2 (1,9)	0,3 (1,2)	0,1 (1,6)	0,1 (0,9)	0,1 (0,7)
$\cancel{E}_T$ scale [%]	0,9 (4,3)	0,7 (3,2)	0,5 (5,8)	0,4 (4,3)	0,2 (4,2)
Resolution [%]	0,1 (1,6)	0,1 (0,8)	0,1 (0,8)	0,1 (0,5)	0,1 (0,9)
Total Syst [%]	4,1 (8,6)	3,9 (5,7)	3,5 (7,2)	3,1 (5,8)	3,4 (5,4)
Stat [%]	4,2 (16,9)	4,3 (14,2)	4,3 (11,8)	3,8 (11,9)	4,7 (12,4)
Total [%]	5,9 (19,0)	5,8 (15,3)	5,6 (13,8)	4,9 (13,2)	5,8 (13,5)

Tableau VIII.7: Résumé des erreurs systématiques relatives, de l'erreur statistique et de leur combinaison par intervalle de η_ℓ , pour la mesure d'asymétrie leptonique (**et l'asymétrie directe**), dans le canal électronique.

$ \eta_\ell \in$	[0 , 0,21]	[0,21 , 0,42]	[0,42 , 0,63]	[0,63 , 0,84]	[0,84 , 1,05]
QCD norm. [%]	5,2 (0,8)	3,7 (0,3)	4,6 (0,4)	4,2 (0,6)	3,3 (0,4)
EW norm. [%]	0,2 (0,0)	0,2 (0,3)	0,3 (0,3)	0,3 (0,2)	0,3 (0,2)
$C_{W\mu^\pm}$ [%]	13,8 (20,8)	9,7 (14,2)	10,3 (12,8)	12,6 (18,8)	12,0 (17,1)
p_T^ℓ scale [%]	0,4 (1,4)	0,6 (0,6)	0,4 (3,0)	0,3 (0,9)	0,4 (1,6)
$\cancel{E}_T$ scale [%]	0,7 (1,5)	0,5 (2,6)	0,6 (1,7)	0,4 (1,2)	0,4 (1,7)
Resolution [%]	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)
Total Syst [%]	14,8 (20,9)	10,4 (14,5)	11,3 (13,3)	13,3 (18,9)	12,5 (17,3)
Stat [%]	7,2 (22,1)	5,5 (20,0)	6,3 (15,6)	6,0 (26,5)	5,5 (14,1)
Total [%]	16,4 (30,4)	11,8 (24,7)	12,9 (20,5)	14,6 (32,5)	13,6 (22,3)

$ \eta_\ell \in$	[1,05 , 1,37]	[1,37 , 1,52]	[1,52 , 1,74]	[1,74 , 1,95]	[1,95 , 2,18]	[2,18 , 2,4]
QCD norm. [%]	1,2 (0,1)	3,4 (0,2)	1,8 (0,1)	4,4 (0,3)	3,4 (0,2)	1,3 (0,1)
EW norm. [%]	0,4 (0,2)	0,4 (0,1)	0,4 (0,2)	0,5 (0,3)	0,4 (0,4)	0,4 (0,6)
$C_{W\mu^\pm}$ [%]	6,1 (7,1)	6,0 (6,0)	4,4 (4,9)	4,2 (3,9)	4,2 (4,1)	5,1 (5,8)
p_T^ℓ scale [%]	0,2 (0,2)	0,2 (0,3)	0,2 (0,3)	0,1 (0,3)	0,1 (0,2)	0,1 (0,7)
$\cancel{E}_T$ scale [%]	0,4 (2,1)	0,7 (1,5)	0,4 (3,0)	0,5 (2,7)	0,3 (3,1)	0,4 (3,1)
Resolution [%]	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)	0,1 (0,1)
Total Syst [%]	6,2 (7,4)	6,9 (6,2)	4,8 (5,8)	6,1 (4,8)	5,4 (5,2)	5,3 (6,6)
Stat [%]	3,8 (8,9)	4,8 (11,0)	3,8 (9,4)	3,5 (9,3)	3,4 (7,9)	3,8 (8,8)
Total [%]	7,3 (11,6)	8,4 (12,6)	6,1 (11,0)	7,1 (10,5)	6,4 (9,4)	6,5 (11,0)

Tableau VIII.8: Résumé des erreurs systématiques relatives, de l'erreur statistique et de leur combinaison par intervalle de η_ℓ , pour la mesure d'asymétrie (**et l'asymétrie directe**), dans le canal muonique.

η range	A_e	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_{tot}
$0,0 < \eta < 0,21$	0,154	0,007	0,005	0,009
$0,21 < \eta < 0,42$	0,152	0,006	0,005	0,007
$0,42 < \eta < 0,63$	0,158	0,007	0,006	0,009
$0,63 < \eta < 0,84$	0,200	0,009	0,008	0,012
$0,84 < \eta < 1,05$	0,196	0,008	0,008	0,011
$1,05 < \eta < 1,37$	0,187	0,009	0,008	0,012
$1,52 < \eta < 1,74$	0,232	0,011	0,011	0,015
$1,74 < \eta < 1,95$	0,247	0,014	0,014	0,020
$1,95 < \eta < 2,18$	0,266	0,017	0,015	0,023
$2,18 < \eta < 2,4$	0,247	0,016	0,015	0,022

Tableau VIII.9: Valeurs d'asymétrie mesurées dans le mode leptonique pour le canal électronique par intervalle de η_ℓ . Les erreurs statistiques, systématiques et totales sont données.

