

Première mesure de section efficace de production du boson W et de son asymétrie de charge avec l'expérience ATLAS

Elisabeth E. Petit

▶ **To cite this version:**

Elisabeth E. Petit. Première mesure de section efficace de production du boson W et de son asymétrie de charge avec l'expérience ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2011. Français. NNT : . tel-00649133

HAL Id: tel-00649133

https://theses.hal.science/tel-00649133

Submitted on 7 Dec 2011

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

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

Centre de Physique des
Particules de Marseille
IN2P3





CPPM-T-2011-04

Thèse de doctorat de l'Université de la Méditerranée
Faculté des sciences de Luminy
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE cedex 09

Spécialité :

Physique des particules et astroparticules

Première mesure de section efficace de production du boson W et de son asymétrie de charge avec l'expérience ATLAS

Présentée par :

Elisabeth PETIT

Soutenue publiquement le 23 septembre 2011 devant le jury composé de :

M. Maarten Boonekamp	Rapporteur
Mme. Marie-Claude Cousinou	Examinateur
M. Daniel Denegri	Examinateur
M. Eric Kajfasz	Président du jury
M. Pascal Pralavorio	Directeur de thèse
Mme. Isabelle Wingerter-Seez	Rapporteur

"Réflexion faite, ô Muse, ne me chante rien. Je te connais. J'ai été ton esclave et ton serviteur [...]. Et je n'ai aucune confiance en toi, ô Muse. Vraiment aucune. "
Dan Simmons, *Ilium*, 2003.

"Vous, les hommes ! Quand vous vous trouvez face à une femme qui arrive à une conclusion correcte, vous ne pouvez pas accepter qu'elle vous soit égale ou supérieure en intelligence, alors vous inventez quelque chose qu'on appelle l'intuition féminine."
Isaac Asimov, *The Complete Robot*, 1982.

"Save a TTree, eat a CASTOR."
anonyme

Da vMamm-gozh, aet d'an anaon.

Remerciements

"Je ne connais pas la moitié d'entre vous à moitié autant que je le voudrais ; et j'aime moins que la moitié d'entre vous à moitié aussi bien que vous le méritez.", comme le disait Bilbo Sacquet à sa fête d'anniversaire. Je vais néanmoins tâcher d'exprimer au mieux ma gratitude envers les personnes qui m'ont accompagnée lors de ces trois années de thèse.

Je voudrais tout d'abord remercier Maarten et Isabelle, mes rapporteurs, qui ont très grâcieusement accepté de relire le présent ouvrage, mais qui ont aussi eu l'occasion de suivre mon travail, que ce soit lors des études de physique ou de performances. Je remercie aussi Marie-Claude qui a apporté un point de vue extérieur à l'expérience, et qui est toujours un soutien pour les étudiants de l'Ecole Doctorale. J'ai également apprécié ma rencontre avec Daniel Denegri de l'expérience adverse mais néanmoins amie CMS, et qui a participé à la découverte de ce fameux boson que l'on s'est contenté de redécouvrir au LHC. Et merci aussi à Eric, notre directeur, pour m'avoir accueillie au sein du CPPM, un laboratoire où je me suis beaucoup plue. Et enfin merci à Pascal, avec qui ça a été un énorme plaisir de travailler pendant ma thèse. Non seulement on a réussi à trouver des méthodes de travail satisfaisantes malgré l'éloignement géographique, mais on a développé cette alchimie qui fait que l'on a bien pu correspondre et avancer dans le travail ensemble. J'ai appris énormément de choses en trois ans, et j'espère pouvoir continuer à suivre son exemple en matière de communication des résultats, en ouverture sur les autres analyses, et développer un regard aussi aiguisé que lui sur la physique.

Je ne peux évidemment pas parler de mon travail sans évoquer l'équipe ATLAS du CPPM. Tant les permanents que les thésards, je me suis vraiment sentie bien dans cette équipe, avec des conversations et des conseils très stimulants. Je ne vais malheureusement pas pouvoir remercier tout le monde personnellement, mais coucou à Jessica avec qui j'ai fait mon stage de M2 en arrivant à Marseille et que je viens de retrouver au LAPP, à Fabrice et Emmanuel qui m'ont notamment empêchée de travailler le soir au CERN et m'ont fait sortir le nez de mes analyses. Les personnes avec qui partagé mon bureau et supporté la chaleur l'été, Antony, Huaqiao et Julien (mon fauteuil est pour toi Julien !). Merci pour leur entourage aux thésards de l'équipe, des anciens (Pierre-Simon, Marine, etc), aux actuels (Samir, Jérôme, Sahar, Nancy, Nicolas, Julien, Shu), et aussi aux nouveaux, Elodie et Thomas, "vous êtes aujourd'hui ce qu'autrefois je fus".

Mais j'étends mes remerciements aux autres thésards du CPPM, d'ATLAS-France, mais aussi au CERN : les anciens Summer Students 2006, ceux de l'Ecole d'Ete du CERN 2010, et que je revois de temps en temps au CERN ou ailleurs. Et puis bisous aussi à Dany et aux autres thésards de l'IRFM à Cadarache, ainsi qu'aux moniteurs de Luminy avec qui j'ai pu travailler, ils ne font pas de physique des particules mais on les aime quand même. Au laboratoire, je voulais également remercier les personnes du service des missions sans qui les physiciens resteraient cloitrés dans leur bureau ("Heu... bonjour, je pars demain, c'est possible ?", "Heu... bonjour, j'ai perdu mes billets de train, c'est grave ?"), mais aussi des services généraux et du service doc/com, les secrétaires de l'Ecole doctorale et du département de physique, pour leur accueil et leur gentillesse.

I cannot name every people I was pleased to worked with during my thesis (in a 3000-people collaboration, the number grows exponentially), but, among thoses I did not already mention,

thank you to Tancredi, Richard, Dimitris, Silvia, Donatella, Manuella, Hao, Daniel, Elzbieta, Narei, Benjamin, the LAr data quality shifters, and the A-team (for "asymmetry team" of course) : Kristin, Jan, Sam (who was not afraid by a bath in the Baltic sea, even if I can stay longer than him in a 14-degree water), Alberto, Verena, etc. And don't forget that nobody expects the Data Acquisition. Je m'excuse d'ailleurs auprès des non-francophones que cette thèse soit écrite en français, mais l'article 2 de la consitution française dit que "La langue de la République est le français", et je n'aurais pas voulu écrire ma thèse anticonstitutionnellement.

Dans les remerciements généraux, je tenais à remercier le bureau des personnels enseignants du second degré, sous-direction de la gestion des carrières, service des personnels enseignantes de l'enseignement scolaire, direction générale des ressources humaines, secrétariat général du Ministère de l'Education Nationale pour m'avoir donné l'autorisation de faire une thèse. Un grand merci aussi aux événements liés à l'entrée au Panthéon de Pierre et Marie Curie en 1995 qui m'a fait découvrir les protons et neutrons, l'exposition "Aux origines de l'univers" de l'espace des sciences de Rennes en 1996 qui m'a fait découvrir les quarks, tous les auteurs de livres de vulgarisation sur la physique des particules qui m'ont accompagnée au collège et au lycée, et à tous les vulgarisateurs de la science en général.

Et puis dans les remerciements personnels, je n'oublie pas ma famille qui suit mes pérégrinations à travers la France et au-delà, ma mère et mes beaux parents qui sont descendus de Bretagne jusqu'à Marseille pour ma soutenance, mon frère qui n'a pas pu descendre, mes tantes et mes cousins (et Robert, le lutin irlandais qui vit sur mon épaule), et aussi mes grands-parents à Paris qui ont pu suivre ma soutenance en visio-conférence. Je remercie aussi tous les proches et amis de la famille à Rennes. Plus dans le sud, merci à toute l'équipe de l'Estocade.

Et puis François, aaaah François, *elen síla lúmenn' omentielvo*, comme on dit à l'Ouest dont la mémoire s'est perdue. Je l'ai détaché du groupe des thésards, parce qu'avant d'être un thésard, c'est d'abord un ami aux nombreuses conversations longues et obscures pour le reste du monde.

Et enfin, merci à Cédric, qui non content d'être doté un humour glacé et sophistiqué (je lui dois d'ailleurs un calembour dans cette page, saurez-vous le retrouver ?), m'a supportée, aussi bien dans le sens français que dans le sens de l'anglicisme, durant ma thèse voire depuis plus d'une décennie maintenant.

Pour finir, un grand merci à / and thank you very much to _____ [i].

i. merci de mettre votre nom ici si je vous ai oublié(e) / please fill your name if I have forgotten you.

Abréviations

A

ADC : analog-to-digital converter

AMI : ATLAS Metadata Interface

Athena : ATLAS offline software framework

Atlantis : ATLAS Standalone Event Display

ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS

B

BC : Bunch Crossing

BCID : Bunch Crossing IDentity

C

CASTOR : CERN Advanced STORage manager

CDS : CERN Document Server

COOL : LCG/ATLAS conditions database

CSC : Cathod Strip Chambers

CSC : Computing System Commissioning

CVS : Concurrent Version System

D

DAQ : Data AcQuisition

DCS : Detector Control System

DQ : Data Quality

E

EF : Event Filter

EM : ElectroMagnetic

EMB : Electromagnetic Barrel

EMEC : Electromagnetic Endcap

ESD : Event Summary Data

F

FCal : Forward Calorimeter

G

GEANT4 : A toolkit for simulation of the passage of particles through matter

H

HEC : Hadronic End Cap

I

ID : Inner Detector

IOV : Interval Of Validity (conditions database)

L

L1 : Level 1 trigger

L2 : Level 2 trigger

LAr : Liquid Argon calorimeter

LCG : LHC Computing Grid

LHC : Large Hadron Collider

LVL1 : Level 1 trigger

LXPLUS : LinuX Public Login Unix Service

M

MDT : Muon Drift Tube chambers

0

OFC : Optimal Filtering Coefficients

P

PID : Partition IDentifier

PIXEL : Pixel detector

POOL : Pool Of persistent Objects for LHC

R

RDO : Raw Data Object

ROI : Region Of Interest

RPC : Resistive Plate Chamber

S

SCT : Semiconductor Central Tracker

T

TAG : event level metadata

TDAQ : Trigger and Data AcQuisition

TGC : Thin Gap Chambers

Lexique

Dans ce manuscrit, l'emploi de mots et d'expression en langue française a été privilégié. Ce lexique regroupe la plupart des termes employés :



- *analog-to-digital converter* : convertisseur analogique-numérique ;
- *barrel* : tonneau ;
- *barrel/extented barrel (Tile)* : tonneau central/tonneau étendu ;
- *beam pipe* : chambre à vide ;
- *bin* : classe ;
- *maximum likelihood fit* : ajustement de maximum de vraisemblance ;
- *b-layer* : couche la plus interne du détecteur à pixels ;
- *b-tagging* : étiquetage des quarks b ;
- *bunch* : paquet ;
- *cluster* : amas ;
- *crack* : zone de transition ;
- *cross-talk* : diaphonie ;
- *end-cap* : bouchon ;
- *event display* : affichage d'événement ;
- *front-end* : fin de chaîne ;
- *gap* : interstice ;
- *inner wheel* : petite roue ;
- *layer* : compartiment ;
- *leading order* : ordre des arbres ;
- *matching* : correspondance ;
- *noise burst* : bouffée de bruit ;
- *on-shell* : sur couche de masse ;
- *optimal filtering* : filtrage optimal ;
- *pile-up* : empilement ;
- *presampler* : pré-échantillonneur ;
- *preshower* : pied de gerbe ;
- *sagitta* : flèche ;
- *sample* : échantillon ;
- *shower* : gerbe ;
- *soft physics* : physique à bas transfert d'impulsion ;
- *straw* : paille ;
- *test-beam* : test en faisceaux ;
- *trigger* : système de déclenchement ;
- *underlying event* : événement sous-jacent ;
- *vessel* : enceinte ;

Avertissement

L'expérience ATLAS a défini une politique sur les étiquettes à utiliser dans les figures :

- "*ATLAS*" : la figure apparaît dans une publication à comité de lecture ;
- "*ATLAS Preliminary*" : la figure a été approuvée par la collaboration, mais n'apparaît pas dans une publication ;
- "*ATLAS Work In Progress*" : utilisée uniquement par les étudiants pour présenter ce qui est en grande partie leur travail propre.

Table des matières

Remerciements vii

Abréviations ix

Lexique xi

Avertissement xiii

Introduction 1

1 Le modèle standard 3
- 1.1 Les particules élémentaires . . . 3
  - 1.1.1 Les bosons médiateurs des interactions . . . 3
  - 1.1.2 Les particules constituantes de la matière . . . 4
- 1.2 Le modèle standard, une théorie de jauge . . . 5
  - 1.2.1 Exemple d'invariance de jauge : l'électrodynamique quantique . . . 5
  - 1.2.2 La théorie électrofaible . . . 7
  - 1.2.3 La chromodynamique quantique . . . 9
- 1.3 Réussites et limites du modèle standard . . . 10

2 Le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC 13
- 2.1 Le collisionneur LHC . . . 13
  - 2.1.1 Caractéristiques du LHC . . . 13
  - 2.1.2 Les principales expériences auprès du LHC . . . 15
  - 2.1.3 Démarrage et premières données du LHC . . . 15
- 2.2 Description du détecteur ATLAS . . . 17
  - 2.2.1 Détecteur interne . . . 18
  - 2.2.2 Le système calorimétrique . . . 20
  - 2.2.3 Spectromètre à muons . . . 22
  - 2.2.4 Le système de déclenchement . . . 24
  - 2.2.5 Résumé et performances . . . 25
- 2.3 Programme de physique d'ATLAS et premiers résultats. . . . 26
  - 2.3.1 Mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard. . . . 27
  - 2.3.2 Recherche du boson de Higgs. . . . 29
  - 2.3.3 Recherches au-delà du modèle standard. . . . 30

3 Mise en œuvre du système calorimétrique 33
- 3.1 Description du système calorimétrique . . . 33
  - 3.1.1 Calorimètres à échantillonnage . . . 33
  - 3.1.2 Les calorimètres à argon liquide . . . 34

3.1.3 Le calorimètre hadronique à tuiles . . . 37
3.2 Principe de la reconstruction de l'énergie des cellules . . . 38
3.2.1 Développement des gerbes dans les calorimètres . . . 38
3.2.2 Reconstruction du signal dans les calorimètres à argon liquide . . . 39
3.2.3 Reconstruction du signal dans les calorimètres à tuiles . . . 42
3.3 Mise en œuvre et stabilité de la reconstruction de l'énergie des cellules . . . 44
3.3.1 Piédestaux . . . 44
3.3.2 Gain . . . 45
3.3.3 Bruit électronique . . . 45
3.3.4 Etat du calorimètre avant les premières collisions . . . 48
3.4 Mise en oeuvre du système calorimétrique avec les premières collisions . . . 50

4 Mise en œuvre de l'énergie transverse manquante 53
4.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante . . . 53
4.2 Mise en œuvre à l'aide d'événements de déclenchement aléatoire . . . 56
4.2.1 Données et jouet Monte-Carlo . . . 56
4.2.2 Performance de l'algorithme de topoclusters . . . 56
4.2.3 Distributions de $E_{X,Y}^{miss}$ . . . 58
4.2.4 Distributions de ΣE_T . . . 59
4.2.5 Distributions de E_T^{miss} . . . 60
4.2.6 Stabilité des résultats . . . 62
4.3 Evénements déclenchés par le niveau 1 . . . 63
4.4 Mise en œuvre à l'aide d'événements de biais minimum . . . 65
4.4.1 Définition des événements de biais minimum . . . 65
4.4.2 Collisions à 900 GeV et 2.36 TeV en 2009 . . . 67
4.4.3 Collisions à 7 TeV . . . 72
4.4.4 Performances de l'énergie transverse manquante calibrée . . . 75

5 Performances des électrons de haute énergie 79
5.1 Reconstruction des électrons . . . 79
5.2 Reconstruction de l'énergie des électrons . . . 80
5.3 Identification des électrons . . . 81
5.3.1 Définition et performances . . . 81
5.3.2 Changements avec les données de 2010 . . . 83
5.4 Matière avant le calorimètre . . . 85

6 Première mesure de section efficace du boson W avec 315 nb^{-1} de données 91
6.1 Phénoménologie/introduction . . . 91
6.1.1 Historique . . . 91
6.1.2 Production du boson W au LHC . . . 92
6.1.3 Intérêt de la mesure . . . 94
6.2 Données et Monte-Carlo . . . 96
6.3 Traitement de l'empilement . . . 97
6.4 Sélection des bosons W . . . 98
6.4.1 Sélection des événements . . . 98
6.4.2 Sélection d'un électron de grande énergie transverse . . . 99
6.4.3 Coupure sur l'énergie transverse manquante . . . 99
6.4.4 Coupure sur la masse transverse . . . 100
6.4.5 Estimation du bruit de fond . . . 102

6.5 Calcul de la section efficace . . . 104
6.5.1 Méthodologie . . . 104
6.5.2 Le terme d'acceptance A_W . . . 104
6.5.3 Les termes d'efficacité C_W . . . 104
6.6 Résultats avec 315 nb^{-1} . . . 111
6.7 Résultats avec 36 pb^{-1} de données . . . 112

7 Première mesure d'asymétrie de charge du boson W 117
7.1 Intérêt de la mesure . . . 117
7.1.1 Structure du proton . . . 117
7.1.2 Détermination des PDFs . . . 119
7.1.3 Asymétrie de charge du boson W dans les collisions p-p . . . 121
7.1.4 Résultats du Tevatron . . . 125
7.2 Mesure avec 315 nb^{-1} de données . . . 127
7.2.1 Données et simulation . . . 127
7.2.2 Erreurs systématiques . . . 128
7.2.3 Résultats . . . 131
7.3 Mesure avec 36 pb^{-1} de données . . . 133
7.3.1 Sélection des données et bruit de fond . . . 133
7.3.2 Reconstruction et identification des électrons, facteur C_W . . . 141
7.3.3 Echelle d'énergie des électrons . . . 143
7.3.4 Energie transverse manquante . . . 144
7.3.5 Résultats . . . 144
7.3.6 Résultats des autres expériences du LHC . . . 149

Conclusion 153

Annexes 155

A Système de coordonnées d'ATLAS. 157

B Granularité du système calorimétrique d'ATLAS. 159

C Qualité des données du calorimètre à argon liquide 163
C.1 Qualité des données dans ATLAS en 2010 . . . 163
C.2 Qualité des données pour les calorimètres à argon liquide en 2009 et 2010. . . . 164

Bibliographie 169

Résumé 185

Abstract 187

Introduction

"*Qui a commandé ça ?*"

Isaac Rabi à la découverte du muon en 1936.