η range	A_μ	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_{tot}
$0,0 < \eta < 0,21$	0,157	0,006	0,008	0,010
$0,21 < \eta < 0,42$	0,181	0,006	0,010	0,012
$0,42 < \eta < 0,63$	0,157	0,006	0,010	0,011
$0,63 < \eta < 0,84$	0,176	0,007	0,008	0,011
$0,84 < \eta < 1,05$	0,193	0,009	0,013	0,016
$1,05 < \eta < 1,37$	0,219	0,008	0,014	0,016
$1,37 < \eta < 1,52$	0,236	0,013	0,029	0,032
$1,52 < \eta < 1,74$	0,247	0,015	0,033	0,036
$1,74 < \eta < 1,95$	0,282	0,018	0,032	0,036
$1,95 < \eta < 2,18$	0,279	0,015	0,029	0,033
$2,18 < \eta < 2,4$	0,260	0,019	0,038	0,043

Tableau VIII.10: Valeurs d'asymétrie mesurées dans le mode leptonique pour le canal muonique par intervalle de η_ℓ . Les erreurs statistiques, systématiques et totales sont données.

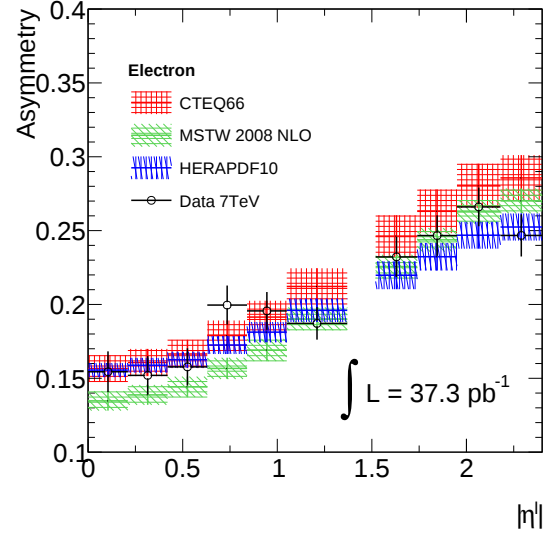


FIGURE VIII.12: Évolution des valeurs d'asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidity des électrons, dans les données (noirs) et dans le Monte-Carlo en utilisant différents jeux de PDFs.

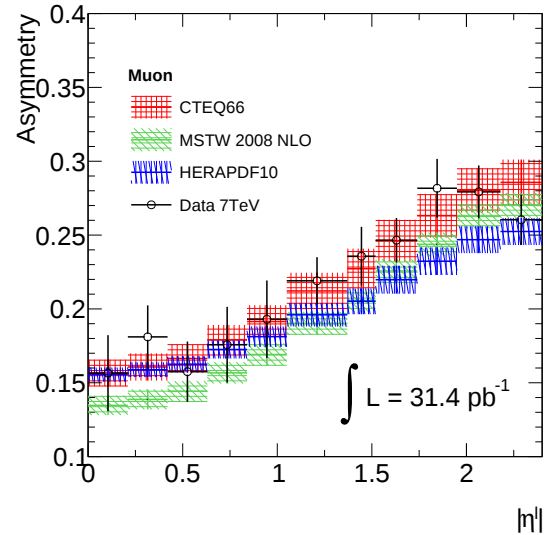


FIGURE VIII.13: Évolution des valeurs d'asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidity des muons, dans les données (noirs) et dans le Monte-Carlo en utilisant différents jeux de PDFs.

η range	A_e	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_{tot}
$0,0 < \eta < 0,21$	0,053	0,007	0,003	0,007
$0,21 < \eta < 0,42$	0,060	0,007	0,003	0,008
$0,42 < \eta < 0,63$	0,111	0,013	0,008	0,015
$0,63 < \eta < 0,84$	0,119	0,017	0,007	0,018
$0,84 < \eta < 1,05$	0,114	0,019	0,010	0,022
$1,05 < \eta < 1,37$	0,095	0,016	0,007	0,018
$1,52 < \eta < 1,74$	0,146	0,025	0,012	0,027
$1,74 < \eta < 1,95$	0,192	0,033	0,017	0,037
$1,95 < \eta < 2,18$	0,179	0,062	0,022	0,066
$2,18 < \eta < 2,4$	0,201	0,082	0,030	0,087

Tableau VIII.11: Valeurs d'asymétrie mesurées dans le mode direct pour le canal électronique par intervalle de η_ℓ . Les erreurs statistiques, systématiques et totales sont données.

η range	A_μ	σ_{stat}	σ_{sys}	σ_{tot}
$0,0 < \eta < 0,21$	0,101	0,009	0,007	0,011
$0,21 < \eta < 0,42$	0,098	0,008	0,005	0,009
$0,42 < \eta < 0,63$	0,124	0,012	0,006	0,013
$0,63 < \eta < 0,84$	0,077	0,007	0,004	0,009
$0,84 < \eta < 1,05$	0,149	0,016	0,009	0,019
$1,05 < \eta < 1,37$	0,183	0,016	0,014	0,021
$1,37 < \eta < 1,52$	0,204	0,029	0,035	0,046
$1,52 < \eta < 1,74$	0,200	0,053	0,038	0,065
$1,74 < \eta < 1,95$	0,211	0,033	0,028	0,043
$1,95 < \eta < 2,18$	0,237	0,047	0,034	0,058
$2,18 < \eta < 2,4$	0,233	0,051	0,049	0,071

Tableau VIII.12: Valeurs d'asymétrie mesurées dans le mode direct pour le canal muonique par intervalle de η_ℓ . Les erreurs statistiques, systématiques et totales sont données.

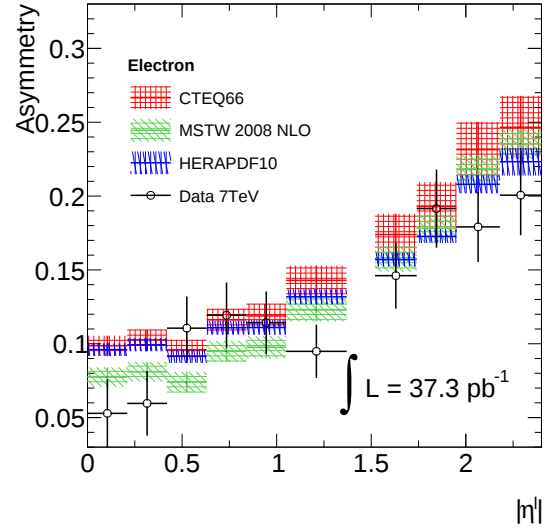


FIGURE VIII.14: Évolution des valeurs d'asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité des muons, dans les données (noirs) et dans le Monte-Carlo en utilisant différents jeux de PDFs.

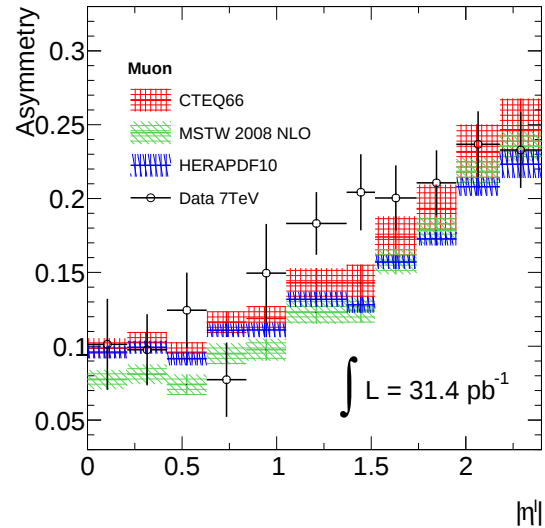


FIGURE VIII.15: Évolution des valeurs d'asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité des muons, dans les données (noirs) et dans le Monte-Carlo en utilisant différents jeux de PDFs.

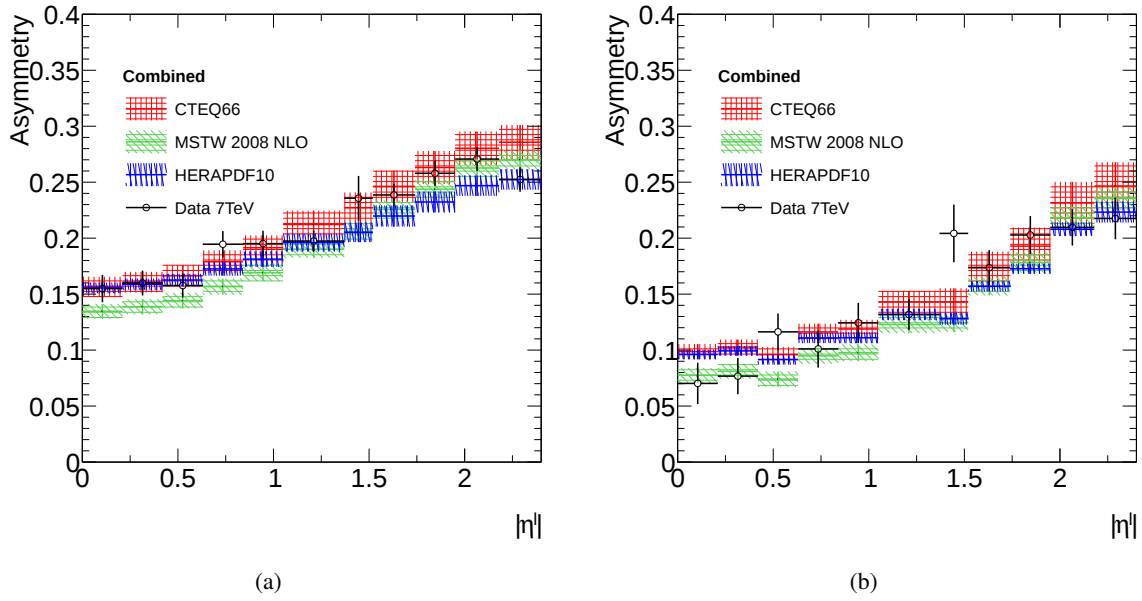


FIGURE VIII.16: Combinaison des mesures faites dans les deux canaux (électron et muon) pour l'asymétrie leptonique (a) et l'asymétrie directe (b).

qu'avec les muons pour des pseudo-rapidités supérieures à 2. Cette limitation dictée par le détecteur, le spectromètre étant vers l'avant et seulement d'un côté du point de collision, impose pour permettre une comparaison des résultats des trois expériences de ne pas utiliser l'information d'énergie transverse manquante (et par conséquent la mesure de masse transverse). Les résultats des mesures reposant uniquement sur la coupure en impulsion transverse du lepton sont montrés dans la figure VIII.17 pour le canal muonique et comparés aux prédictions des trois jeux de PDFs utilisés jusqu'ici. Les valeurs d'asymétrie de ATLAS semblent un peu plus grandes que celles de CMS, mais restent compatibles dans les barres d'erreurs. Les mesures faites par LHCb sont complémentaires car elles apportent des informations dans une région où HERA semble se différencier nettement des deux autres jeux de PDFs.