Le démarrage du LHC constitue l'événement le plus excitant en physique des particules depuis une dizaine d'année. Grâce à son énergie dans le centre de masse de 14 (7) TeV et sa grande luminosité, une nouvelle fenêtre de physique s'ouvre. On espère pouvoir enfin compléter le Modèle Standard de la physique des particules avec la découverte du boson de Higgs, peut-être d'ici fin 2012. Et la découverte de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard est également à la portée du LHC.

Le début de cette thèse, en mai 2008, coïncide avec la fin de l'installation de l'expérience ATLAS. Il a donc été possible au cours de ces trois années de participer à l'ensemble des activités liées à cette expérience : la mise en œuvre du détecteur, la compréhension de certains objets, et la participation à des études de physique avec les premières collisions. En particulier, je me suis intéressée à l'étude du boson W décroissant en un électron et un neutrino, et aux objets qui lui sont associés.

Jusqu'à présent, le Modèle Standard constitue la description la plus simple que l'on ait de la physique des particules. On verra au chapitre 1 que jusqu'à maintenant cette théorie offre une description parfaite des données. Mais pourtant, plusieurs indices laissent supposer qu'il existe une nouvelle physique au-delà de ce modèle.

Réalisée pour étudier ces différents aspects, l'expérience ATLAS est la plus grande expérience de physique des particules jamais construite. Elle a été conçue avec des contraintes fortes : une excellente résolution et identification des leptons pour des mesures de précision dont la recherche du boson de Higgs, et une bonne résolution et linéarité jusqu'à une énergie de quelques TeV pour la recherche de nouvelle physique. Cette expérience est constituée de nombreux sous-détecteurs dont on donnera les performances actuelles et attendues au chapitre 2.

Parmi ces différents sous-détecteurs, le système calorimétrique occupe une place primordiale, notamment pour les mesures liées au boson W. Les maîtres mots de ce détecteur sont granularité et herméticité. Cette dernière est importante pour la mesure des jets et de l'énergie transverse manquante. Afin d'atteindre les spécifications attendues pour ce détecteur, il est nécessaire de comprendre les calorimètres au niveau de chacune des 187648 cellules. Pour cela, après de nombreux tests en faisceaux, la reconstruction de l'énergie des cellules a été vérifiée à l'aide d'événements issus de muons cosmiques en 2008 et 2009, comme on le verra au chapitre 3. Ceci a permis d'être prêt pour les premières collisions du LHC en décembre 2009.

L'énergie transverse manquante est une variable clef, indispensable à l'étude du boson W. C'est une variable globale qui n'a pas pu être testée avant l'installation complète du détecteur. Deux choses doivent être sous contrôle : la résolution pour les mesures de précision dans le

cadre du Modèle Standard, et la maîtrise des queues de distribution pour la recherche de nouvelle physique. On verra au chapitre 4 comment l'énergie transverse manquante a été testée *in situ*, depuis des événements déclenchés aléatoirement (ie ne contenant pas d'énergie déposée) jusqu'aux premières collisions à 7 TeV.

Les électrons constituent le deuxième enjeu dans les mesures liées au boson W. La maîtrise de la reconstruction de leur énergie est essentielle, ainsi que leur identification, car l'environnement hadronique du LHC atteint un niveau sans précédent. Les premiers électrons de haute énergie ont été observés quelques mois après les premières collisions à 7 TeV, en même temps que les premiers bosons W. Les électrons ont été testés extensivement en tests en faisceaux, mais la connaissance de la matière avant le calorimètre constitue un défi, comme on le verra au chapitre 5.

Le boson W a été la première particule élémentaire massive du Modèle Standard observée dans ATLAS, un mois après les premières collisions du LHC à 7 TeV. La mesure de sa section efficace de production, que l'on discutera dans le chapitre 6, a pu être effectuée après quelques mois de prise de données (correspondant à 315 nb^{-1}), et a été un des premiers résultats de physique publiés. Ceci a nécessité de mettre en place des méthodes pour l'évaluation des erreurs systématiques liées aux électrons et à l'énergie transverse manquante qui seront reprises par les autres analyses de physique.

Enfin, un an après les premières collisions à 7 TeV, on constate que beaucoup de mesures sont limitées par la connaissance de la structure du proton. En effet, celle-ci est pour l'instant mal connue dans le domaine de physique couvert par le LHC. Pour mieux comprendre cette structure, il est nécessaire d'étudier des processus qui lui sont sensibles. La mesure de l'asymétrie de charge du boson W permet en particulier de mieux comprendre les distributions des quarks de valence du proton. On verra au chapitre 7 la mesure de cette asymétrie de charge avec l'ensemble des données collectées par ATLAS en 2010 (soit 36 pb^{-1}de données).

Chapitre 1

Le modèle standard

"*Les plus importantes lois et les plus importants faits fondamentaux de la physique ont tous été découverts et ils sont maintenant si fermement établis que la possibilité de les voir infirmés par de nouvelles découvertes est extrêmement faible. Nos futures découvertes ne devraient avoir un impact que sur la sixième décimale.*"

A.A Michelson, discours inaugural du Ryerson Physical Laboratory à l'université de Chicago en 1894.

Le Modèle Standard de la physique des particules est une théorie qui décrit les particules élémentaires de la matière, ainsi que leurs interactions. Elle s'est bâtie tout un long du vingtième siècle, avec la découverte des particules (de l'électron en 1897 au neutrino tauique en 2000) auprès d'accélérateurs de plus en plus puissants, et avec la formulation théorique des interactions durant les années 1950 à 1970. Jusqu'à ce jour, cette théorie a permis de décrire toutes les observations très précisément. On pense néanmoins que le Modèle Standard ne serait qu'une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale, et qu'une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard pourrait apparaître à l'échelle du TeV. Après une brève introduction des particules élémentaires dans la section 1.1, on verra comment le Modèle Standard est décrit en termes de théories de jauge au paragraphe 1.2. Enfin, on verra dans la section 1.3 les performances et les limites de cette théorie.

1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires, que l'on peut voir sur la figure 1.1, sont composées de bosons et de fermions, qui vont être décrits ici.

1.1.1 Les bosons médiateurs des interactions

Dans le cadre du Modèle Standard, les interactions sont décrites en termes d'échange de bosons (particules de spin entier).

– Le photon γ est le boson médiateur de l'interaction électromagnétique. C'est une particule de masse et de charge nulles, qui interagit avec toutes les particules chargées électriquement. La portée de l'interaction électromagnétique est infinie. A l'échelle microscopique,

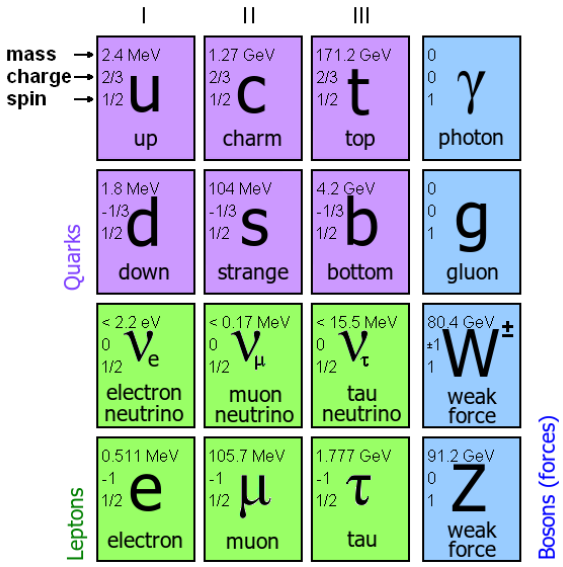


Figure *1.1* – *Tableau des particules élémentaires de matière et des bosons de jauge des quatre interactions fondamentales.*

elle est décrite par l'électrodynamique quantique (ou QED), avec une constante de couplage de 1/137.

– Les bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z sont les bosons médiateurs de l'interaction faible. Ils ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV, et la portée de l'interaction est par conséquent très faible, de l'ordre du millième de fermi. Ils interagissent avec tous les fermions via leur nombre leptonique, et la constante de couplage de l'interaction faible est la constante de Fermi G_F, de $1.2.10^{-5}$ GeV^{-2}.
– Les 8 gluons sont les bosons médiateurs de l'interaction forte. Ils interagissent avec les quarks, mais pas avec les leptons. Ils sont de masse nulle, mais la portée de l'interaction forte est de l'ordre du fermi (la taille d'un noyau) comme on le verra par la suite. La constante de couplage de cette force est comprise entre 0.1 et 1.

Le tableau 1.1 résume quelques grandeurs caractéristiques de ces forces.

Interaction	Electromagnétique	Forte	Faible
Portée	∞	$\sim$1 fm	$\sim 10^{-3}$ fm
Intensité	$\alpha = \frac{1}{137}$	0.1 à 1	10^{-12} à 10^{-5}
Section efficace caractéristique	$\sim \mu$b	$\sim 10^{-3}$ à 100 b	$\sim$10 fb
Vie moyenne caractéristique	10^{-20} à 10^{-15} s	10^{-23} à 10^{-21} s	$> 10^{-11}$ s
Vecteur	photons	gluons	$W^{\pm}$, Z^0

Tableau 1.1 – *Grandeurs caractéristiques des processus liés aux 3 interactions fondamentales.*

1.1.2 Les particules constituantes de la matière

Il existe 12 fermions élémentaires regroupés au sein de trois familles, comme on peut le voir dans la figure 1.1. La première famille contient les quarks up (charge $+2/3.e$) et down (charge

$-1/3.e$) et deux leptons : l'électron (charge e) et son neutrino associé (charge nulle). Les particules des deux autres familles ont les mêmes propriétés que leur correspondante de la première famille, mais sont de plus en plus massives. La deuxième famille contient les quarks *strange* et *charm*, ainsi que les leptons μ (aussi appelés muons) et neutrino muonique. La troisième famille contient les quarks *bottom* (aussi appelé *beauty*) et *top*, ainsi que les leptons τ et neutrino tauique. Les expériences sur la largeur du pic du boson Z^0 au LEP [1] et des observations cosmologiques ont montré qu'il n'existait que trois familles de particules (de masse inférieure à celle du Z^0).

Les quarks ont des charges électriques et sont donc sensibles à l'interaction électromagnétique. Ils possèdent des charges non entières. Cependant, comme on le verra au paragraphe 1.2.3, les quarks n'apparaissent que liés au sein de hadrons : soit 3 quarks (les baryons), soit un quark et un anti-quark (les mésons) ; la charge des hadrons est donc entière. Ils sont également sensibles aux interactions faibles et fortes.
Les leptons de type électron sont de charge $\pm e$, alors que les neutrinos sont dépourvus de charge électrique. Ils sont sensibles à l'interaction faible, mais pas à l'interaction forte. Le tableau 1.2 résume ces propriétés.

Fermion	Force électromagnétique	Interaction faible	Interaction forte
quarks u,c,t	oui	oui	oui
quarks d,s,b	oui	oui	oui
leptons e, μ, τ	oui	oui	non
neutrinos ν_e, ν_μ, ν_τ	non	oui	non

Tableau 1.2 *– Particules élémentaires, et interactions auxquelles elles sont sensibles.*

1.2 Le modèle standard, une théorie de jauge

La construction du modèle standard débute avec le désir d'unification des deux grandes théories du début du XX^e siècle : la mécanique quantique et la relativité restreinte. Il s'agit d'une théorie invariante de jauge (c'est-à-dire invariante sous des opérations de symétrie dépendant du point d'espace-temps), et renormalisable, basée sur le groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, et qui décrit les interactions forte et électrofaible.

1.2.1 Exemple d'invariance de jauge : l'électrodynamique quantique

L'électrodynamique quantique, ou description de l'électromagnétisme dans un cadre à la fois relativiste et quantique, représente un bon exemple de théorie de jauge, et a servi de base à la construction des autres théories du Modèle Standard.

Si on appelle Ψ le champ quantique lié à un électron, le lagrangien d'un fermion libre satisfait à l'équation de Dirac :

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

Or, ce champ est défini à une phase près. Si on change localement la phase de ce champ,

associé au groupe de symétrie $U(1)_Q$:

$$\begin{aligned} \Psi &\to \Psi' = e^{iQ\theta(x)}\Psi \\ \bar{\Psi} &\to \bar{\Psi}' = e^{-iQ\theta(x)}\bar{\Psi} \end{aligned} \tag{1.2}$$

on veut que le lagrangien soit invariant, ce qui est équivalent à postuler la conservation de la charge électrique. Or, le lagrangien se transforme ainsi :

$$\partial_\mu \Psi \to e^{iQ\theta(x)}(\partial_\mu + iQ\partial_\mu\theta(x))\Psi \tag{1.3}$$

Pour que cette équation soit invariante lors du changement de phase, il faut introduire la dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieQA_\mu \tag{1.4}$$

où A_μ est un champ de jauge qui se transforme en $A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{e}\partial_\mu\theta$. On peut montrer que ce champ correspond à un boson de spin 1 qui a toutes les propriétés du potentiel électromagnétique $(V, -A_x, -A_y, -A_z)$ et que l'on retrouve les champs électriques $\vec{E}$ et $\vec{B}$ dans le tenseur de Faraday $F^{\mu\nu} = \partial_\mu A^\nu - \partial_\nu A^\mu$. On a donc fait apparaître une force reliant les électrons et les positrons, dont la particule médiatrice est le photon. Le lagrangien de l'interaction électromagnétique devient alors :

$$\mathcal{L} = \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{Cinétique du photon}} + \underbrace{\bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi}_{\text{Cinétique du fermion}} - \underbrace{\underbrace{A_\mu}_{\text{Champ de photon}}\ \underbrace{eQ(\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi)}_{\text{Courant électromagnétique}}}_{\text{Vertex fermion-photon}} \tag{1.5}$$

avec un propagateur et un vertex (figure 1.2). Les lagrangiens pour les autres interactions pourront aussi se mettre sous cette forme.

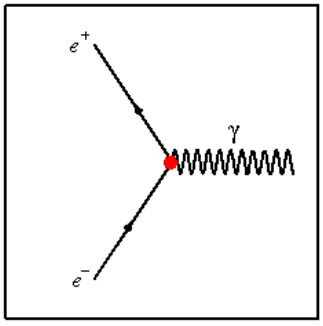


Figure *1.2* – *Vertex electron-photon apparaissant dans le lagrangien de l'électrodynamique.*

On peut de plus montrer que le photon est sans masse, car si l'on voulait mettre un terme de masse au photon dans le lagrangien, il serait de la forme $\frac{1}{2}m_\gamma^2 A^\mu A_\mu$, qui n'est pas un invariant de jauge. On a donc forcément $m_\gamma = 0$, et une portée infinie de l'interaction électromagnétique.

Une des conséquences de l'électrodynamique quantique est la polarisation du vide. On ne peut en effet jamais voir une charge "nue" : même dans le vide, des paires électron-positron se forment et s'annihilent sans cesse autour de l'électron, produisant un effet d'écrantage. Ainsi, la constante de structure fine α (=1/137) que l'on mesure loin de l'électron (ou à basse énergie) a une valeur qui augmente lorsque l'on augmente l'énergie. Par exemple, à 100 GeV, elle vaut 1/128.

1.2.2 La théorie électrofaible

L'interaction faible se démarque des autres au premier abord par différents faits. Tout d'abord, sa portée est très faible (10^{-18} m), ce qui fait que dans la théorie de Fermi, l'interaction est considérée comme ponctuelle. Si donc on veut la décrire en terme d'échanges de bosons médiateurs, ceux-ci doivent être très massifs. De plus, cette interaction viole la parité, c'est-à-dire la symétrie par rapport à l'origine des coordonnées, et la conjugaison de charge, c'est-à-dire la symétrie des réactions entre particules et anti-particules. Enfin, on peut décomposer le spineur qui décrit les fermions en 2 composantes dites droites et gauches [i]. Or, on n'a jamais observé que des neutrinos gauches (ou anti-neutrinos droits) : le boson W, qui est responsable par exemple de la réaction $d \to ue^-\bar{\nu}_e$ ne couple qu'aux leptons gauches.

On a donc introduit le groupe d'isospin faible SU(2) [ii]. Dans ce groupe, les fermions droits sont des singulets (e_R) d'isopin faible $T_3 = 0$, alors que les fermions gauches sont regroupés dans des doublets (ν,e_L^-) et (u_L,d'_L) [iii] d'isospin faible $T_3 = 1/2$ (+1/2 pour ν et u_L, -1/2 pour e_L et d'_L).
Glashow, Salam et Weinberg sont allés plus loin en développant la théorie électrofaible [2, 3, 4], qui unifie les forces électromagnétique et faible à une énergie supérieure à la masse du boson W (80 GeV). Cette théorie, qui leur a valu le prix Nobel en 1979, est basée sur le groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $U(1)_Q$ de l'électrodynamique n'est alors qu'un sous-groupe de $U(1)_Y$, et on est amené à introduire l'hypercharge qui est définie par $Y = 2(Q - T_3)$.
La théorie de jauge introduit les champs sans masse W^1_μ, W^2_μ, W^0_μ (pour $SU(2)_L$) et B_μ (pour $U(1)_Y$), dont les constantes de couplage sont nommées g et g' respectivement. Les champs physiques W^+ et W^- pour les courants chargés sont une combinaison linéaire des deux premiers champs :

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{2}(W^1_\mu \mp W^2_\mu) \tag{1.6}$$

alors que les champs physiques pour les courants neutres sont le boson Z^0 et le photon, et sont des combinaisons linéaires des deux champs neutres introduits :

$$\begin{aligned} A_\mu &= W^0_\mu \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \\ Z^0_\mu &= W^0_\mu \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \end{aligned} \tag{1.7}$$

où θ_W est l'angle de Weinberg, et est tel que $\cos\theta_W = \frac{M_W}{M_Z}$.