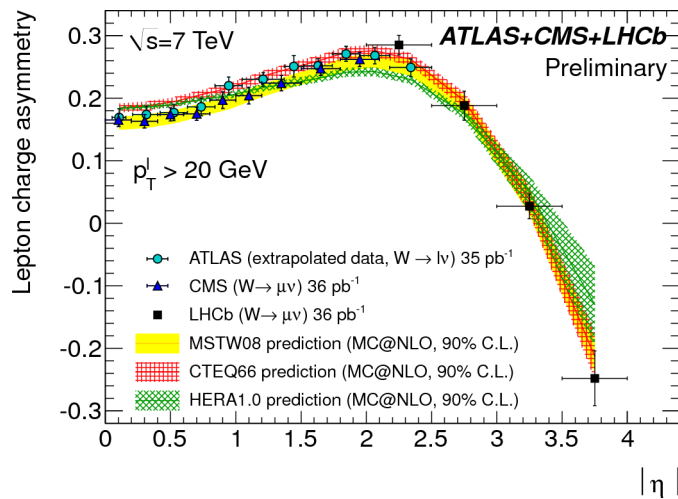


FIGURE VIII.17: Résultats des mesures d'asymétrie de charge leptonique faites par l'expérience ATLAS, CMS et LHCb combinées afin de pouvoir couvrir une grande région de pseudo-rapidity [99].

VIII.8 Conclusion

Une nouvelle méthode permettant l'accès à la rapidité du boson W a été proposée dans cette partie. Reposant sur une coupure additionnelle sur la masse transverse, elle permet de ne sélectionner que des événements pour lesquels les distributions angulaires des leptons sont équivalentes, quelle que soit leur charge. Avec cette procédure, l'asymétrie de charge mesurée ne dépend plus que des PDFs et peut être comparée à l'asymétrie de charge des bosons W non-polarisée intégrée sur l'espace des phases.

Cette méthode et la mesure classique d'asymétrie de charge, dite ici leptonique, ont été faites sur les 40 pb^{-1} pris par l'expérience ATLAS pendant l'année 2010. Les résultats sont encore limités statistiquement, ne permettant pas de conclure sur un éventuel meilleur jeu de PDFs.

L'utilisation du premier femto-barn inverse de données disponibles dès juin 2011 devrait permettre de poser des contraintes sur les rapports u/d puisque l'erreur statistique ainsi que plusieurs sources d'erreurs systématiques (majoritairement contrôlées par les désintégrations de bosons Z en paire de leptons dans les données) vont considérablement diminuer.

Conclusion

« That's all I have to say about that ! »

Forrest Gump
FORREST GUMP

Le LHC est maintenant, et pour un an encore, en prise de données à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Cette prise de données a déjà permis de cumuler plus de deux femtobarns inverse à un rythme soutenu, rendant réalisable l'objectif d'obtenir 5 fb^{-1} d'ici à la fin de l'année 2011. Ces données permettent de mettre les premières limites sur les modèles de nouvelle physique, comme la supersymétrie, ou les canaux de désintégration de bosons de Higgs. Elles servent aussi à redécouvrir le Modèle Standard, en mettant en lumière des signaux caractéristiques de particules connues, produites dans une gamme d'énergie encore jamais explorée.

C'est dans ce dernier cadre que s'inscrit le travail présenté dans ce manuscrit, réalisé pendant mes trois années de thèse et utilisant les données prises pendant l'année 2010. Ce travail, qui a pour but de contraindre certaines sources d'erreurs systématiques pour la mesure de la masse du boson W, est scindé en quatre parties distinctes :

- ▷ le contrôle régulier de la température de l'argon liquide et la compréhension des variations de cette dernière. J'ai ainsi quantifié l'impact des modifications de certaines conditions environnementales (modification des basses tensions des pré-amplificateurs des HECs) et déterminé l'origine de plusieurs effets observés (dépendance envers le champs magnétique toroïdale, pompage des ligne cryogénique dans le tonneau), engendrant la mise en place d'une solution durable. Bien que ces effets n'aient pas tous été corrigés pendant l'année 2010, les performances du système de régulation et de mesure ont pu être extraites, montrant une stabilité inférieure à 15 mK et une homogénéité inférieure à 60 mK au sein d'un même cryostat. Ces conditions permettent d'assurer une contribution au terme constant de résolution en énergie inférieure à 0.1 %, objectif nécessaire pour pratiquer une mesure de la masse du boson W compétitive.

J'ai finalement mis au point un système de surveillance quotidien et automatique de la température pour contrôler et rendre accessible à l'ensemble de la collaboration l'évolution des températures pendant les prises de données.

- ▷ la mesure de la dépendance de la masse du boson W envers les angles de désintégrations de lepton. Lors de cette analyse, reposant sur des événements Monte-Carlo, j'ai montré que la méthode la plus couramment utilisée d'ajustement par des templates ne dépendant que de M_W , est sensible à la polarisation des bosons W au LHC. En modifiant la distribution angulaire du lepton chargé issu de la désintégration du boson W, et plus précisément le coefficient α_2 influant sur le terme $\cos^2 \theta$ de la section efficace de production intégrée sur ϕ , j'ai constaté un biais évoluant linéairement avec le biais introduit sur α_2 ($\pm 5 \text{ MeV} / \%$). Cette étude, démontre explicitement la nécessité de prendre en compte une erreur systématique liée à la modélisation de la polarisation dans les générateurs Monte-Carlo utilisés pour produire les templates. Finalement, j'ai développé une méthode d'ajustement par template à deux dimensions pour parvenir à ces conclusions.

- ▷ la reconstruction des distributions angulaires dans les données et la mesure des fractions d'hélicité. Comme la méthode de mesure de masse est sensible aux distributions angulaires, il est nécessaire de mesurer ces dernières afin de savoir si le Monte-Carlo reproduit fidèlement les données et d'estimer une erreur systématique sur la mesure de la masse du boson W induite par un possible biais. Pour ce faire, j'ai utilisé plusieurs générateurs Monte-Carlo pour, soit comparer les formes des distributions angulaires dans le référentiel de Collins-Soper, soit essayer d'extraire les fractions d'hélicité. La première méthode, pour être quantitative, nécessite beaucoup plus de données et une grande compréhension des effets d'acceptance. J'ai appliqué la seconde en définissant deux intervalles d'impulsion transverse du boson W et en créant une nouvelle variable, appelée hélicité transverse. J'ai alors développé une méthode originale d'ajustement pour extraire les fractions d'hélicités à partir de templates contenant des W seulement gauches, droits et longitudinaux. J'ai testé ce protocole sur le Monte-Carlo pour ensuite l'appliquer aux données afin de faire la première mesure des fractions d'hélicité dans ATLAS, aussi bien pour le canal électronique que muonique et l'analyse des erreurs systématiques sous-jacentes. Cette méthode permet une première estimation de la moyenne sur les charges des différences de fraction de W gauches et droits (de l'ordre de 25 %). Cette estimation moyenne est affectée d'une plus faible erreur systématique que la détermination par signe (de f_0 et $f_L - f_R$) très sensible aux échelles d'énergie (lepton et recul). Cette même analyse doit évidemment être refaite avec toutes les données pour permettre une séparation en intervalle plus fin et une réduction drastique de l'erreur statistique tout comme systématique.
- ▷ la mesure de l'asymétrie de charge des bosons W . Cette dernière permet de mesurer le ratio des fonctions de distribution de partons u/d , et donc de mieux reproduire la cinématique des événements lors de la génération Monte-Carlo. J'ai effectué cette mesure, encore limitée statistiquement avec les données de 2010, en utilisant les deux canaux leptoniques (électrons et muons) et avec deux sélections d'événements : la sélection standard amenant la mesure d'asymétrie leptonique classique et une sélection que j'ai développé pendant mon travail sur la polarisation, ne gardant que les événements pour lesquels la masse transverse reconstruite du W est supérieure à sa masse théorique. Ce dernier critère de sélection retient des événements pour lesquels la pseudo-rapacité du lepton est un bon estimateur de la rapidité du W , donnant ainsi accès à l'asymétrie de charge des W directement. Cette nouvelle mesure, jamais faite dans ATLAS, appelé asymétrie directe, découple les effets de polarisation (survenant via les distributions angulaires entre le W et le lepton chargé) et les effets de fonctions de distribution de partons. Les premiers résultats obtenus sont encourageant, bien que limités statistiquement.

Ce travail pose les bases de plusieurs analyses nécessaires pour contraindre des sources d'incertitude systématique intervenant dans la mesure de la masse du boson W qui sera faite dans les années à venir.

Bibliographie

- [1] Weinberg, Steven, A Model of Leptons, Phys.Rev.Lett. **19** (1967) 1264–1266
- [2] Salam, Abdus and Ward, John Clive, Electromagnetic and weak interactions, Phys.Lett. **13** (1964) 168–171
- [3] Glashow, S.L., Partial Symmetries of Weak Interactions, Nucl.Phys. **22** (1961) 579–588
- [4] Noether, Emmy, Invariant Variation Problems, Gott. Nachr. **1918** (1918) 235–257
- [5] Griffiths, David, Introduction to elementary particles, (2008)
- [6] Kendall, Henry W., Deep inelastic scattering : Experiments on the proton and the observation, Rev.Mod.Phys. **63** (1991) 597–614, Reprint
- [7] Herb, S.W. and Hom, D.C. and Lederman, L.M. and Sens, J.C. and Snyder, H.D. and others, Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions, Phys.Rev.Lett. **39** (1977) 252–255
- [8] Abe, F. and others, Observation of top quark production in anti-p p collisions, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 2626–2631
- [9] Abachi, S. and others, Observation of the top quark, Phys.Rev.Lett. **74** (1995) 2632–2637
- [10] Barber, D.P. and Becker, U. and Benda, H. and Boehm, A. and Branson, J.G. and others, Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA Energies, Phys.Rev.Lett. **43** (1979) 830
- [11] Berger, Christoph and others, Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High-Energies, Phys.Lett. **B86** (1979) 418
- [12] Wu, C. S. and Ambler, E. and Hayward, R. W. and Hoppes, D. D. and Hudson, R. P., Experimental test of parity conservation in beta decay, Phys. Rev. **105** (1957) 1413–1414
- [13] Gottfried, K. and Weisskopf, V. F., Concepts of particle physics. VOL. 2, , , New York, Usa : Oxford Univ. Pr. (1986) 191-608. Oxford, Uk : Clarendon Pr. (1986) 191-608
- [14] Higgs, Peter W., Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133
- [15] Englert, F. and Brout, R., Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–322
- [16] Kobayashi, M. and Maskawa, T., Chiral symmetry and eta-x mixing, Prog.Theor.Phys. **44** (1970) 1422–1424
- [17] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010)
- [18] Arnison, G. and others, Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $s^{1/2} = 540\text{-GeV}$, Phys.Lett. **B122** (1983) 103–116
- [19] Alitti, J. and others, An Improved determination of the ratio of W and Z masses at the CERN $\bar{p}p$ collider, Phys.Lett. **B276** (1992) 354–364