Cependant, dans ces théories, tous les bosons sont de masse nulle, alors que l'on sait que les bosons $W^\pm$ et Z^0 ont une masse de l'ordre de la centaine de GeV. Pour résoudre ce problème, dans le cadre du Modèle Standard, on postule qu'il existe un champ scalaire (dit champ de Higgs) qui se couple aux bosons de jauge massifs [5, 6, 7]. Ce champ ϕ est un doublet sous $SU(2)$, et est décrit par le lagrangien :

$$\mathcal{L} = (D^\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(|\phi|) \tag{1.8}$$

où V est un potentiel de la forme :

$$V(|\phi|) = -\mu^2|\phi|^2 + \lambda|\phi|^4 \text{ [iv]} \tag{1.9}$$

i. A haute énergie, ces spineurs droits et gauches sont des états propres de l'hélicité qui est définie par $\lambda = \vec{S}.\vec{p}/\|\vec{p}\|$ où $\vec{S}$ est le spin et $\vec{p}$ est l'impulsion de la particule.
ii. groupe des matrices unitaires de dimension 2 et de déterminant 1
iii. La notation utilise les fermions de la première famille, mais la théorie est valable pour les deux autres.
iv. Ce type de potentiel se retrouve en mécanique du solide pour décrire par exemple le ferromagnétisme [8] ou la supraconductivité [9]

avec μ et λ >0, et dont on peut voir une représentation sur la figure 1.3. Ce potentiel est à sa valeur minimale pour $|\phi|^2 = \frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$, où l'on nomme v la valeur du champ de Higgs dans le vide (ou *vev*, pour *vacuum expectation value*). On choisit une orientation particulière de l'état fondamental, brisant ainsi spontanément la symétrie initiale : $< \phi >= \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$. En étudiant le lagrangien du champ de Higgs dans de petites variations autour de $< \phi >$, des termes quadratiques apparaissent dans le lagrangien pour les bosons W et Z : $M_W^2 = \frac{g^2}{4}v$ et $M_Z^2 = \frac{(g^2+g'^2)}{2}v$, alors que le photon reste sans masse. Le boson de Higgs possède lui aussi une masse $M_H = \sqrt{2\lambda}v$. Mais si la valeur du champ de Higgs dans le vide peut être calculée à partir de la masse du boson W et vaut 246 GeV [10], la valeur de λ n'est pas contrainte par la théorie. On verra les contraintes sur la masse et l'état des recherches du boson de Higgs au paragraphe 2.3.2.

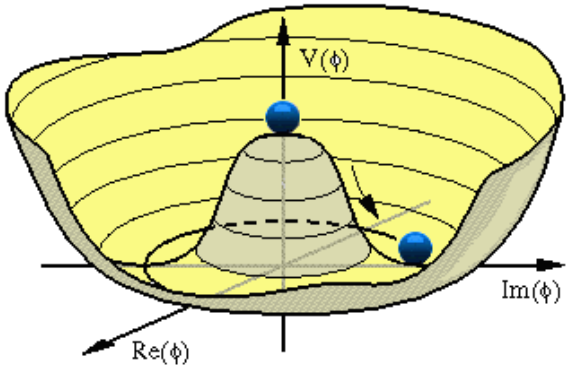


Figure *1.3* – *Potentiel de Higgs du Modèle Standard dans le plan complexe.*

Dans le lagrangien de la théorie électrofaible les différents vertex entre particules apparaissent :

- les couplages entre fermions et bosons de jauge : $f\bar{f}Z$, $\ell\bar{\ell}\gamma$, $q\bar{q}\gamma$, $\ell^{\pm}\nu_{\ell}W^{\pm}$, $q_u\bar{q}_dW^+$, $\bar{q_u}q_dW^-$ (figure 1.4 *a* et *b*) ;
- les auto-couplages entre trois [11] : γW^+W^-, ZW^+W^- (figure 1.4 *c*), ou quatre : $W^+W^-W^+W^-$, $W^+W^-\gamma\gamma$, W^+W^-ZZ (figure 1.4 *d*) bosons de jauge ;
- les couplages entre le boson de Higgs et les bosons de jauge : ZZH, WWH, $ZZHH$, W^+W^-HH (figure 1.4 *e* à *h*).

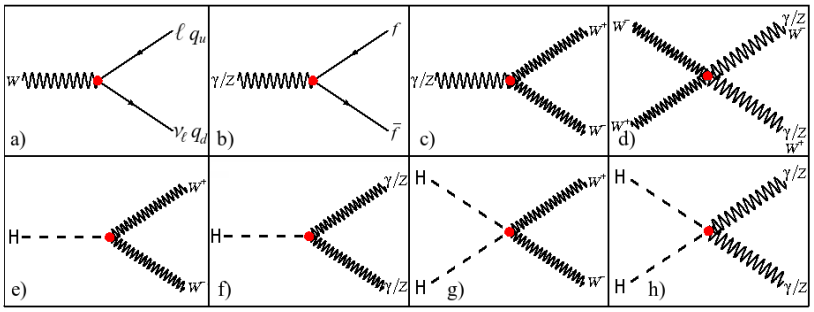


Figure *1.4* – *Vertex apparaissant dans le lagrangien de la théorie électrofaible.*

Les termes de masse, qui apparaissent naturellement dans le lagrangien pour les bosons de jauge, doivent être introduits à la main pour les fermions, par l'intermédiaire de couplages de Yukawa avec le boson de Higgs.

Dans ces couplages, on a observé que les courants chargés pouvaient changer la saveur des quarks. L'amplitude de l'interaction pour une paire de quarks ij donnée est un élément V_{ij} d'une matrice unitaire 3×3 dite CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [12, 13]. Elle peut être paramétrisée par 3 angles et une phase (qui est responsable de la violation de la symétrie CP par l'interaction faible), et sa forme, ainsi que les valeurs mesurées dans le cadre du Modèle Standard [10], est :

$$V_{CLM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97419 & 0.2257 & 0.00359 \\ 0.2256 & 0.97334 & 0.0415 \\ 0.00874 & 0.0407 & 0.999133 \end{pmatrix}$$

1.2.3 La chromodynamique quantique

Historiquement, dans les années 60, on connaissait plusieurs centaines de particules sensibles à l'interaction forte, les hadrons, ce qui était difficilement explicable. Parmi elles, les baryons de spin demi-entier (1/2 ou 3/2) et les mésons de spin entier (0 ou 1). De plus, des expériences de diffusion d'électrons sur des nucléons (proton ou neutron) montraient une nature composite de ses derniers. La théorie des quarks, développée par Gell-Mann [14] et Zweig [15, 16], propose une explication et prédit l'existence d'autres particules qui ont été observées par la suite, assurant le succès de cette théorie. En se basant sur des considérations de spin demi-entier des baryons, on a fait l'hypothèse qu'ils sont constitués de 3 fermions de spin 1/2, les quarks. On a appelé "up" le quark de charge électrique +2/3, et "down" le quark de charge électrique -1/3. A partir de cela, on peut reconstituer une grande partie des baryons connus ; par exemple, le proton correspond à un état uud de charge électrique +1, alors que le neutron correspond à un état udd de charge électrique nulle. Cependant, l'existence du baryon Δ^{++} de charge +2 implique une composition en quarks uuu, ce qui est incompatible avec le principe de Pauli. On attribue alors aux quarks trois degrés de liberté nommés "couleur" (d'où par extension la chromodynamique quantique), traditionnellement rouge, bleu et vert. On n'observe jamais de multiplets de couleur, mais seulement des singlets de couleur : les baryons qui sont constitués de 3 quarks ou 3 anti-quarks : $q^i_\alpha q^j_\beta q^k_\gamma$ ou $\bar{q}^i_\alpha \bar{q}^j_\beta \bar{q}^k_\gamma$ et les mésons qui sont constitués d'une paire quark/anti-quark : $q^i_\alpha \bar{q}^j_\beta$, avec $i,j,k = u,d,s,c,b$ et $\alpha,\beta,\gamma = R,B,V$.

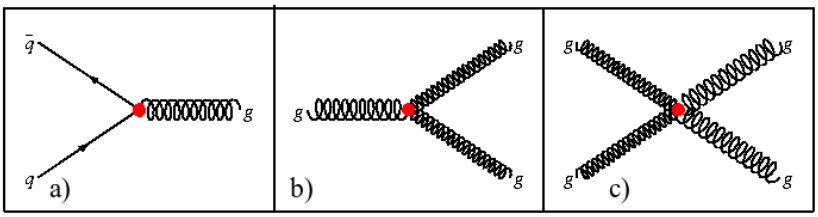


Figure *1.5* – *Vertex apparaissant dans le lagrangien de la chromodynamique quantique.*

On a aussi montré que l'état des hadrons était invariant dans toutes les redéfinitions des couleurs. On peut multiplier l'état de couleur d'un quark par une matrice du groupe SU(3) de couleur, qui est le groupe de symétrie pour l'interaction forte. On construit ainsi une théorie de jauge locale qui comporte 8 champs G^μ_a nommés gluons, et dont l'interaction est la même pour tous les quarks quelle que soit leur saveur. Comme le photon, ces gluons sont de masse nulle, mais contrairement au photon qui est de charge électrique nulle, ils portent eux-mêmes une charge de couleur, donc peuvent interagir entre eux. Le lagrangien de la chromodynamique

quantique contient donc des vertex quarks-gluons, mais aussi des auto-couplages à 3 ou 4 gluons (figure 1.5).

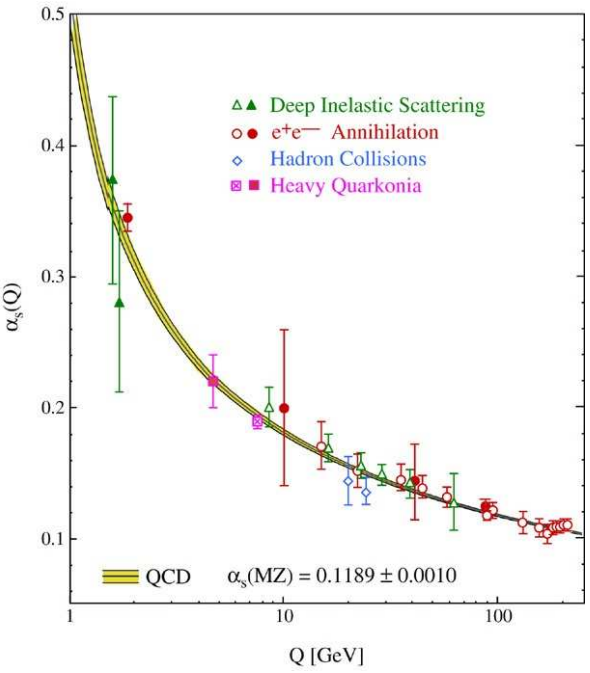


Figure *1.6* – *Constante de couplage forte α_S en fonction de l'échelle d'énergie Q, mesurée pour différents types d'expériences [17].*

Ceci a des conséquences importantes sur les propriétés de l'interaction. En effet, comme pour l'électrodynamique quantique, des paires de quark/anti-quarks se forment et s'annihilent autour d'un quark en ayant un effet d'écrantage, mais aussi des paires de gluons. La constante de couplage de l'interaction forte α_S est donc une fonction croissante (décroissante) de la distance (l'énergie), contrairement à la force électromagnétique qui décroît en $1/r^2$. Ainsi, lorsque l'on est à une distance inférieure à 1 fm (la taille du noyau), α_S tend vers 0 ; c'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique et qui permet d'observer des quarks "libres" à l'intérieur du noyau et de faire des calculs perturbatifs. A l'inverse, cette constante α_S est supérieure à 1 pour des distances supérieures à 1 fm. On peut le voir sur la figure 1.6 la décroissance de α_S avec l'énergie. C'est ce qui explique le confinement des quarks à l'intérieur du noyau, et pourquoi des quarks ou des gluons libres vont se fragmenter pour former des jets.

1.3 Réussites et limites du modèle standard

Toutes les particules prédites par le Modèle Standard (sauf le boson de Higgs) ont maintenant été découvertes, et leurs propriétés sont calculées et mesurées très précisément. Ainsi, dès l'établissement de la théorie électrofaible, en 1967, la masse du boson Z était prédite supérieure à 80 GeV [4], et la masse du quark top était de la même manière contrainte avec une précision d'environ 10% par les mesures du LEP [18] avant même sa découverte au Tevatron en 1995.
La figure 1.7 montre différentes mesures de précision électrofaibles des expériences auprès du LEP, du SLC et du Tevatron, leur prédiction par le Modèle Standard, ainsi que la différence entre les mesures et les prédictions (avec comme unité l'erreur de mesure totale). On peut y voir un très bon accord, meilleur que 1 σ dans la plupart des cas, et toujours inférieur à 3 σ [19].

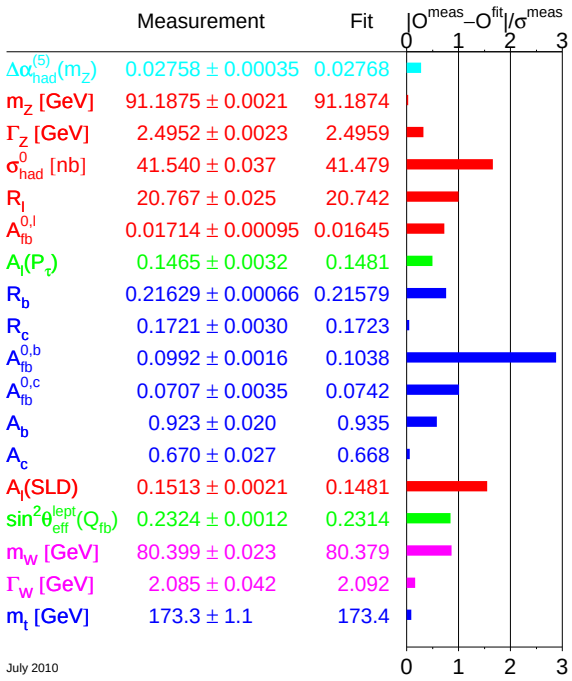


Figure *1.7* – *Mesures de paramètres du Modèle Standard avec les expériences du LEP, du SLC et du Tevatron, les valeurs prédites par le Modèle Standard, et la différence, en unités de l'erreur de mesure totale σ, entre les deux (valeurs de juillet 2010).*

Cependant, plusieurs éléments tendent à montrer que le Modèle Standard n'est pas une théorie finale. En effet, plusieurs choses ne sont pas expliqués par le Modèle Standard en lui-même : pourquoi il n'existe que 3 familles de particules, pourquoi utiliser le groupe de jauge $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, pourquoi il y a une différence de 5 ordres de grandeur entre les masses des différents quarks. De plus, cette théorie n'inclut pas la gravité. Cette théorie contient également 19 paramètres libres : les masses des quarks et des leptons (9 paramètres), les paramètres de la matrice CKM (4 paramètres), les constantes de couplages α, α_S et G_F, et les masses des bosons W, Z et de Higgs. De plus, plusieurs faits laissent à penser que le Modèle Standard n'est valable qu'à basse énergie. Théoriquement, le Modèle Standard n'est pas naturel à haute énergie, puisque les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs divergent à haute énergie, et les constantes de couplages fortes et électrofaibles ne convergent pas à haute énergie. Plusieurs faits expérimentaux entrent en contradiction avec le Modèle Standard, comme par exemple l'observation de l'oscillation des saveurs des neutrinos (chap. 13 de [10]) montre que ceux-ci ont une masse, ce qui n'est pas prévu par le Modèle Standard, ou une violation de la symétrie CP par certaines particules supérieure à celle contenue dans la matrice CKM [20]. Tous ces faits laissent à penser qu'il existe une nouvelle physique au-delà du Modèle Standard, qui devrait apparaître à une échelle d'énergie de l'ordre du TeV.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS auprès du collisionneur LHC

"*Oh ! mais, c'est... un accélérateur de particules !...*
- Tiens ! ? Vous... connaissez ! !"

Roger Leloup, *La Spirale du temps* (Yoko Tsuno tome 11), 1981.

Depuis le premier synchrotron créé par Lawrence en 1929 (accélérant des particules à une énergie de 80 keV), la montée en puissance des accélérateurs a permis la découverte des particules élémentaires tout au long du vingtième siècle. Le cadre théorique de Modèle Standard ayant été défini à la fin des années 70, ses prédictions ont pu être vérifiées. Ainsi, les bosons de jauge W et Z ont été découverts auprès du SPS dans les années 1983-1984, et leurs propriétés mesurées précisément auprès du LEP. Et le quark *top* a été découvert auprès du Tevatron en 1995. Ces expériences ont également cherché le boson de Higgs, dernière particule du Modèle Standard non encore observée expérimentalement. Le LHC peut permettre sa découverte, grâce à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et sa grande luminosité, comme on le verra au paragraphe 2.1. Le détecteur ATLAS, décrit dans la section 2.2, est une expérience généraliste, conçue pour des mesures de précision du secteur électrofaible, ainsi que des propriétés du quark *top*, mais aussi pour la recherche du boson de Higgs, et de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. Ce programme de physique sera décrit dans la section 2.3.

2.1 Le collisionneur LHC

Le LHC [21], Large Hadron Collider, collisionneur proton-proton, fait partie du complexe d'accélérateurs du CERN schématisé dans la figure 2.1 à gauche. Les protons injectés dans le LHC sont d'abord accélérés par une chaîne d'accélérateurs : les protons sont produits par l'ionisation de dihydrogène par un faisceau d'électrons, pré-accélérés par le LINAC2 à 50 MeV puis le PS booster à 1.4 GeV, puis accélérés à 26 GeV par le PS (proton synchrotron), et à 450 GeV par le SPS (super proton synchrotron) [i].

2.1.1 Caractéristiques du LHC

Comme le LHC utilise le tunnel du LEP (Grand collisionneur électron-positron) de 27 km de circonférence, pour pouvoir courber des protons de plus haute énergie, il a fallu augmenter

i. Les collisions sans accélération de la part du LHC se font donc à une énergie dite d'"injection" de 900 GeV dans le centre de masse.