- [20] Sanders, M.P., Measuring the W boson mass at the Tevatron, (2010)
- [21] Heinemeyer, S. and Hollik, W. and Stockinger, D. and Weber, A.M. and Weiglein, G., Precise prediction for $M(W)$ in the MSSM, *JHEP* **0608** (2006) 052
- [22] Pumplin, J. and others, New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, *JHEP* **07** (2002) 012
- [23] Martin, A. D. and Stirling, W. J. and Thorne, R. S. and Watt, G., Parton distributions for the LHC, *Eur. Phys. J.* **C63** (2009) 189–285
- [24] Aaron, F. D. and others, Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA, *JHEP* **01** (2010) 109
- [25] Alekhin, S. and Blumlein, J. and Klein, S. and Moch, S., The 3-, 4-, and 5-flavor NNLO Parton from Deep-Inelastic- Scattering Data and at Hadron Colliders, *Phys. Rev.* **D81** (2010) 014032
- [26] Lipatov, L. N., The parton model and perturbation theory, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 94–102
- [27] Gribov, V. N. and Lipatov, L. N., $e^+ e^-$ pair annihilation and deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 675–684
- [28] Dokshitzer, Yuri L., Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641–653
- [29] Altarelli, Guido and Parisi, G., Asymptotic Freedom in Parton Language, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298
- [30] H1 collaboration and ZEUS collaboration, HERAPDF1.5 : (Preliminary) H1prelim-10-142, ZEUS-prel-10-018 , ,
- [31] Drell, S. D. and Yan, Tung-Mow, Partons and their applications at high energies, *Ann. Phys.* **66** (1971) 578
- [32] Campbell, John M. and Huston, J.W. and Stirling, W.J., Hard Interactions of Quarks and Gluons : A Primer for LHC Physics, *Rept.Prog.Phys.* **70** (2007) 89
- [33] The Durham HepData Project, <http://hepdata.cedar.ac.uk/pdf/pdf3.html>, ,
- [34] Martin, Alan D. and Roberts, R. G. and Stirling, W. James and Thorne, R. S., Parton distributions and the LHC : W and Z production, *Eur. Phys. J.* **C14** (2000) 133–145
- [35] Catani, S. and Ferrera, G. and Grazzini, M., W boson production at hadron colliders : the lepton charge asymmetry in NNLO QCD, *JHEP* **05** (2010) 006
- [36] Baur, U. and Keller, S. and Wackerroth, D., Electroweak radiative corrections to W boson production in hadronic collisions, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 013002
- [37] Korner, J. G. and Mirkes, E., Polarization density matrix of high $q(T)$ gauge bosons in high-energy proton - anti-proton collisions, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **23B** (1991) 9–13
- [38] Lam, C.S. and Tung, Wu-Ki, A systematic approach to inclusive lepton pair production in hadronic collisions, *Phys.Rev.* **D18** (1978) 2447
- [39] Halzen, F. and Martin, Alan D., Quarks and leptons : an introduction course in modern particle physics, , , ISBN-9780471887416
- [40] Van Der Ventel, Brandon and Piekarewicz, J., Strange-quark contribution to the ratio of neutral-to charged-current cross sections in neutrino-nucleus scattering, *Phys.Rev.* **C73** (2006) 025501
- [41] Berger, Edmond L. and Qiu, Jian-Wei and Rodriguez-Pedraza, Ricardo A., Transverse momentum dependence of the angular distribution of the Drell-Yan process, *Phys.Rev.* **D76** (2007) 074006

- [42] Mirkes, E., Angular decay distribution of leptons from W bosons at NLO in hadronic collisions, Nucl.Phys. **B387** (1992) 3–85
- [43] T. Sjostrand and S. Mrenna and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP **05** (2006) 026
- [44] Collins, John C. and Soper, Davison E., Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions, Phys.Rev. **D16** (1977) 2219
- [45] Besson, Nathalie and Boonekamp, Maarten and Klinkby, Esben and Mehlhase, Sascha and Petersen, Troels, Re-evaluation of the LHC potential for the measurement of M_W , Eur.Phys.J. **C57** (2008) 627–651
- [46] Smith, J. and van Neerven, W.L. and Vermaseren, J.A.M., The transverse mass and width of the W boson, Phys.Rev.Lett. **50** (1983) 1738
- [47] Stump, Daniel and others, Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics, JHEP **10** (2003) 046
- [48] Froidevaux, Daniel and Poggioli, Luc and Richter-Was, Elzbieta, ATLFAST 1.0 A package for particle-level analysis. ATL-PHYS-96-079, ATL-GE-PN-79, 1996
- [49] Chamonix 2011 LHC performance workshop
- [50] Mirkes, E. and Ohnemus, J., W and Z polarization effects in hadronic collisions, Phys.Rev. **D50** (1994) 5692–5703
- [51] Strologas, John and Errede, Steven, Study of the angular coefficients and corresponding helicity cross sections of the W boson in hadron collisions, Phys.Rev. **D73** (2006) 052001
- [52] Abazov, Victor Mukhamedovich and others, Measurement of the W boson mass, Phys.Rev.Lett. **103** (2009) 141801
- [53] Lyndon Evans and Philip Bryant, LHC Machine, JINST **3** (2008) S08001
- [54] Evans, Lyndon R and Bryant, Philip, LHC Machine, J. Instrum. **3** (2008) S08001. 164 p, This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003)
- [55] Avati, Valentina, The TOTEM experiment at the LHC, Prog.Theor.Phys.Suppl. **187** (2011) 281–288
- [56] Jenni, Peter and Nordberg, Markus and Nessi, Marzio and Jon-And, Kerstin, ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity, (2008)
- [57] Updated Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS Detector, Internal Report ATLAS-CONF-2011-011, CERN, Geneva, Mar 2011
- [58] White, Simon Mathieu and Burkhardt, H and Puzo, P, Determination of the Absolute Luminosity at the LHC. oai :cds.cern.ch :1308187, Ph.D. thesis, Orsay, Université Paris-Sud 11, Orsay, 2010, Presented on 11 Oct 2010
- [59] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** S08003, 2008
- [60] ATLAS Collaboration, *ATLAS Magnet System Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-18, 1997
- [61] ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report I*, CERN/LHCC/97-16, 1997
- [62] ATLAS Collaboration, *ATLAS Inner Detector Technical Design Report II*, CERN/LHCC/97-16, 1997
- [63] Aad, G and others, Performance of the ATLAS Detector using First Collision Data, JHEP **1009** (2010) 056

- [64] CMS Collaboration, CMS technical design report, volume I : Physics performance, J. Phys. **G34** (2007)
- [65] ATLAS Collaboration, *ATLAS Liquid argon calorimeter, Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-41, 1996
- [66] ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Performance, Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-40, 1997
- [67] Bartko, H, Performance of the combined ATLAS Liquid Argon End-Cap Calorimeters in Beam Tests at the CERN SPS, (2003)
- [68] ATLAS Collaboration, *ATLAS Tile calorimeter, Technical Design Report*, CERN/LHCC/96-42, 1996
- [69] ATLAS Collaboration, *ATLAS Muon Spectrometer, Technical Design Report*, CERN/LHCC/97-22, 1996
- [70] Aad, G and others, Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 755–785
- [71] ATLAS Collaboration, *ATLAS : Liquid argon calorimeter, Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-41, page 33, 1996
- [72] C.De la Taille and L.Serin, *Temperature dependance of the ATLAS eletromagnetic calorimeter signal. Preliminary drift time measurement*, ATLAS Internal Note LARG-NO-29, 1995, 1995
- [73] J. Bremer et al., *The Cryogenic System for the ATLAS Liquid Argon Detector*, in proceedings of the 18th International Cryogenic Engineering Confeence (ICEC 18), Mumbai, India (2000) - ed. by K.G. Narayankhedkar, Narosa , New Delhi, page 219
- [74] C. Fabre et al., *Design principles and operational results of the cryogenics system for the ATLAS liquid argon calorimeter*, in Proceedings of the 22th international cryogenic engineering conference, Seoul, Korea, ed. by Ho-HyungChang et al., page 787, 2008
- [75] V.I. Drobin and al., *Final report on the temperature measuring probe calibration and installation in the ATLAS Liquid Argon Calorimeters*, 2004
- [76] H. Boterenbrood and B. Hallgren, *The Development of Embedded Local Monitor Board (ELMB)*, proceedings of the 9th workshop on Electronics for the LHC experiments, Amsterdam, The Netherlands (october 2003)
- [77] R. McPherson and P. Puzo, *Monitoring Slots in the LARG Front End Crates*, ATL-AL-EN-0047
- [78] ATLAS Collaboration, *ATLAS : Liquid argon calorimeter, Technical Design Report*, CERN/LHCC 96-41, page 72, 1996
- [79] Y. Fraigneau et P. Le Quéré, *Etude numérique des échanges thermiques et estimation de la distribution de la température moyenne dans le cryostat du barrel de l'expérience ATLAS*, Septembre 2002 UPR-CNRS-3251 LIMS, Paris, France
- [80] S. Agostinelli and others, GEANT4 : A simulation toolkit, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250
- [81] Expected electron performance in the ATLAS experiment, (2011)
- [82] Aad, G. and others, Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons, Eur.Phys.J. **C71** (2011) 1593, * Temporary entry *
- [83] A. Sherstnev and R. S. Thorne, Parton Distributions for LO Generators, Eur. Phys. J. **C55** (2008) 553
- [84] Frixione, Stefano and Webber, Bryan R., Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, JHEP **06** (2002) 029

- [85] Bern, Z. and Diana, G. and Dixon, L.J. and Cordero, F.Febres and Forde, D. and others, Left-Handed W Bosons at the LHC, (2011), * Temporary entry *
- [86] Chatrchyan, Serguei and others, Measurement of the Polarization of W Bosons with Large Transverse Momenta in W+Jets Events at the LHC, (2011), * Temporary entry *
- [87] L. Dixon, private communication
- [88] Brun, R. and Rademakers, F., ROOT : An object oriented data analysis framework, Nucl.Instrum.Meth. **A389** (1997) 81–86
- [89] Was, Z., TAUOLA the library for tau lepton decay, and KKMC / KORALB / KORALZ /... status report, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **98** (2001) 96–102
- [90] Tricoli, Alessandro and Cooper-Sarkar, Amanda M. and Gwenlan, Claire, Uncertainties on W and Z production at the LHC, (2005)
- [91] Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV, (2011)
- [92] Abe, F. and others, Measurement of the lepton charge asymmetry in W boson decays produced in $p\bar{p}$ collisions, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5754–5759
- [93] Acosta, Darin E. and others, Measurement of the forward-backward charge asymmetry from $W \rightarrow e\nu$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, Phys. Rev. **D71** (2005) 051104
- [94] Abazov, V. M. and others, Measurement of the muon charge asymmetry from W boson decays, Phys. Rev. **D77** (2008) 011106
- [95] Abazov, V. M. and others, Measurement of the electron charge asymmetry in $p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e\nu + X$ events at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 211801
- [96] Berger, Edmond L. and Halzen, F. and Kim, C. S. and Willenbrock, S., Weak boson production at Tevatron energies, Phys. Rev. **D40** (1989) 83
- [97] Aaltonen, T. and others, Direct Measurement of the W Production Charge Asymmetry in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 181801
- [98] Lohwasser, K. and Ferrando, J. and Issever, C., On direct measurement of the W production charge asymmetry at the LHC, JHEP **1009** (2010) 079
- [99] Belloni, A and Lohwasser, K, An extrapolation to a larger fiducial volume of the measurement of the $W \rightarrow \ell\nu$ charge asymmetry in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector, (2011)
- [100] Martin Singer, Merci pour autoriser l'utilisation de cette image.

Remerciements

« Moi, si je devais résumer ma vie, aujourd'hui avec vous, je dirais que c'est d'abord des rencontres, des gens qui m'ont tendu la main peut-être à un moment où je ne pouvais pas, où j'étais seul chez moi. Et c'est assez curieux de se dire que les hasards, les rencontres forment une destinée. Parce que quand on a le goût de la chose, quand on a le goût de la chose bien faite, le beau geste, parfois on ne trouve pas l'interlocuteur en face, je dirais le miroir qui vous aide à avancer.