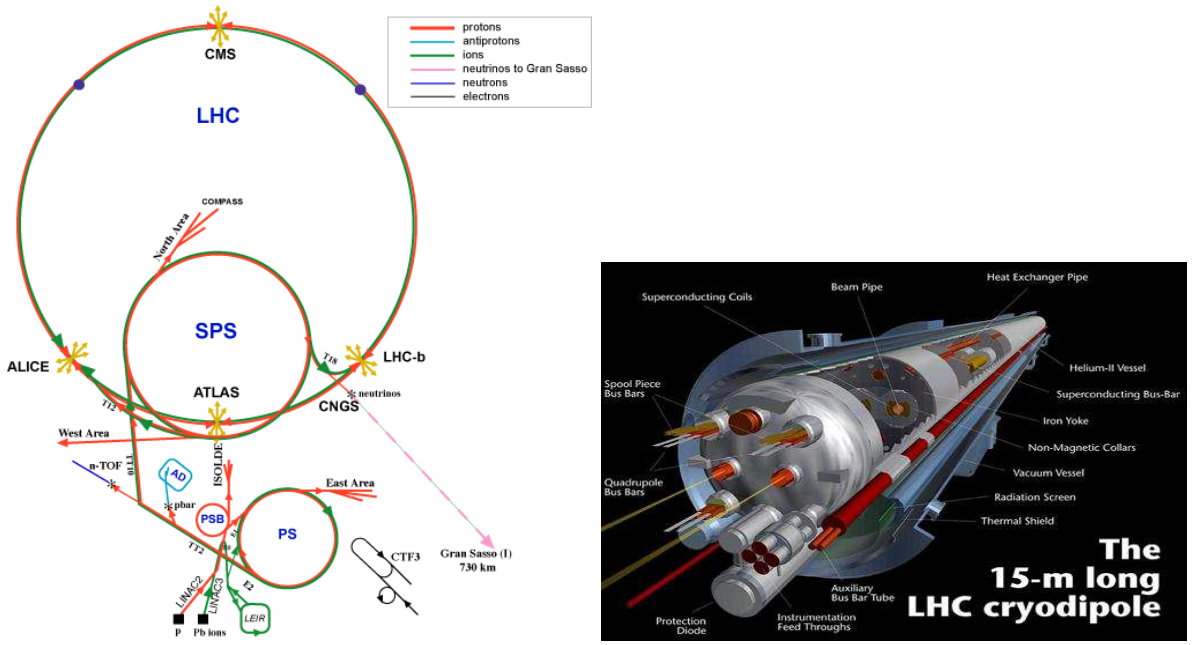


Figure 2.1 – *A gauche, complexe d'accélérateurs du CERN. A droite, vue en coupe d'un dipôle supraconducteur du LHC.*

le champ magnétique. Seuls des aimants supraconducteurs permettent d'atteindre des champs de l'ordre de la dizaine de Teslas de façon stable (8.33 T pour des faisceaux de 7 TeV). Le LHC contient environ 9300 aimants supraconducteurs, dont 1232 dipôles de 15 m de long. Chaque aimant contient les deux tubes dans lesquels les protons circulent en sens inverse, contrairement à un collisionneur e^+e^- ou $p\bar{p}$ pour lequel les particules de charge opposée peuvent circuler dans le même champ magnétique. Les bobines sont constituées de câbles supraconducteurs faits de fils entrelacés de niobium-titane dans une gaine de cuivre. Ils sont refroidis à une température de 1.9 K par un bain d'hélium superfluide qui sert en plus à évacuer rapidement la chaleur grâce à sa très grande capacité calorifique. Les dipôles, dont on peut voir une représentation schématique dans la figure 2.1 à droite, ou aimants de courbure, dirigent le faisceau, tandis que les quadripôles, ou aimants focaliseurs, permettent de conserver les protons autour de leur trajectoire nominale et de réduire la taille des faisceaux aux points de collision.

Les deux paramètres du faisceau les plus importants pour les mesures de physique sont l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$, et la luminosité $\mathscr{L}$. Le LHC peut fournir des collisions avec une énergie dans le centre de masse comprise entre 900 GeV et 14 TeV, et elle était de 7 TeV en 2010. La luminosité quant à elle ne dépend que des paramètres de l'accélérateur, et le nombre d'événements produits par seconde par un processus physique est donné par la formule $N = \mathscr{L}.\sigma$, où $\mathscr{L}$ est la luminosité instantanée (en $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$) et σ la section efficace du processus, souvent exprimée en barns [ii].
La luminosité (dite instantanée), pour des faisceaux de taille gaussienne, est donnée par la formule :

$$\mathscr{L} = \frac{n^2.B.\mathfrak{f}_{rev}}{4\pi\sigma_x^*.\sigma_y^*}F \tag{2.1}$$

où :

- n est le nombre de protons par paquet ;
- B est le nombre de paquets ;

ii. 1 b = 10^{-24} cm^2

– $\mathfrak{f}_{rev}$ est la fréquence de révolution des paquets ;
– σ_x^* et σ_y^* sont les largeurs des distributions gaussiennes des faisceaux dans le plan transverse ;
– F est un facteur géométrique dû à l'angle de croisement entre les faisceaux au point d'interaction.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques du LHC en fonctionnement nominal et en 2010.

Paramètre	2010	nominal
$\sqrt{s}$ (TeV)	7	14
N	$1.2.10^{11}$	$1.2.10^{11}$
B	368	2808
$\mathfrak{f}_{rev}$ (kHz)	11	11
σ_x^*, σ_y^* (μm)	~60	~15
F	-	0.836
$\mathscr{L}$ ($cm^2.s^{-1}$)	$2.1.10^{32}$	10^{34}
$\mathscr{L}_{int}$ /an	48 pb^{-1}	100 fb^{-1}

Tableau 2.1 – *Caractéristiques principales des faisceaux du LHC, en fonctionnement nominal, et lors du record de luminosité instantanée en 2010.*

On définit aussi la luminosité intégrée $\mathscr{L}_{int}$ par la formule $\mathscr{L}_{int} = \int \mathscr{L}(t)dt$.
En fonctionnement nominal, la luminosité instantanée sera de 10^{34} cm^{-2} s^{-1}, ce qui équivaut à une luminosité intégrée d'environ 100 fb^{-1} par an. En 2010, le pic de luminosité a été de 2.10^{32} cm^{-2} s^{-1}, et une luminosité totale de 48 pb^{-1} a été délivrée par le LHC.

2.1.2 Les principales expériences auprès du LHC

Il y a 4 points de collisions sur l'accélérateur, où se situent les 4 expériences principales du projet :

– ATLAS [22], A Large Toroidal LHC ApparatuS, située au point 1, expérience généraliste.
– ALICE [23], A Large Ion Collider Experiment, située au point 2, expérience consacrée aux collisions d'ions lourds et à l'étude d'un plasma de quark et de gluons.
– CMS [24], Compact Muon Solenoid, située au point 5, expérience généraliste.
– LHCb [25], LHC beauty experiment, située au point 8, expérience consacrée à l'étude des propriétés du quark b .

2.1.3 Démarrage et premières données du LHC

Les premiers faisceaux ont été injectés dans le LHC le 10 septembre 2008 . Suite à un incident dû à un problème de soudure d'une inter-connexion électrique entre deux aimants le 19 septembre, le programme du LHC a dû être interrompu pendant plus d'un an, afin de changer les aimants endommagés, de vérifier et réparer d'autres inter-connexions défectueuses, d'installer des soupapes supplémentaires sur certains aimants, et de rajouter de nouveaux systèmes de protection [26]. Après un redémarrage fin octobre 2009, les premières collisions ont été enregistrées le 23 novembre 2009 à l'énergie d'injection. Puis l'énergie des faisceaux a été augmentée pour obtenir des collisions à une énergie dans le centre de masse de 2.36 TeV le 8 décembre, dépassant le précédent record d'énergie détenu par le Tevatron. La figure 2.2 montre une photo prise en salle de contrôle d'ATLAS et un affichage d'événement d'une des premières

collisions à 900 GeV.

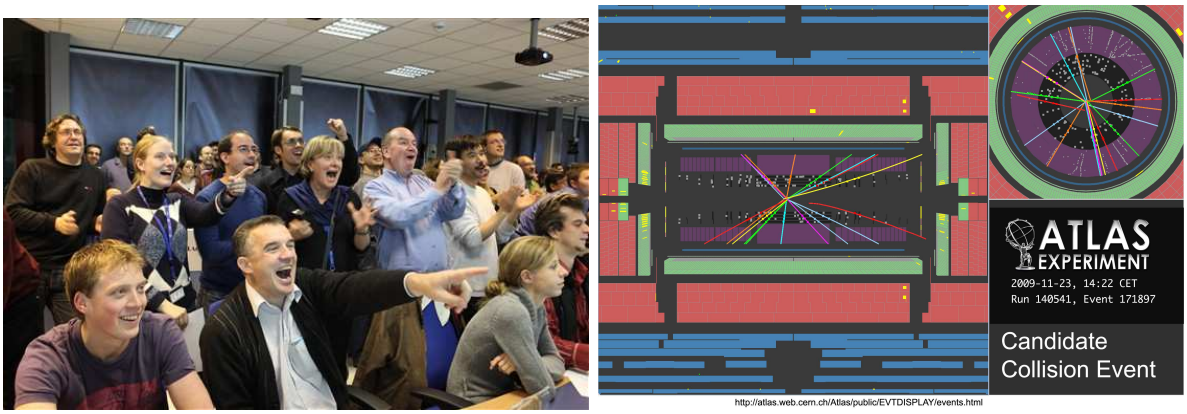


Figure 2.2 – *A gauche, photo prise dans la salle de contrôle d'ATLAS au moment du retour des premiers faisceaux en 2009. A droite, affichage d'événement d'une collision à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV enregistrée le 23 novembre 2010 où le champ solénoïdal était éteint.*

En 2009, 917000 collisions ont été enregistrées par ATLAS, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 20 μb^{-1}. Parmi elles, 538000 collisions (soit 12 μb^{-1}) correspondent à un état de "faisceau stable" à 900 GeV et 34000 collisions ont été enregistrées à 2.36 TeV. Ces données enregistrées en 2009 ont été utilisées pour la mise en œuvre de l'énergie transverse manquante avec les premières collisions présentée au paragraphe 4.4.2.

En 2010, les premières collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse ont été enregistrées le 30 mars. Jusqu'au 4 novembre, la luminosité instantanée a augmenté progressivement de 5 ordres de grandeur, de 10^{28} cm^{-2} s^{-1} à 2.10^{32} cm^{-2} s^{-1}, et le nombre moyen d'interactions est passé de 0 à 3.5 en moyenne par croisement de faisceau (figure 2.3). Ceci a permis d'enregistrer 45 pb^{-1} de données, comme on peut le voir sur la figure 2.4. Tous les résultats avec des collisions présentés dans ce document utilisent ces données prises en 2009 et 2010.

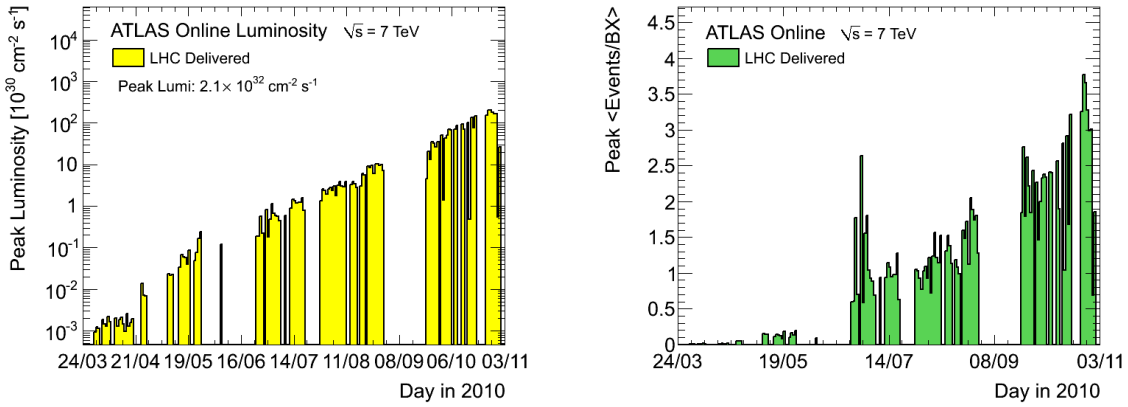


Figure 2.3 – *A gauche, pic de luminosité instantanée par jour pendant la prise de données 2010. A droite, nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux pour la période de prise de données à 7 TeV en 2010 [27].*

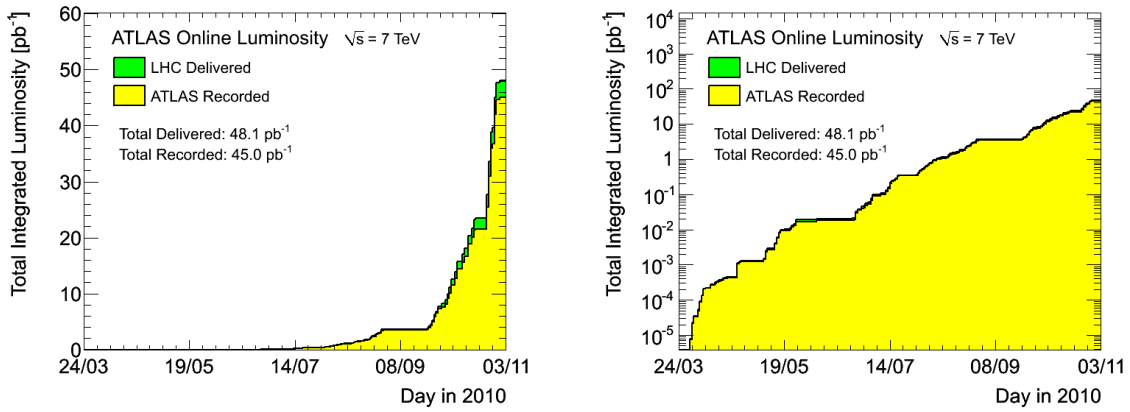


Figure 2.4 – *Luminosité intégrée totale délivrée par le LHC et enregistrée par ATLAS, en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).*

Les différents runs de prise de données sont regroupés en périodes, qui sont définies par un ensemble de conditions cohérentes du LHC, par un changement de configuration du détecteur, du déclenchement ou de version des logiciels de reconstruction. Ces périodes pour 2010 sont résumées dans le tableau 2.2, avec la luminosité intégrée par période et totale [iii]. Ces données enregistrées en 2010 ont été utilisées pour la mesure de la section efficace de production du boson W présentée au chapitre 6 (périodes A à D), et pour la mesure d'asymétrie de charge du boson W présentée au chapitre 7 (périodes A à I).

Période	runs	dates	$\mathscr{L}_{pic}$ (10^{30}cm^{2}s^{-1}) /période	$\mathscr{L}_{int}$ (nb^{-1}) /période	$\mathscr{L}_{int}$ (nb^{-1}) totale
A	152166 - 153200	30/03 - 19/04	0.006	0.4	0.4
B	153565 - 155160	23/04 - 16/05	0.068	8.2	8.6
C	155228 - 156682	18/05 - 05/06	0.24	8.5	17.1
D	158045 - 159224	24/06 - 19/07	1.6	298.4	315.5
E	160387 - 161948	29/07 - 18/08	3.9	1011.2	1326.7
F	162347 - 162882	19/08 - 29/08	10	1809.0	3135.7
G	165591 - 166383	22/09 - 07/10	71	6893.7	10029.4
H	166466 - 166964	08/10 - 18/10	149	7288.7	17318.1
I	167575 - 166776	24/10 - 28/10	209	19098.9	36417.0

Tableau 2.2 – *Périodes de prise de données en 2010, avec le pic de luminosité par période, et la luminosité intégrée par période et totale, correspondant aux données utilisables pour les analyses de physique.*

2.2 Description du détecteur ATLAS

ATLAS est la plus grande expérience de physique des particules jamais construite, avec 46 m de longueur et 25 m de hauteur, comme on peut le voir sur la figure 2.5. La collaboration regroupe plus de 3000 chercheurs originaires de 38 pays. Le détecteur a été élaboré selon une méthode désormais classique en physique des particules avec différents sous-détecteurs disposés

iii. Pour une qualité de données correspondant aux études du boson W (cf paragrapheC)

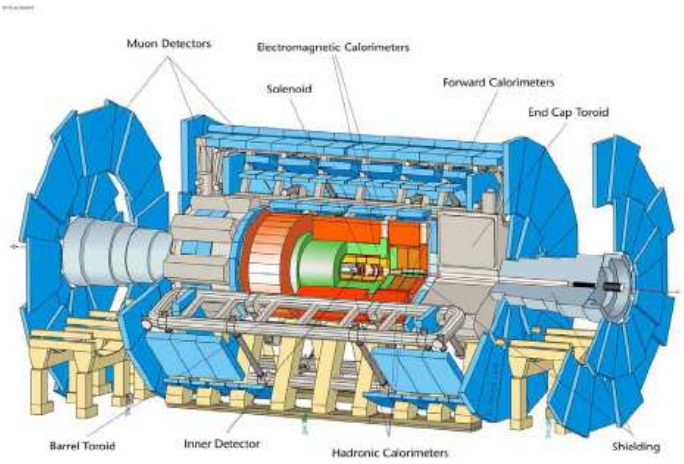


Figure 2.5 – *Vue d'ensemble du détecteur ATLAS*

"en oignon" autour de l'axe du faisceau, chaque couche servant à la détection de différents types de particules, comme résumé sur le schéma de la figure 2.6. En partant du point de collision, on trouve un trajectographe granulaire et robuste qui sert à mesurer l'impulsion des particules chargées. Ensuite, le calorimètre électromagnétique à argon liquide permet de mesurer l'énergie des électrons et des photons avec une très bonne couverture angulaire. Il est entouré par le calorimètre hadronique qui recueille l'énergie des jets qui n'a pas été perdue dans le calorimètre électromagnétique. Enfin, le spectromètre à muons permet de mesurer l'impulsion des muons, les seules particules qui s'échappent du calorimètre puis du détecteur.

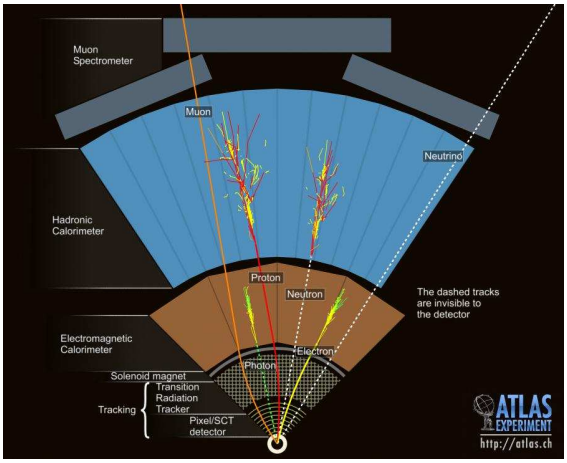


Figure 2.6 – *Schéma de principe de détection du détecteur ATLAS.*

2.2.1 Détecteur interne

Le détecteur interne [28, 29], détecteur de traces plongé dans un champ magnétique solénoïdal de 2 T, a pour principaux buts la mesure de l'impulsion des particules chargées dès 500 MeV, la reconstruction des vertex primaires et secondaires, et l'identification des électrons. Aux valeurs nominales de fonctionnement du LHC, environ 1000 particules chargées seront produites toutes les 25 ns [30]. Il est composé de 3 éléments indépendants, comme on peut le voir sur la figure 2.7.
Les deux éléments à semi-conducteurs, dits de précision, ont une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.5$. Finement segmentés transversalement (z et φ) et longitudinalement (R), leur prin-

cipal but est de fournir des points avec une très grande précision pour la reconstruction des traces. Ils ont aussi pour rôle de déterminer le paramètre d'impact et de reconstruire les vertex de saveurs lourdes et de leptons τ. Ils comportent tous deux une partie tonneau avec des couches cylindriques autour de l'axe du faisceau, et deux parties bouchons de chaque côté avec des couches en disques perpendiculaires à l'axe du faisceau.
Le **détecteur à pixels** [31] est placé entre 50.5 et 150 mm de l'axe du faisceau. Il possède trois couches et est très finement segmenté, avec 80,4 millions de pixels de taille moyenne 50×400 μm^2. Il permet de reconstruire des vertex secondaires, caractéristiques en particulier des désintégrations de quarks b, grâce à sa couche la plus interne qui se situe à seulement 5 cm de l'axe des faisceaux. Le CPPM a participé activement à sa conception, sa construction, et ses tests en faisceaux.
Le **trajectographe à semi-conducteur** (ou SCT, *semi-conductor tracker*) quant à lui est situé entre 299 et 560 mm du faisceau et possède 6,3 millions de canaux. Il est constitué de 4 doubles couches dans le tonneau et de 9 doubles couches dans les bouchons. Il permet d'avoir en moyenne 4 points dans l'espace pour la reconstruction des traces.
Ces détecteurs de précision sont complétés par le **trajectographe à rayonnement de transition** (ou TRT, *transition radiation tracker*), situé entre 563 et 1066 m de l'axe du faisceau, qui comporte 350848 canaux, mais sa couverture angulaire est limitée à $|\eta| = 2.0$. Le TRT est composé d'environ 300000 tubes proportionnels à dérive remplis d'un mélange de gaz dont du xénon, appelés pailles. Ces pailles sont disposées parallèlement au faisceau en couches cylindriques dans le tonneau et sont orientées radialement en roue dans les bouchons. Du fait de cette disposition, seule l'information en R et φ est disponible. Ce détecteur est prévu pour que les particules d'énergie transverse supérieure à 500 MeV croisent en moyenne 30 pailles. Cette structure permet aussi de fournir une information pour l'identification des électrons. En effet, des fibres (dans le tonneau) ou des feuilles (dans les bouchons) de propylène sont disposées entre les pailles. Le rayonnement de radiation ainsi créé (plus important pour les électrons que pour les hadrons) produit un signal plus énergétique dans les pailles ; deux seuils dans l'électronique de fin de chaîne permettent de distinguer les deux types de signaux.

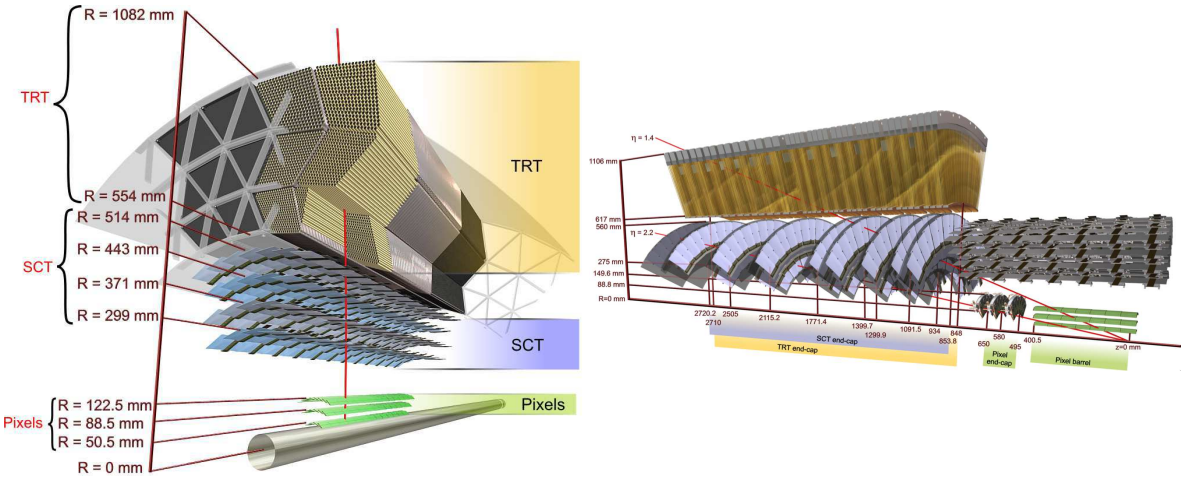


Figure 2.7 – *Vue en coupe du détecteur interne, avec une particule d'énergie transverse 10 GeV traversant les 3 éléments, avec la partie tonneau à gauche et la partie bouchon à droite.*

La résolution intrinsèque de la position en R-φ est de 10 μm, 17 μm et 130 μm pour respectivement le détecteurs à pixels, le SCT, et le TRT. Dans l'autre direction (z dans les tonneaux, R dans les bouchons), elle est de 155 μm pour le détecteur à pixels et de 580 μm pour le SCT. La résolution intrinsèque inférieure du TRT est compensée par le grand nombre

de points de mesure (30 points de mesure par trace pour 3 et 4 points pour le détecteur à pixels et le SCT respectivement). De plus, la résolution sur l'impulsion transverse attendue est de $\frac{\sigma_{pT}}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\%$, et elle augmente avec l'impulsion transverse.

Un des principaux critères à maîtriser pour une bonne mesure des traces est l'alignement du détecteur interne. La résolution de la mesure des paramètres des traces ne doit pas se dégrader de plus de 20% par rapport à la résolution intrinsèque. Pour cela, les modules du détecteur à pixels et du SCT doivent être alignés avec une précision meilleure que 7 μm, 12 μm et une dizaine de μm dans les directions de R, φ et z respectivement, et de quelques dizaines de μm pour le TRT. Un premier alignement a été effectué avec des muons cosmiques en 2008 [32], puis avec des traces issues des collisions en 2009 et 2010 [33]. La qualité de l'alignement peut être quantifiée à l'aide des résidus de l'extrapolation des traces, à la fois pour les données et avec une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum avec un alignement parfait. La figure 2.8 montre ces résidus pour la coordonnée de précision x pour les tonneaux du détecteur à pixels, du SCT et du TRT respectivement. Avec des traces d'énergie transverse supérieure à 15 GeV (à cette énergie, seuls la résolution intrinsèque et le mésalignement contribuent à la largeur des résidus), la largeur à mi-hauteur de ces résidus est de 9 μm, 25 μm et 118 μm pour les trois sous-détecteurs, en accord raisonnable avec les résultats de 8 μm, 24 μm et 122 μm pour un alignement parfait, et sont une grande amélioration par rapport à des résultats de 150 μm, 114 μm et 235 μm avant tout alignement en 2008 [iv]. La différence entre les données et le Monte-Carlo montre que le mésalignement est inférieur à 5 μm pour le détecteur à pixels, et à 10 μm pour le SCT.

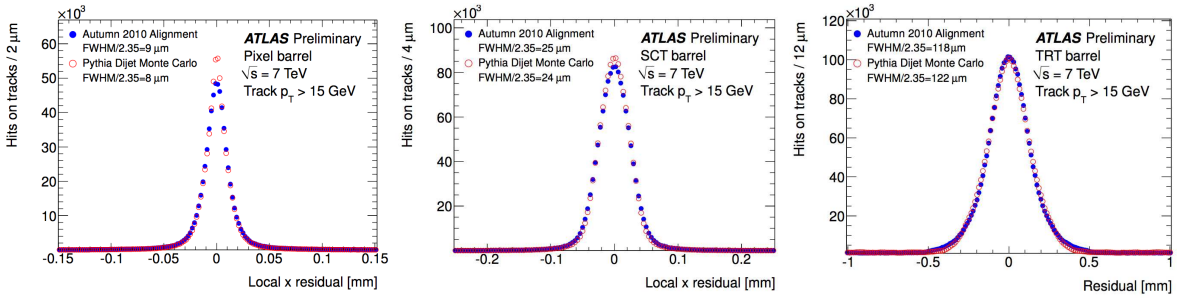


Figure 2.8 – *Résidus de l'extrapolation des traces pour la coordonnée de précision dans les tonneaux des éléments du détecteur interne, pour l'alignement issus des données à 7 TeV. Les ronds pleins bleus représentent les données, et les ronds ouverts rouges la simulation Monte-Carlo.*

2.2.2 Le système calorimétrique

Le but du système calorimétrique est la mesure de l'énergie des électrons, photons et jets, ainsi que leur identification.

Le système calorimétrique d'ATLAS, dont une vue en coupe est représentée dans la figure 2.9 est composé de 4 calorimètres à échantillonnage dont la granularité est détaillée dans l'annexe B.

Le **calorimètre électromagnétique** (ou EM) est constitué d'une partie tonneau et de 2 bouchons, avec un total de 173312 cellules. Le milieu actif est de l'argon liquide, et le milieu passif est du plomb. Sa couverture angulaire s'étend jusqu'à $|\eta| = 3.2$, avec une zone à granularité plus fine jusqu'à $|\eta| = 2.5$, correspondant à l'extension du détecteur interne. Il a la particularité

iv. Même si ces valeurs sont calculées avec des traces de $p_T > 2$ GeV, donc dégradées par les diffusions coulombiennes multiples.

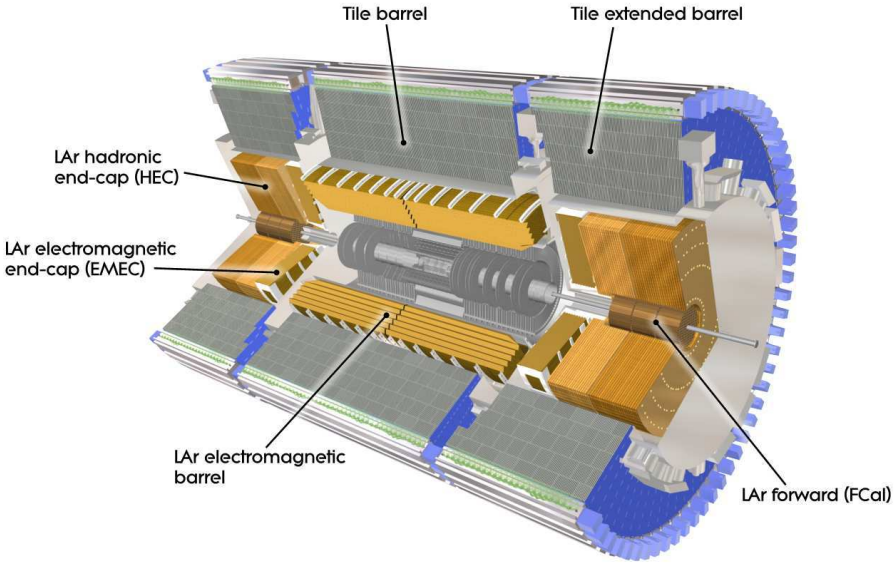


Figure *2.9* – *Vue en coupe du système calorimétrique d'ATLAS.*

d'avoir une structure en accordéon, ce qui permet une herméticité parfaite en φ. Le calorimètre électromagnétique bouchon a été conçu par le CPPM, qui en a assuré la moitié de la construction.
Le **calorimètre hadronique bouchon** (ou HEC, *hadronic endcap calorimeter*) utilise du cuivre comme milieu passif et de l'argon liquide comme milieu actif. Il contient 5632 cellules et sa couverture angulaire s'étend de $|\eta| = 1.5$ à $|\eta| = 3.2$.
Le **calorimètre à l'avant** (ou FCAL, *forward calorimeter*), avec 3524 cellules, permet de mesurer l'énergie des particules émises entre $|\eta| = 3.1$ et $|\eta| = 4.9$, avec l'argon liquide comme milieu actif. Il a une partie électromagnétique avec comme milieu passif du cuivre, et une partie hadronique avec comme milieu passif du tungstène,.
Le **calorimètre hadronique à tuiles** (ou *Tile calorimeter*) est également un calorimètre à échantillonnage, mais qui utilise une technologie différente : des plaques d'acier sont utilisées comme absorbeur, et des tuiles en plastique scintillant comme milieu actif. Situé après le calorimètre électromagnétique, il est composé d'un tonneau jusqu'à $|\eta| = 1.0$, et de deux tonneaux étendus de $|\eta| = 0.8$ à $|\eta| = 1.7$ et possède 5180 cellules.

Pour une mesure optimale de l'énergie, l'herméticité des calorimètres est un critère primordial, tant l'épaisseur (pour que toutes les particules sauf les muons soient arrêtées) que la couverture angulaire. Ainsi, l'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 et 24 longueurs de radiation (X_0) dans le tonneau et les bouchons respectivement. De même l'épaisseur totale est de 9.7 et 10 longueurs d'interaction (λ) dans le tonneau et les bouchons respectivement, comme on peut le voir sur les figures 2.10 et 2.11. Ceci permet de mesurer l'énergie des particules jusqu'à quelques TeV tout en empêchant la fuite de particules dans le spectromètre à muons. La couverture angulaire du système calorimétrique s'étend jusqu'à $|\eta| = 4.9$, ce qui particulièrement important pour la mesure de l'énergie transverse manquante. De plus, les calorimètres d'ATLAS ont la particularité d'être segmentés transversalement et longitudinalement, ce qui permet une meilleure identification des particules grâce à la forme des gerbes.

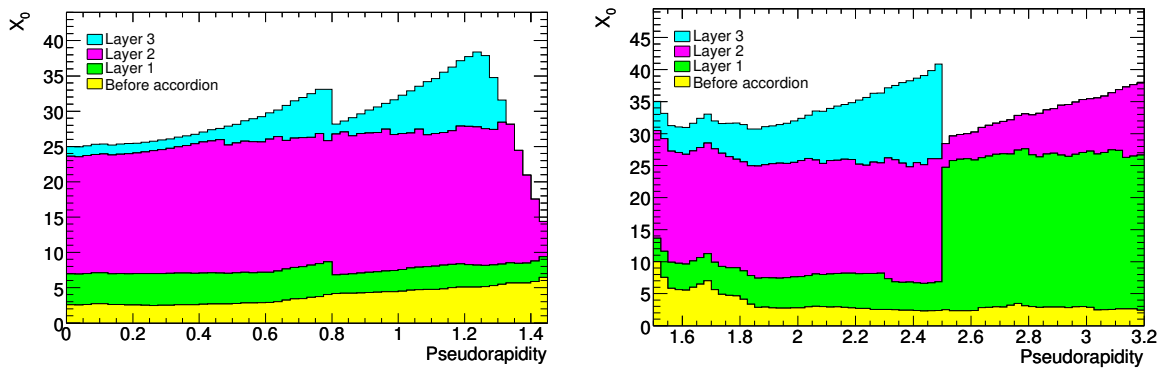


Figure 2.10 – *Quantité de matière cumulée (en unités de X_0) en fonction de la pseudo-rapidité η pour chaque compartiment du tonneau (à gauche) et des bouchons (à droite), ainsi que la quantité de matière totale avant le calorimètre.*

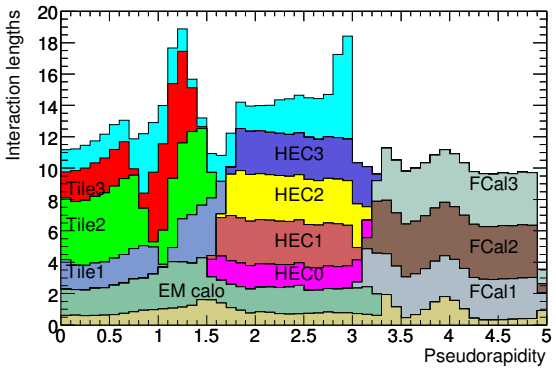


Figure 2.11 – *Quantité de matière cumulée (en unités de λ) en fonction de la pseudo-rapidité avant le calorimètre électromagnétique, dans le calorimètre électromagnétique, dans les différents compartiments des calorimètre hadroniques, ainsi la quantité de matière totale avant le spectromètre à muons pour $\eta < 3$.*

Le fonctionnement et les performances du système calorimétrique seront décrits en détails au chapitre 3.

2.2.3 Spectromètre à muons

Le spectromètre à muons [34] a pour but la mesure de la trajectoire et de l'impulsion des muons qui traversent de détecteur sans perdre beaucoup d'énergie et s'échappent du détecteur. Pour cela, un système d'aimants toroïdaux crée un champ magnétique qui courbe les traces et permet une mesure précise de l'impulsion des muons jusqu'à une impulsion transverse de quelques TeV. C'est ce système d'aimants qui donne sa forme et son nom à ATLAS. Le spectromètre permet une mesure de l'impulsion et le déclenchement, en fonctionnement autonome. Les muons peuvent être reconstruits avec le spectromètre à muons seul (meilleure résolution à grand p_T), avec le détecteur interne (meilleure résolution à bas p_T), ou avec une combinaison des deux.

Le **système d'aimants** [35] d'ATLAS contient des aimants supraconducteurs permettant de créer des champs magnétiques intenses (de 0.5 à 4 T). Il est constitué d'une partie tonneau avec 8 bobines toroïdales, que l'on peut voir sur la figure 2.12 à gauche, qui produit le champ jusqu'à $|\eta| = 1.4$, et de deux bouchons pour $1.6 < |\eta| < 2.7$. Les particules sont déviées par un mélange des 2 champs entre les deux. Ceci permet de dévier les particules dans le plan R-z, tout en limitant les diffusions multiples. La connaissance du champ magnétique étant primordiale

pour la mesure de l'impulsion, des sondes à effet Hall sont disposées dans toute la zone du champ magnétique et devraient donner une valeur du champ avec une précision de 0.1%, une fois calibrées avec des événements $Z \to \mu\mu$.

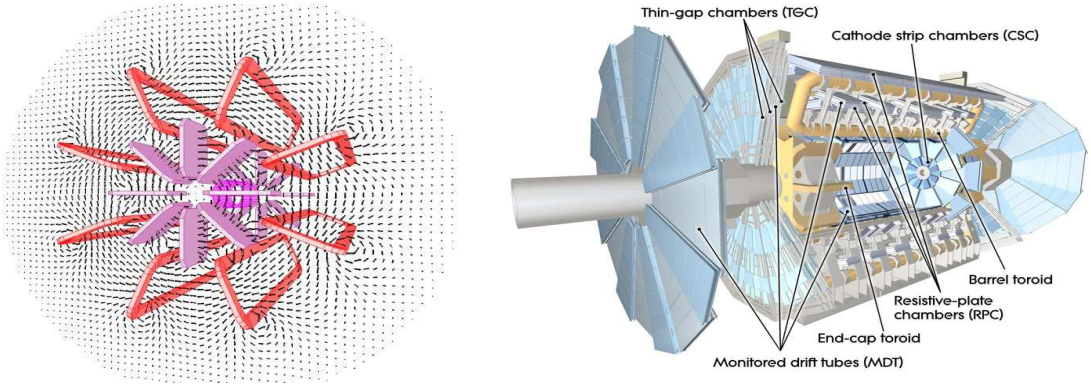


Figure 2.12 – *A gauche, schéma des aimants solénoïdal (en rose), toroïdal tonneau (en rouge) et toroïdal bouchon (en violet), et lignes de champs magnétiques créées par les aimants toroïdaux [36]. A droite, vue en coupe du spectromètre à muons.*

Le spectromètre en lui-même est constitué de chambres de mesures de précision, ainsi que de chambres dédiées au déclenchement. Ces différents sous-détecteurs sont visibles sur la figure 2.12 à droite.