Alors ce n'est pas mon cas, comme je disais là, puisque moi au contraire j'ai pu, et je dis merci à la vie, je lui dis merci, je chante la vie, je danse la vie, je ne suis qu'amour. Et finalement quand beaucoup de gens aujourd'hui me disent : « Mais comment fais-tu pour avoir cette humanité ? » et bien je leur réponds très simplement, je leur dis : « C'est ce goût de l'amour », ce goût donc, qui m'a poussé aujourd'hui à entreprendre une construction mécanique, mais demain qui sait ? Peut-être simplement à me mettre au service de la communauté, à faire le don, le don de soi. »

Astérix et Obélix, mission Cléopâtre

OTIS

Je voudrais remercier Guy Wormser et Achille Stocchi pour m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de l'accélérateur linéaire pendant ces trois années (et par la même occasion, pour les stages faits les années précédentes).

Je tiens aussi à remercier Lucia di Ciacco et Jan Stark d'avoir accepté d'être rapporteurs ainsi que chacun des membres du jury : Gautier Hamel de Monchenault, Luis Hervas et Achille Stocchi.

J'aimerais maintenant remercier l'équipe ATLAS, qui m'a accueilli pendant ces trois ans pour me permettre d'apprendre tant de choses à leur contact. Je veux évidemment commencer par remercier mon (mes ?) directeur(s) de thèse, en commençant par Laurent Serin. J'ai vraiment adoré toutes les conversations qu'on a pu avoir, où j'ai toujours eu l'impression d'ouvrir une grande boîte de connaissance sans fond. Malgré une année passée au CERN pour gérer e/γ et une fin de thèse en partie à l'IN2P3 (occasion de plein de nouvelles discussions passionnantes sur les arcanes du monde de la recherche), je suis content d'avoir pu profiter de tes idées, venant souvent proposer une explication en cas de problèmes, de ton réalisme, de ta vision de notre domaine que je pense partager (y compris sur le moment pour prendre le sucre au café !). Par contre je pense que je finirais ma thèse en ayant toujours aussi peu de connaissance sur le vin.

J'aimerais remercier Daniel Fournier car je ne sais comment aurait pu évoluer ce travail sans ta vision ô combien plus globale que la mienne, tes idées, tes solutions et aussi ton enthousiasme (toujours présent y compris quand les données ont afflué et que bon nombre de gens se sont tournés vers la nouvelle physique). Les discussions avec toi ont toujours été enrichissantes, élargissant ma compréhension et de la physique et du détecteur que nous utilisons tous (et que tu as imaginé et conçu avec bien d'autres).

Je ne sais toujours pas si je devrais mais bon... je pense que je vais remercier Nikola Makovec, car tu as très souvent été là pour écouter mes questions et y répondre (entre deux conneries, voire plus, mais

qu'ils soient du LAL (Aurélien, Clément, Philippe, Mathieu, Laurent, Sophie, Xavier, Nicolas...) ou d'ailleurs (Nicolas, Léa, Bruno, Elizabeth, Olivier...)

I'd like to thank people at CERN I've been working with, starting with Caroline Fabre and Johan Bremer who's kindly accepted to take on their time to explain me the way liquid argon temperature is regulated, to discuss origins of temperature variations and to have read and corrected the note. I'd also thank Kristin and Jan who's always been there to answer questions and who's taken time to think at what we've been proposing. Finally I'd like to thank Standard Model conversers and sub-conversers : Kevin, Matthias, and particularly Alberto and Pierre-Hugues who's believed in our measurements and pushed to get people involved in it (too bad it didn't work as we wished it would).

Finalement, je remercie aussi les amis, qu'ils soient d'Orsay ou d'ailleurs et que je n'ai pas eu l'occasion de voir aussi souvent que voulu. La famille a aussi joué un rôle important de soutien pendant ces trois ans. Merci à tous d'avoir été là et d'être venus le jour de ma soutenance ; parfois de loin et les bras chargés de nourriture, me permettant de me focaliser sur autre chose. Un merci particulier pour toi sans qui ces dernières années auraient été radicalement différentes et, si certains pourraient dire plus silencieuses (je n'ai pas pu m'en empêcher), qui est restée à mes côtés malgré mes défauts (sûrement grâce à mes innombrables autres qualités... dont la modestie évidemment). Merci donc Ève, c'était une première étape, attendons les suivantes.



Je ne remercie pas mon ordinateur qui est encore plus sensible à la chaleur que moi (mais je remercie l'auditorium Pierre Lehmann d'être climatisé, offrant une solution plus qu'agréable dans ces cas là et ajoutant en plus un petit côté colonie de vacances quand plusieurs personnes me rejoignent). [100]

Glossaire

ADC analog to digital converter.

ALICE a large ion collider experiment.

ATLAS a toroidal apparatus.

CERN organisation européenne pour la recherche nucléaire.

CKM Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

CMS compact muon solenoid.

CS Collins-Soper.

CSC cathode-strip chamber.

DCS data control system.

DGLAP Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi.

EF event filter.

ELMB embedded local monitor board.

EMB electromagnetic barrel.

EMEC electromagnetic endcap calorimeter.

FCAL forward calorimeter.

FEB front end board.

FSR final state radiation.

HEC hadronic endcap calorimeter.

HLT high level trigger.

ISR initial state radiation.

LEP large electron positron collider.

LHC large hadron collider.

LHCb large hadron collider beauty experiment.

Linac linear accelerator.

LO leading order.

LVPS low voltage power supply.

MDT monitored drift tube.

NLO next to leading order.

NNLO next to next to leading order.

PDF fonction de distribution de parton.

PS proton synchrotron.

PSB proton synchrotron booster.

QCD quantum chromodynamics.

QED quantum electrodynamics.

RPC resistive plate chamber.

SCT silicon tracker.

SPS super proton synchrotron.

TGC thin gap chamber.

TMB temperature monitoring board.

TRT transition radiation tracker.

UA underground area.