Les **chambres de mesure de précision** sont constituées d'une partie tonneau avec des chambres disposées en 3 couches cylindriques autour de l'axe du faisceau et de deux bouchons avec 3 plans orthogonaux au faisceau. Elles mesurent les coordonnées des traces dans le plan de déviation du champ magnétique. Deux types de technologies sont utilisées : les **MDT** (ou *Monitored Drift Tubes*) qui sont constituées de tubes de dérive avec une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 2.7$, et les **CSC** (ou *Cathode Strips Chambers*) qui sont des chambres proportionnelles à multifils situées entre $|\eta| = 2.0$ et $|\eta| = 2.7$ et qui ont une granularité plus fine à cause du flux de particules plus élevé.
Les **chambres de déclenchement** sont constituées de **RPC** (ou *Resistive Plate Chambers*) dans la région $|\eta| < 1.05$ et de **TGC** (ou *Thin Gap Chambers*) dans la région $1.05 < |\eta| < 2.7$ ($|\eta| = 2.4$ seulement pour le déclenchement). En plus d'assurer le déclenchement des événements, elles permettent d'identifier les croisements de faisceaux, mais aussi des coordonnées du muon dans la direction perpendiculaire à celle mesurée par les chambres de mesure.

Le principal défi pour la mesure des trajectoires des muons est l'alignement des différentes chambres. En effet, pour atteindre une précision relative de l'impulsion transverse des muons de 10% pour une impulsion transverse de 1 TeV, il faut que l'alignement relatif des chambres soit meilleur que 30 μm. Pour cela, un système d'alignement optique a été mis en place avec de multiples détecteurs placés sur les chambres MDT, qui permet de connaître l'alignement à quelques centaines de μm près. Cet alignement peut être amélioré jusqu'aux spécifications en utilisant des traces de muons à haute énergie, provenant de muons cosmiques ou de collisions, avec le champ magnétique éteint. Pour le moment, l'alignement des chambres MDT est tiré de muons cosmiques dans la partie $|\eta| < 1.05$ et est connu avec une précision de $100 \pm 20\mu$m, est issu du système optique avec vérification avec des muons cosmiques dans la partie $1.05 < |\eta| < 2.7$, et est connu avec une précision de $100 \pm 50\mu$m. La position des chambres CSC est vérifiée avec des traces droites issues de collision, et est connue avec une précision de $700 \pm 200\mu$m [37]. On peut

voir l'amélioration apportée par ces mesures sur la figure 2.13 à gauche, où la flèche mesurée dans le plan de précision d'un module des MDT est compatible avec zéro après alignement avec des muons cosmiques.

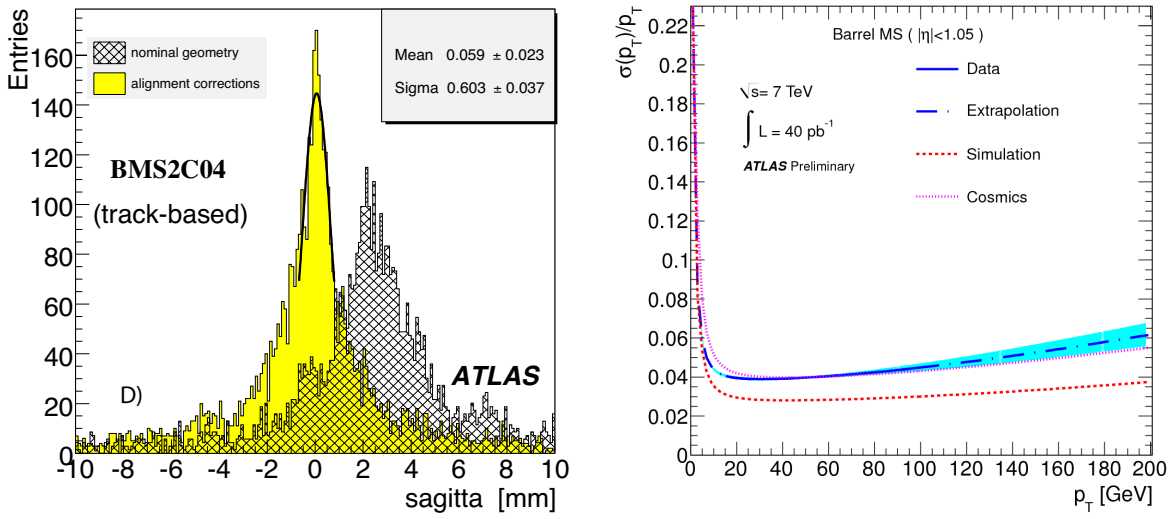


Figure 2.13 – *A gauche, flèche dans le plan de précision pour une chambre du spectromètre à muon tonneau pour des traces droites de muons cosmiques sans champ magnétique. La distribution grise correspond à l'alignement dans la géométrie nominale, et la jaune à l'alignement avec des traces droites (les valeurs dans la boîte de statistique correspondent à ce cas) [38]. A droite, courbe de résolution dans le spectromètre à muons avec des données de collisions en bleu, des données simulées en rouge et des données de muons cosmiques en rose, pour la région* $0 < |\eta| < 1.05$ *[37].*

La résolution attendue sur l'impulsion transverse est de 3-4% dans la région 10 GeV $< p_T <$ 500 GeV, et doit être inférieure à 10% pour $p_T = 1$ TeV [30]. La résolution pour des traces mesurées avec le spectromètre à muons seul est dégradée par le més-alignement, l'énergie perdue dans le calorimètre, et la connaissance du champ magnétique. Elle peut être paramétrisée par la fonction $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \frac{p_0}{p_T} \oplus p_1 \oplus p_2.p_T$, où p_0, p_1 et p_2 sont des termes d'énergie perdue dans le calorimètre, de diffusions multiples et de résolution intrinsèque respectivement. Elle a été mesurée avec les premières données en utilisant la position du pic de masse dans des événements $Z \to \mu\mu$ ou en comparant les impulsions mesurées par le détecteur interne et par le spectromètre à muons dans des événements $W \to \mu\nu$, pour des impulsions transverses comprises entre 20 et 100 GeV [37]. La résolution mesurée dans ce domaine d'impulsion est de 4-5% dans les régions $0. < |\eta| < 1.05$ et $1.7 < |\eta| < 2.0$, et de 5-10% dans les régions $1.05 < |\eta| < 1.7$ et $2.0 < |\eta| < 2.5$. On peut voir par exemple la résolution sur l'impulsion en fonction de p_T pour la région $0. < |\eta| < 1.05$ sur la figure 2.13 à droite. Une extrapolation à plus haute impulsion donne une résolution relative de 25-30% pour la région $|\eta| < 2.0$, et de 90% dans la région $|\eta| > 2.0$, mais ces résultats pourront être améliorés par une meilleure connaissance de la matière dans le détecteur interne (source de diffusions multiples) et surtout par un alignement connu à mieux que 30 μm.

2.2.4 Le système de déclenchement

En fonctionnement nominal, le LHC produira des collisions dans ATLAS toutes les 25 ns, soit un taux de croisement de 40 MHz. La taille d'un événement étant d'environ 1.6 Mbyte, il est impossible de conserver tous les événements, le taux de stockage étant limité à 200 Hz.

A titre de comparaison, en 2010, avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV et une luminosité de $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le taux de production d'un boson W était de 10 Hz, et celui d'un boson de Higgs de masse 400 GeV serait de 0.2 mHz [39]. Il faut donc maintenir un taux de réjection de 200000 tout en sélectionnant rapidement les événements intéressants. Dans ATLAS, ceci est réalisé grâce à 3 niveaux de déclenchement, dont on peut voir le schéma de principe sur la figure 2.14 à gauche.
Le premier, dit **niveau 1** [40], ou L1, doit prendre sa décision en 2.5 μs et donc cherche des dépôts d'énergie caractéristiques des particules étudiées (électrons, photons, jets, leptons τ) dans le calorimètre avec une granularité réduite (tours de déclenchement de taille $\eta \times \varphi = 0.1 \times 0.1$), des muons de haute énergie dans les chambres à muons dédiées au déclenchement, une grande énergie transverse totale, ou de l'énergie transverse manquante. Il effectue ensuite des coupures simples en énergie sur ces objets, et définit des régions d'intérêt (RoI) autour d'eux. Le taux d'événements ainsi sélectionnés est ainsi ramené à environ 75 kHz.

Le **deuxième niveau** [41], ou L2, reconstruit entièrement les événements, mais uniquement dans les régions d'intérêt indiquées par le niveau 1, ce qui correspond généralement à environ 2% de la taille d'un événement à traiter, en 40 ms en moyenne, réduisant le taux d'événements à 3.5 kHz.

Enfin, le **filtre d'événements**, ou EF, reconstruit entièrement l'événement hors-ligne, avec des algorithmes identiques à ceux utilisés pour l'analyse, afin d'atteindre le taux d'enregistrement de 200 Hz. On peut voir sur la figure 2.14 à droite le taux de déclenchement total de chaque niveau de déclenchement pour un run enregistré en octobre 2010.

Pour chaque niveau, un *prescale* peut être appliqué à chaque menu, afin d'optimiser la bande passante en fonction de la luminosité et de l'évolution du bruit de fond.

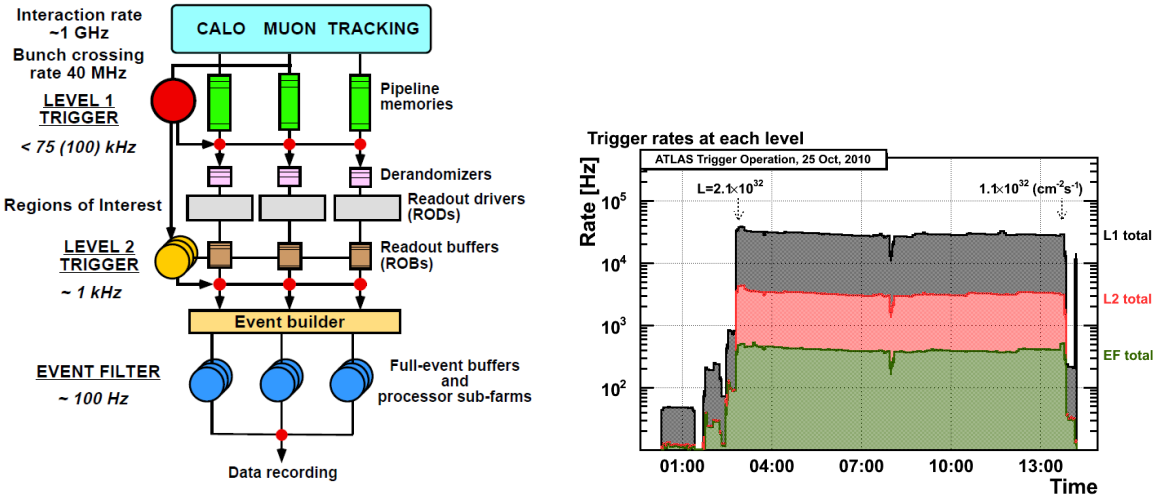


Figure 2.14 – *A gauche, diagramme du système de déclenchement/acquisition [40]. A droite, taux de déclenchement totaux des niveaux L1, L2 et EF en fonction du temps pour le run où le pic de luminosité pour 2010 a été atteint [42].*

2.2.5 Résumé et performances

Le tableau 2.3 résume le nombre de canaux et la couverture angulaire des différents sous-détecteurs. Il montre le très bon fonctionnement de tous ces sous-détecteurs, puisque plus de

97 % des canaux étaient opérationnels au moment de la prise de données en 2010.

Dans le calorimètre électromagnétique, certaines cellules ont leur électronique de lecture défaillante, que ce soit à cause de leur alimentation basse-tension, ou surtout à cause de câbles de transmission optique des FEBs défectueux. On peut voir la répartition de ces cellules par couche dans la figure 2.15 gauche. Le nombre de câbles de transmission défectueux a augmenté régulièrement depuis 2008 (figure 2.15 à droite), et ils ont été remplacés en janvier 2011, mais en 2010, cela concernait presque 2% des cellules.

Détecteur interne				
		Pixel	SCT	TRT
Nombre de cellules		80 M	6.3 M	350 k
Fraction opérationnelle		97.3%	99.2%	97.1%
Couverture		$\|\eta\| < 2.5$	$\|\eta\| < 2.5$	$\|\eta\| < 2.0$
Calorimètre				
	EM	HEC	FCal	Tile
Nombre de cellules	170 k	5600	3500	9800
Fraction opérationnelle	97.9%	99.9%	100%	96.8%
Couverture	$\|\eta\| < 3.2$	$1.5 < \|\eta\| < 3.2$	$3.1 < \|\eta\| < 4.9$	$\|\eta\| < 1.7$
Spectromètre à muons				
	MDT	CSC	RPC	TGC
Nombre de cellules	350 k	31 k	370 k	320 k
Fraction opérationnelle	99.5%	98.5%	97.0%	98.4%
Couverture	$\|\eta\| < 2.7$	$2.0 < \|\eta\| < 2.7$	$\|\eta\| < 1.05$	$1.05 < \|\eta\| < 2.7$
Déclenchement (niveau 1)				
		Calo	RPC	TGC
Nombre de cellules		7160	370 k	320 k
Fraction opérationnelle		99.9%	99.5%	100%
Couverture		$\|\eta\| < 4.9$	$\|\eta\| < 1.05$	$1.05 < \|\eta\| < 2.4$

Tableau 2.3 *– Status du détecteur ATLAS au 9 novembre 2010.*

2.3 Programme de physique d'ATLAS et premiers résultats.

En tant qu'expérience généraliste, ATLAS possède un très vaste programme de recherche, que ce soit des mesures de particules déjà connues, la recherche du boson de Higgs, ou la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse va permettre soit de disposer d'un grand nombre de particules du Modèle Standard (boson W, quark top) pour faire des mesures de précision, soit d'avoir un nombre suffisant de processus rares (boson de Higgs, nouvelle physique) pour permettre leur observation. On peut voir ainsi sur la figure 2.16 la section efficace de production en collisions protons-protons de quelques processus en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Ainsi, entre 1.96 TeV au Tevatron et 14 TeV au LHC, la section efficace de production des bosons W et Z est mul-

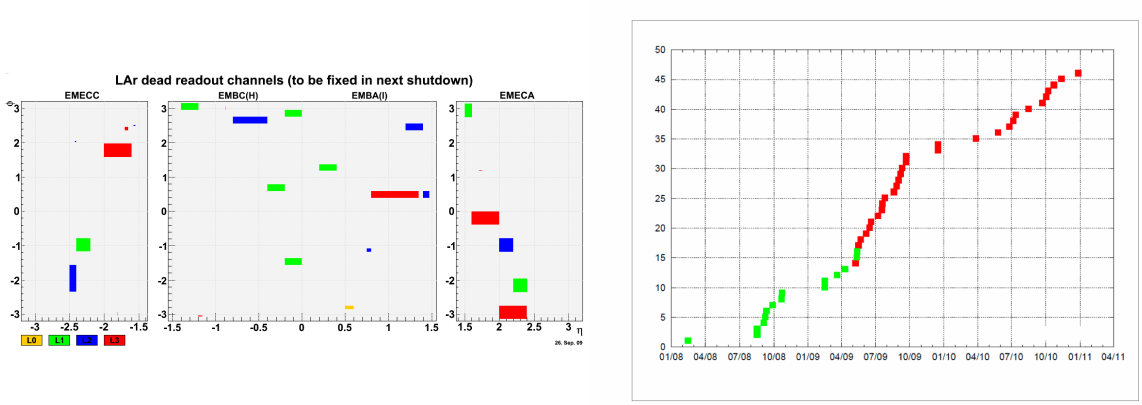


Figure 2.15 – *A gauche, carte $\eta - \varphi$ des canaux électroniques non lus en 2010. A droite, nombre cumulatif de cartes électroniques ayant leur câble de transmission défectueux entre début 2008 et fin 2010.*

tipliée par 10, celle du quark top par 100, celle d'un boson de Higgs de masse 120 GeV par 60 [43], et celle d'un boson de jauge lourd de masse 1 TeV par 700. Sont également rassemblés dans le tableau 2.4 le nombre d'événements produits au LHC à la fin du mois de juin 2011 (1 fb^{-1}) pour quelques processus caractéristiques, et qui sont similaires voire supérieurs au nombre d'événements produits au Tevatron depuis le début de son fonctionnement. On peut aussi y voir la luminosité intégrée qui a été nécessaire à l'observation ou à l'exclusion de ces processus (sauf pour le boson de Higgs où il s'agit de prévisions [44]).

Particule	Masse (GeV)	Section efficace	Nbre évts fin 2011	Nbre évts Tevatron	$\mathscr{L}_{int}$ pour observation	$\mathscr{L}_{int}$ pour exclusion
$W \to \ell\nu$	80.4	10.45 nb	10^7	3.10^7	7 nb^{-1} [45]	-
boson Z	91.2	0.9 nb	10^6	3.10^6	17 nb^{-1} [46]	-
quark top ($t\bar{t}$)	172.0	165 pb	160k	72k	280 nb^{-1} [47]	-
Higgs	120	17 pb	17k	9k	8.3 fb^{-1}	2.9 fb^{-1}
Higgs	400	2 pb	2k		1.5 fb^{-1}	0.5 fb^{-1}
SUSY ($\tilde{q}$ et $\tilde{g}$)	800	-			-	35 pb^{-1} [48]
$W' \to \ell\nu$	1500	89 fb	90	25	-	36 pb^{-1} [49]
$Z' \to \ell\ell$	1000	95 fb	100	25	-	40 pb^{-1} [50]

Tableau 2.4 – *Masse, section efficace de production à 7 TeV, le nombre d'événements attendus fin juin 2011 (1 fb^{-1}), le nombre d'événements total au Tevatron (10 fb^{-1} [51]) et luminosité intégrée nécessaire pour une observation et/ou une exclusion .*

2.3.1 Mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard.

Même si toutes les particules prédites par le modèle standard ont été découvertes et étudiées, et malgré l'environnement hadronique, certaines mesures de précision restent possibles au LHC, notamment dans le secteur du boson W et du quark top. De plus, ces particules permettront d'étalonner le détecteur au démarrage.

Les **bosons de jauge W et Z** ont déjà été étudiés en détails au LEP et au Tevatron. Ainsi, la masse du boson Z est connue avec une précision relative de 10^{-5} [10], et cette mesure

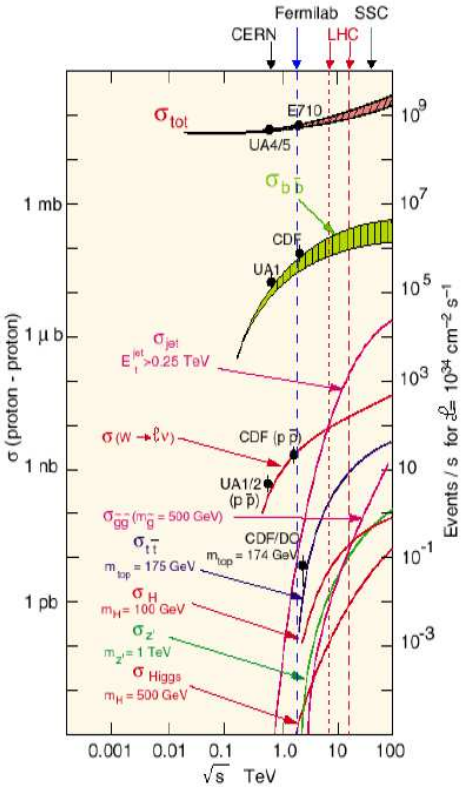


Figure 2.16 – *Section efficace de production de différentes particules en collisions p-p en fonction de l'énergie dans le centre de masse.*

ne sera pas améliorée avec le LHC. En revanche, cette masse connue avec une grande précision permet de déterminer l'échelle d'énergie des électrons. Le but est d'atteindre une précision de 0.1% [52] (similaire à celle des expériences du Tevatron), voire de 0.02% pour la mesure de la masse du boson W par exemple [53]. Cette méthode permet également d'intercalibrer les 448 zones du calorimètre [54] avec une précision de 0.3% avec environ 500 pb^{-1} de données à 7 TeV. Ces mesures seront détaillées plus en détails au paragraphe 3.2.2.

La masse du boson W, quant à elle, est connue avec une précision dix fois moins bonne que celle du boson Z. La moyenne mondiale des mesures est de 80.399 ± 0.023 GeV [10], en combinant les résultats du Tevatron [55] et du LEP [56], qui ont une erreur de 31 MeV et 33 MeV respectivement. On peut voir que la précision atteinte par un collisionneur hadronique peut être meilleure que celle du LEP, et elle pourra être améliorée avec les mesures d'ATLAS [53]. Une année de prise de données (10 fb^{-1}) à 14 TeV permettra d'avoir une erreur statistique inférieure à 2 MeV, mais pour atteindre une précision de l'ordre de 15 MeV, une très grande maîtrise des erreurs systématiques est nécessaire. La principale source d'incertitude (∼10 MeV) provient de l'échelle d'énergie des électrons, dont la linéarité entre la valeur mesurée à la masse du Z et celle à la masse du W devra être meilleure que 0.02%.
Par ailleurs, une bonne connaissance de la section efficace de production de ces bosons permet de tester les corrections QCD et contraindre les densités de probabilité des partons dans le proton, comme on le verra aux chapitres 6 et 7.

Le LHC est parfois surnommé **"usine à top"**, car la section efficace de production de paires de ce quark est environ 100 fois plus grande à 14 TeV qu'à 1.96 TeV, l'énergie du Tevatron. Le quark top a la propriété unique de se désintégrer par interaction faible (presque exclusivement en boson W et quark b) avant de s'hadroniser. Cela permet d'étudier précisément certaines

propriétés de corrélation de spin ou de polarisation du boson W. La polarisation du W issu d'un quark top est calculée précisément avec le Modèle standard, donc une mesure précise de cette polarisation serait sensible à de la physique au-delà du Modèle standard. Ainsi, les différentes composantes de l'hélicité du boson W peuvent être mesurées avec l'expérience ATLAS avec une précision de 1 à 5% avec 10 fb^{-1} de données à 14 TeV [30, 57]. Les premières mesures avec 35 pb^{-1} de données à 7 TeV [58] ont une précision de 7%, dominée par les erreurs statistiques, qui est déjà meilleure que les résultats du Tevatron avec ∼5 fb^{-1} de données [59, 60].
La mesure précise de la masse de ce quark est également importante, notamment parce que le boson de Higgs entre dans les corrections quadratiques de la masse du quark top et du boson W. Une mesure précise permet donc de contraindre indirectement la masse du boson de Higgs. La valeur moyenne de la masse du quark top en combinant les résultats de différentes expériences est de 173.32 ± 1.06 GeV [61]. Au LHC, il sera possible de mesurer cette masse avec une erreur comparable, à condition de connaître l'échelle d'énergie des jets avec une précision de 1% [30]. Enfin, une bonne compréhension de la production du quark top est essentielle, car il est l'un des bruits de fond principaux dans beaucoup de recherches de nouvelle physique.

2.3.2 Recherche du boson de Higgs.

Le **boson de Higgs**, comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2, est la dernière particule prédite par le Modèle Standard et non encore observée. Il est donc activement recherché par les expériences du Tevatron et du LHC. La limite inférieure pour la masse du boson de Higgs, déterminée par les expériences du LEP, est de 114.4 GeV [62]. Les dernières combinaisons de mesures des expériences du Tevatron ont également exclu l'intervalle de masse entre 158 et 175 GeV à 95% de l'intervalle de confiance [63]. Par ailleurs, des limites indirectes via des mesures électrofaibles (comme l'étude la masse du boson W et du quark top) ont établi que la masse d'un boson de Higgs du Modèle Standard est inférieure à 185 GeV à 95% de l'intervalle de confiance [64].
Dans ATLAS, plusieurs canaux de désintégration sont étudiés, ceux-ci dépendant de la masse du boson de Higgs. Entre 110 et 140 GeV, il se désintègre majoritairement en une paire de quarks $b\bar{b}$, mais le bruit de fond QCD est trop important pour que ce canal soit étudiable au LHC (ce canal peut cependant être étudié dans une production associée d'un boson de Higgs et d'un boson vecteur). D'autres canaux de désintégration sont possibles, comme une paire $\tau\bar{\tau}$ (rapport d'embranchement entre 3 et 7%) ou une paire de photons. Pour ce dernier canal, le rapport d'embranchement est de 0.2% seulement, et le bruit de fond est très important. Cependant, comme la largeur d'un boson de Higgs de cette masse serait inférieure à 10 MeV, il serait possible d'extraire un pic dans la distribution de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$, et le calorimètre électromagnétique a été étudié dans ce but.

De 130 à 1000 GeV, les canaux dominants sont les désintégrations en deux bosons vecteurs (W ou Z). En particulier, le canal où les bosons Z se désintègrent en deux leptons e ou μ est dit "canal en or", car même si le rapport d'embranchement est assez faible, le niveau de bruit de fond est bas.

On peut voir sur la figure 2.16 le potentiel de découverte ou d'exclusion d'un boson de Higgs avec l'expérience ATLAS et une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Avec 1 fb^{-1} de données accumulées (quantité délivrée par le LHC le 16 juin 2011), ATLAS devrait pouvoir exclure un boson de Higgs avec une masse comprise entre 130 et 460 GeV. Puis, avec 5 fb^{-1} de données, une observation du boson de Higgs avec une signification statistique de 3σ à 95% de l'intervalle de confiance serait possible pour des masses comprises entre 120 et 500 GeV [44].

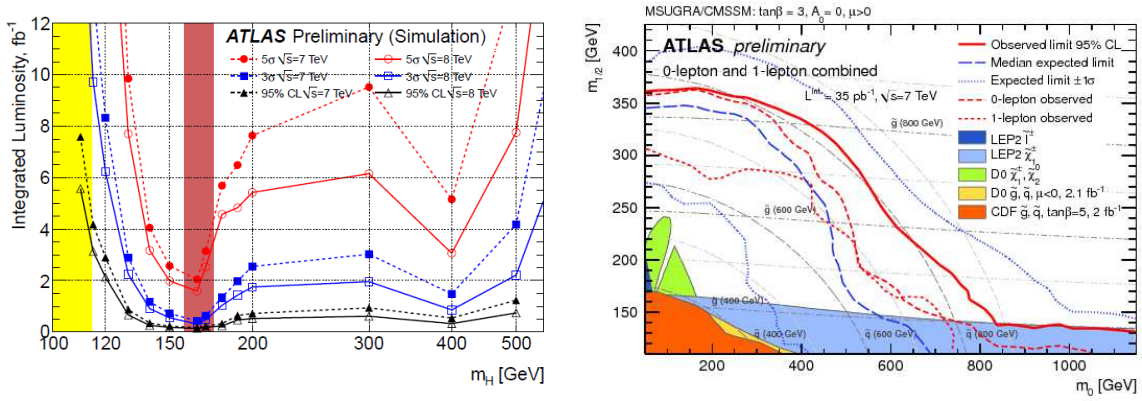


Figure 2.17 – *A gauche, luminosité intégrée nécessaire à l'exclusion, à la mise en évidence, ou à la découverte d'un boson de Higgs du Modèle Standard, avec une énergie dans le centre de masse de 7 ou 8 TeV [65]. A droite, limites d'exclusion à 95% de l'intervalle de confiance attendues (en bleu) et observés (ou rouge) dans le plan (m_0 ; $m_{1/2}$) pour les recherches de particules supersymétriques avec des jets, de l'énergie transverse manquante et 0 ou 1 lepton, avec 36 pb^{-1} de données, interprétées dans le cadre de la théorie mSUGRA avec $A_0 = 0$, $\tan_\beta = 3$, et $\mu > 0$. Les limites du Tevatron et du LEP sur les masses des squarks et gluinos dans ce contexte sont ajoutées.*

2.3.3 Recherches au-delà du modèle standard.

2.3.3.1 Supersymétrie

Comme on l'a vu au paragraphe 1.3, le Modèle Standard possède plusieurs limitations, notamment les problèmes de naturalité et de hiérarchie. Les **extensions supersymétriques** du Modèle Standard permettent de résoudre ces problèmes en introduisant une nouvelle symétrie qui transforme des fermions en bosons et inversement. Dans un modèle d'extension minimale du Modèle Standard (MSSM), à chaque particule (ou multiplets de particules) est associé un partenaire supersymétrique et 5 bosons de Higgs sont prédits : quark-squark, lepton-slepton, gluon-gluino, boson W/Higgs chargés-charginos et boson Z/photon/Higgs neutres-neutralinos. Les théories supersymétriques présentent d'autres avantages : elles permettent par exemple d'unifier les constantes de couplages à l'échelle de Planck, ce qui est prédit par les théories de Grande Unification, et certaines particules supersymétriques feraient de bons candidats à la matière noire. Certains de ces modèles introduisent des particules de spin 2 qui font des candidats au graviton et permettent d'inclure la gravitation. Cependant, puisque les particules supersymétriques de masse égale à leur partenaire du Modèle Standard n'ont pas été observées (les limites inférieures sont de l'ordre de 100 GeV pour les masses des charginos et des sleptons (LEP [66]), et de l'ordre de 300-350 GeV pour les masses de squarks et gluinos (Tevatron [67, 68])), la symétrie doit être brisée, introduisant une centaine de paramètres libres supplémentaires. Différents modèles pour expliquer cette brisure vont poser des contraintes sur ces paramètres. Un modèle utilisé fréquemment est le modèle mSUGRA (pour *minimal supergravity*) qui ne contient que 5 paramètres libres : la masse commune m_0 des particules scalaires (squarks, gluinos, boson de Higgs), la masse commune $m_{1/2}$ des charginos et neutralinos, et l'interaction trilinéaire A_0 Higgs-sfermion-sfermion à l'échelle de Grande Unification, $\tan\beta$ où β est le rapport des valeurs du champ de Higgs dans le vide des deux bosons de Higgs, et le signe de μ, la masse du boson de Higgs.

Les premières recherches de supersymétrie dans ATLAS se concentrent sur la recherche d'événements à grande énergie transverse manquante [53, 69]. Dans de nombreux modèles de supersymétrie, un nouveau nombre quantique est introduit, la R-parité, qui vaut +1 pour les particules ordinaires, et -1 pour les particules supersymétriques. Si cette parité est conservée,

les superparticules vont être produites par paires, et vont toutes décroître vers une particule stable appelée LSP (pour *lightest supersymmetric particle*). Cette particule n'interagissant que faiblement avec la matière, elle va créer une grande énergie transverse manquante, et la plupart des premières recherches sont basées sur les recherches avec des jets, des leptons, et une grande énergie transverse manquante ($\gtrsim$ 100 GeV) [70, 71, 72, 49, 73]. Ces études n'ont pas montré d'excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard, mais peuvent être interprétées dans le cadre de la théorie mSUGRA en prenant comme point de référence $A_0 = 0$, $\tan\beta = 3$, et $\mu > 0$. Ces résultats peuvent être comparés aux limites mesurées par les expériences du LEP et du Tevatron, comme on peut le voir par exemple pour la combinaison des analyses des jets, E_T^{miss}, et 0 ou 1 lepton sur la figure 2.17 à droite [48] : les limites sur la masse des squarks et gluinos sont repoussées de ∼350 GeV à 815 GeV avec seulement 60 fois moins de données que les expériences D0 et CDF.

2.3.3.2 Autres recherches

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard prédisent également des particules de masse comprise entre quelques centaines de GeV et quelques TeV. Quelques premiers résultats de ces recherches au LHC sont présentés ici.

De nombreuses théories au-delà du Modèle Standard, comme celles de *little Higgs* [74], de grande unification [75], ou de dimensions supplémentaires [76] prédisent l'existence de bosons de jauge lourds neutres (nommés alors Z') ou chargés (W'). La recherche de ces bosons, dans le cadre où ils ont les mêmes couplages que ceux du Modèle standard, se base souvent sur la recherche d'un excès de signal dans les distributions de masse invariante $m_{\ell\ell}$ ou de masse transverse m_T dans les canaux de désintégrations leptoniques. Les résultats les plus récents ont été réalisés par les expériences ATLAS et CMS, avec ∼35 pb^{-1} de données. Les mesures de ces deux expériences pour un boson Z' sont de 1.05 TeV et 1.14 TeV pour les expériences ATLAS [50] et CMS [77] respectivement, repoussant la précédente limite de 1.03 TeV mesurée par l'expérience CDF [78]. Pour un boson W', une limite de 1.1 TeV est mesurée au Tevatron [79, 80], et elle est de 1.49 TeV et 1.58 TeV pour les expériences ATLAS [49] et CMS [81, 82] respectivement.

Plusieurs recherches de nouvelle physique reposent sur l'étude de production abondante de di-jets au LHC, en particulier du spectre de la masse invariante des jets et de la distribution angulaire des jets par rapport à l'axe des faisceaux, deux distributions décrites précisément par la théorie perturbative de la chromodynamique quantique. Parmi ces modèles, la similitude des 3 familles de fermions pourraient être une indication que les quarks et les leptons ont une nature composite, et qu'il existe des **quarks excités** q^* de grande masse. Une extension de la chromodynamique quantique prévoit quant à elle l'existence de gluons massifs nommés **axigluons**. Ces deux types de particules produiraient des résonances dans le spectre de masse invariante. Les meilleures limites actuelles sont de $0.60 < m_{q^*} < 2.64$ TeV pour les quarks excités et $0.60 <$ M < 2.10 TeV pour les axigluons, mesurées avec 36 pb^{-1} par l'expérience ATLAS [83], dépassant les limites précédentes de l'expérience CDF [84] avec 1.1 fb^{-1}. Une autre manifestation de la nature composite des quarks pourrait être une **interaction de contact** entre 4 fermions à une échelle caractéristique Λ. Dans ce cas, la proportion de di-jets produits dans la région centrale augmente avec la masse invariante, ce qui n'est pas le cas dans le Modèle Standard. La limite actuelle sur Λ est de 9.5 TeV [83], repoussant la limite de 2.4 TeV mesurée par l'expérience D0 [85].

Certaines extensions du Modèle Standard (certains modèles de fermions composites, de Grande Unification ou de technicolor étendue) prévoient l'existence de **leptoquarks** (LQ),

particules qui porteraient à la fois un nombre leptonique et un nombre baryonique. La création de paires $LQ\bar{LQ}$ sont étudiées auprès des collisionneurs, dans les canaux $llqq$ ou $l\nu qq$. Dans le cas où les leptoquarks se désintègrent exclusivement en une paire lq, les meilleures limites actuelles, mesurées avec 35 pb^{-1} de données par l'expérience CMS, sont de 384 GeV [86] et de 422 GeV [87] pour les leptoquarks de première et deuxième génération respectivement.

Même si la mesure précise du pic de masse du boson Z au LEP [1] a fixé à 3 le nombre de neutrinos légers, certaines théories proposent l'existence qu'une 4$^{\text{ème}}$ génération de particules lourdes, qui pourraient être une source de violation de la symétrie CP, ou expliquer un boson de Higgs lourd. Les premières recherches au LHC ont permis de contraindre les masses inférieures de quarks de 4$^{\text{ème}}$ génération : les masses $m_{q_4} < 270$ GeV avec l'expérience ATLAS [88] et $255 < m_{b_4} < 361$ GeV avec l'expérience CMS [89] sont exclues. Ces limites sont encore inférieures à celles mesurées par l'expérience CDF : 356 GeV pour un quark de type *up* et 372 GeV [90] pour un quark de type *down* [91].

La figure 2.18 résume les limites sur toutes les recherches d'ATLAS de physique au-delà du Modèle Standard avec les données enregistrées en 2010 et début 2011. Pour toutes ces recherches, les limites des précédentes expériences ont déjà été repoussées (sauf pour les quarks de 4$^{\text{ème}}$ génération), avec moins de 50 pb^{-1} de données, montrant bien le grand potentiel de découverte auprès du LHC.

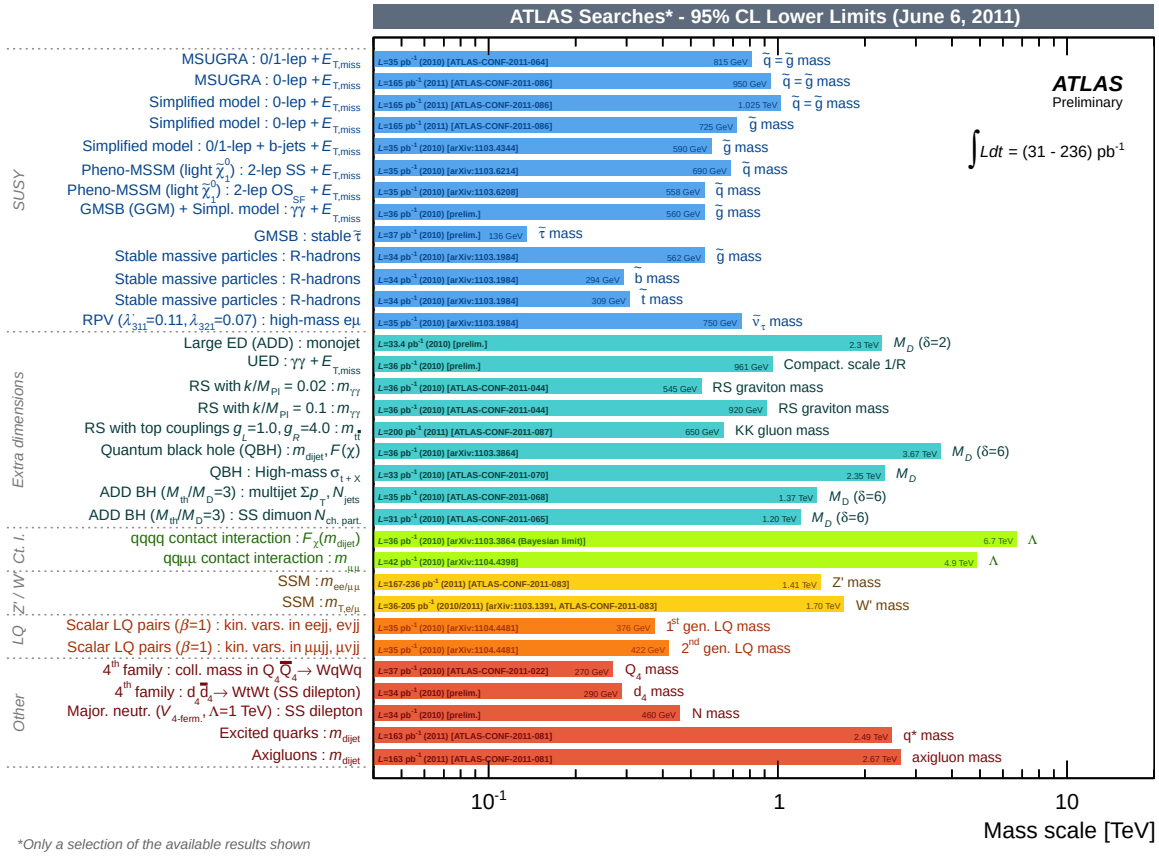


Figure 2.18 – *Limites sur la masse de particules prédites par des modèles au-delà du Modèle Standard, mesurées par l'expérience ATLAS au 6 juin 2011.*

Chapitre 3

Mise en œuvre du système calorimétrique

"*Salut à la bourgeoise, au bourgeois en suivant,*
Battu avons la gerbe aujourd'hui joyeusement. [...]
Les garçons du village, s'en vont la gerbe battant,
Les bouquets qu'on apporte, chacun s'en fleurissant."

La gerbe (hanter-dro), chant traditionnel de Haute-Bretagne.

Le but du système calorimétrique est d'identifier et de mesurer avec une très grande précision l'énergie et la direction des électrons, photons et jets jusqu'à une énergie de quelques TeV. Il a été particulièrement optimisé pour mesurer des électrons et des photons d'énergie comprise entre 30 et 100 GeV, des énergies caractéristiques dans la recherche d'un boson de Higgs. La grande granularité des calorimètres électromagnétiques permet d'identifier les électrons avec une grande réjection des jets. Un élément important est aussi l'herméticité du système, tant la couverture angulaire totale que la profondeur des différents calorimètres. Elle permet de mesurer l'énergie des jets et l'énergie transverse manquante avec une bonne résolution. Testé exhaustivement en tests en faisceaux, il a été totalement intégré et dans l'acquisition en juin 2008. Il a depuis été possible de tester ses performances *in situ*. Après avoir décrit le système calorimétrique dans la section 3.1, on détaillera la reconstruction d'énergie dans les cellules dans le paragraphe 3.2. On s'intéressera ensuite à la mise en œuvre de cette reconstruction de l'énergie avant les premières collisions dans la section 3.3. Enfin, la section 3.4 montrera le bon comportement des calorimètres avec les premières collisions fin 2009.

3.1 Description du système calorimétrique

3.1.1 Calorimètres à échantillonnage

Tous les calorimètres d'ATLAS sont à échantillonnage, c'est-à-dire qu'ils alternent des couches d'absorbeurs et de détecteur. Ce type de calorimètre a une résolution un peu moins bonne que les calorimètres homogènes : par exemple, la résolution attendue pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$ [92] alors que celle pour le calorimètre à cristaux de tungstate de plomb de CMS est $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{3\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.6\%$ [93]. Mais ils ont l'avantage d'avoir une meilleure résolution spatiale : afin d'atteindre la même résolution angulaire que le calorimètre électromagnétique d'ATLAS ($\frac{50mrad}{\sqrt{E}}$), un détecteur de pied de gerbe à échantillon-

nage est placé devant le calorimètre de CMS. Les calorimètres à échantillonnage permettent également une segmentation en profondeur. Certains calorimètres (calorimètre électromagnétique, bouchon hadronique et détecteur à l'avant) utilisent un métal comme absorbeur (plomb, cuivre ou tungstène) et l'argon liquide comme milieu actif, ce dernier ayant l'avantage d'avoir une linéarité intrinsèque, d'avoir une bonne stabilité de réponse dans le temps et une bonne résistance aux radiations. Le calorimètre hadronique à tuiles quant à lui utilise des absorbeurs en acier et des tuiles scintillantes comme milieu actif, ce qui permet d'avoir la profondeur requise.

Les performances attendues du système calorimétrique sont détaillées dans le tableau 3.1. Pour le calorimètre électromagnétique, elles ont été définies notamment pour la découverte du boson de Higgs dans les canaux $H \to \gamma\gamma$ et $H \to ZZ^{(*)} \to 4e$, ou pour la recherche de bosons de jauge lourds créant des leptons de haute énergie. Les spécifications sur la résolution en énergie pour les calorimètres hadroniques sont moins contraignantes, car une grande partie de l'énergie des jets de haute énergie est déposée dans le calorimètre électromagnétique. Elles sont néanmoins nécessaires pour pouvoir estimer l'échelle d'énergie absolue des jets avec une précision meilleure que 1%, nécessaire aux mesures incluant des jets, notamment les études du quark top et la recherche de nouvelle physique à l'échelle du TeV.

	Résolution en énergie	Résolution angulaire	Non-linéarité
calo EM	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\%$	$\frac{50mrad}{\sqrt{E(GeV)}}$	< 0.5 %
calo HAD	$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ (central) $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%(FCal)$	-	<2%

Tableau 3.1 *– Performances attendues du système calorimétrique.*

La figure 3.1 à droite montre une vue en coupe schématique du système calorimétrique. On peut y avoir l'agencement des différents calorimètres, ainsi que leur recouvrement angulaire pour éviter la moindre coupure dans la couverture angulaire.

3.1.2 Les calorimètres à argon liquide

Ces calorimètres [92] partagent tous la même technologie avec l'utilisation de l'argon liquide comme milieu actif. La géométrie et la nature de l'absorbeur diffèrent selon les processus étudiés et le niveau de radiation. De plus, les calorimètres électromagnétiques et hadroniques bouchons, ainsi que le calorimètre à l'avant, partagent la même enceinte. Cette technologie a déjà été utilisée par de précédentes expériences (SLD [94], H1 [95], D0 [96]), mais le nombre de cellules est 3 à 5 fois plus important, puisque les calorimètres à argon liquide d'ATLAS en contiennent 182468. Plus de détails sur le nombre de cellules et la granularité des calorimètres sont disponibles dans l'annexe B.

3.1.2.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique sert à identifier et à mesurer l'énergie des électrons et des photons. Il est constitué d'un tonneau (souvent abrégé en EMB, *ElectroMagnetic Barrel*) et de deux bouchons (souvent abrégés en EMEC, *ElectroMagnetic End-Cap*). Le tonneau a une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| = 1.475$, tandis que les bouchons sont constitués d'une grande

roue avec une couverture angulaire de $1.375 < |\eta| < 2.5$ pour les mesures de précision et une petite roue qui augmente la couverture jusqu'à $|\eta| = 3.2$. La zone de transition entre le tonneau et des bouchons ($1.4 < |\eta| < 1.5$) laisse passer les câbles et services du détecteur interne.

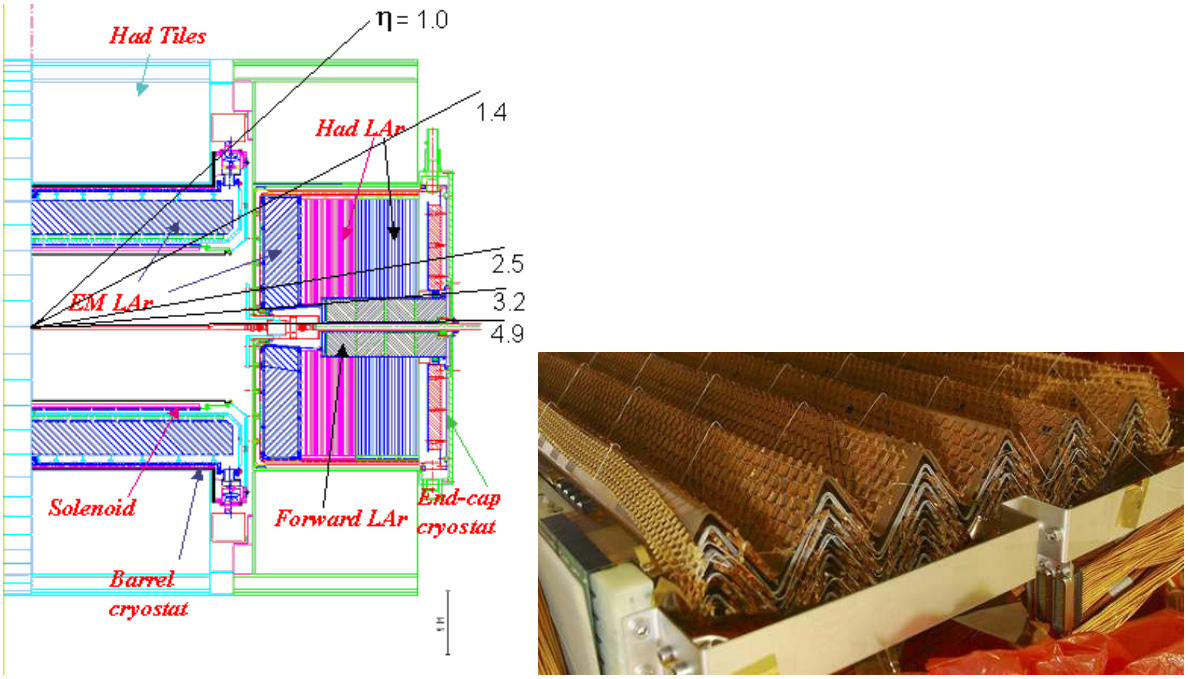


Figure 3.1 – *A gauche, schéma du système calorimétrique. A droite, photographie d'un module du tonneau électromagnétique en construction. On peut voir l'alternance d'absorbeur et d'électrodes, ainsi que le pliage en accordéon.*

L'absorbeur est constitué de plaques de plomb et l'argon liquide est utilisé comme milieu actif. Le calorimètre électromagnétique a la particularité d'avoir ses couches d'absorbeurs et d'électrodes pliées en accordéon, comme on peut le voir sur la figure 3.1 à droite. Ceci permet d'avoir une couverture complète le long de l'angle azimutal φ sans coupure.

Le calorimètre est très finement segmenté dans la zone de précision (jusqu'à $|\eta| < 2.5$, qui correspond à la couverture du détecteur interne) tant radialement que longitudinalement, ce qui est résumé sur la figure 3.2. Dans cette dernière direction, le calorimètre comporte trois 3 compartiments, nommées S1, S2, S3. Le dépôt d'énergie maximal (en moyenne 80% de l'énergie incidente) se fait dans la deuxième couche, et celle-ci est divisée transversalement en cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$. La première couche quant à elle est très finement segmentée en η, avec des cellules de taille typique $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.003 \times 0.098$ dans le tonneau. Cette segmentation permet de mesurer précisément la position, en particulier pour les photons non convertis qui n'ont qu'une information calorimétrique, mais aussi de distinguer les vrais photons des paires de photons issus de désintégration de π^0. La troisième couche est moins finement segmentée, avec des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.050 \times 0.025$, car elle sert à mesurer les queues de gerbe. La petite roue ne contient que deux couches qui sont moins finement segmentées. De plus, jusqu'à $|\eta| = 1.8$, une couche sans absorbeur, nommée pré-échantillonneur, ou PS (pour *Pre-Sampler*), est située avant la couche S1 et sert à corriger de l'énergie perdue avant le calorimètre.

Les performances des calorimètres électromagnétiques ont été mesurées en tests en faisceaux, puis avec des muons cosmiques et les premières données du LHC. Pour la résolution en énergie, les résultats des tests en faisceaux donnent des termes moyens de $a \simeq 10\%\text{GeV}^{1/2}$

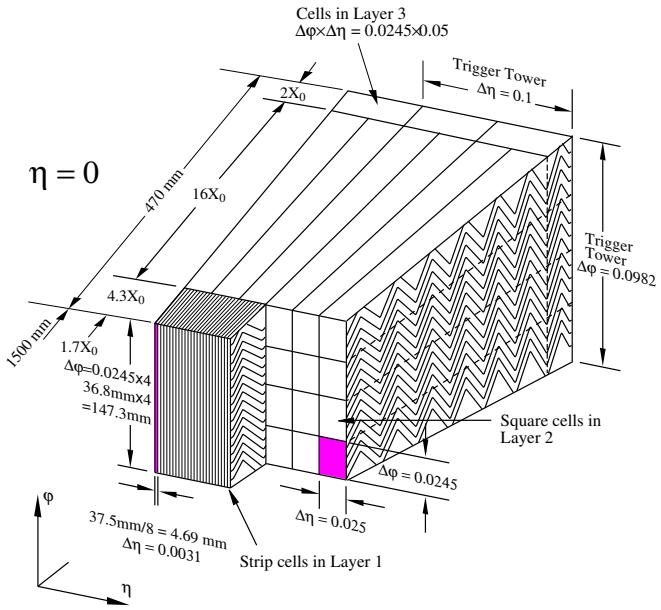


Figure *3.2* – *Schéma d'un module du tonneau électromagnétique. La segmentation en η et ϕ pour les cellules et les tours de déclenchement est représentée pour les 3 couches.*

et $c_{local} \simeq 0.2\%$ pour le tonneau [97], et de $a \simeq 11.4\%\text{GeV}^{1/2}$ et $c_{local} \simeq 0.35\%$ pour les bouchons [98], en accord avec les spécifications d'ATLAS. Cette résolution en énergie peut également être mesurée à l'aide de la masse invariante des di-électrons issus de bosons Z. Avec les données de 2010, en supposant que la terme d'échantillonnage est correctement décrit par la simulation, on mesure des termes constants de $c = 1.2 \pm 0.1(stat) \pm 0.3(syst)\%$, $c = 1.8 \pm 0.4(stat) \pm 0.2(syst)\%$ et $c = 3.3 \pm 0.2(stat) \pm 1.0(syst)\%$ pour le tonneau, la grande roue et la petite roue respectivement [99]. Ces résultats sont pour l'instant supérieurs aux attentes, à cause des non-uniformités, car l'intercalibration des régions en η et en ϕ n'est pas encore possible à cause du manque de statistique.

La linéarité de la réponse a également été mesurée en tests en faisceaux pour un point du tonneau ($\eta = 0.687$), et la non-linéarité a été mesurée inférieure à 0.1 % pour un module seul [97] pour des électrons d'énergie comprise entre 15 et 180 GeV. Dans des tests en faisceaux combinés, où les éléments du détecteur interne ajoutent de la matière avant le calorimètre, en ajoutant de la matière devant le calorimètre pour imiter des conditions réelles (avec un total compris entre 2.4 et 3.3 X_0), cette non-uniformité reste inférieure à 0.5% pour des énergies comprises entre 20 et 250 GeV [100]. Les spécifications d'ATLAS sont donc atteintes. Dans les bouchons, à $\eta = 1.7$, la non-linéarité est inférieure à 2% avec 2.7 X_0 de matière avant le calorimètre et des électrons d'énergie supérieure à 40 GeV.
En combinant les résultats des termes constants locaux et des linéarités, un trouve un terme global constant de $c_{global} < 0.60\%$ et $c_{global} < 0.70\%$ pour le tonneau et les bouchons respectivement [101].

3.1.2.2 Le calorimètre hadronique bouchon

Ce calorimètre, souvent abrégé par l'acronyme HEC (*Hadronic End-Cap*), est constitué de deux bouchons situés dans le même cryostat que les calorimètres électromagnétiques bouchon. Sa couverture angulaire va de $|\eta| = 1.5$ à $|\eta| = 3.2$, ce qui permet un recouvrement avec le calorimètre à tuiles et le calorimètre à l'avant présentés ci-après. Chaque détecteur est constitué de deux roues indépendantes, elles-mêmes contenant 2 couches. Ici, l'absorbeur est en cuivre.

La résolution en énergie a pu être mesurée lors de test en faisceaux d'un quart des modules du HEC [102], et est de $a = 21.4 \pm 0.1\%\text{GeV}^{1/2}$ et c compatible avec 0 pour des faisceaux d'électrons et de $a = 70.6 \pm 1.5\%\text{GeV}^{1/2}$ et $c = 5.8 \pm 0.2\%$ pour des faisceaux de pions chargés. En extrapolant à des jets, et en rajoutant la contribution du calorimètre électromagnétique bouchon (qui permet de mesurer la composante électromagnétique du jet avec une meilleure résolution) avec des simulations Monte-Carlo, un terme d'échantillonnage de $a = 56 \pm 3\%\text{GeV}^{1/2}$ et un terme constant de $c = 2.0 \pm 0.2\%$ a été calculé, en accord avec les spécifications.

La linéarité a également été testée avec des tests en faisceaux, et la non-linéarité était inférieure à 1 % jusqu'à une énergie de 150 GeV.

3.1.2.3 Le calorimètre à l'avant

Ce calorimètre, souvent abrégé en FCal (pour *Forward Calorimeter*) permet d'étendre la couverture angulaire du système calorimétrique jusqu'à $|\eta| = 4.9$, soit 0.1° du faisceau seulement, et permet une herméticité presque parfaite. Il est constitué de deux bouchons qui sont séparés en 3 modules : le premier contient du cuivre comme absorbeur et est consacré aux mesures électromagnétiques, alors que les deux suivants contiennent des absorbeurs en tungstène et sont consacrés aux mesures hadroniques. Sa longueur d'interaction totale est de 10 λ_I. Il a été conçu pour résister aux niveaux de radiations importants près du faisceau : dans l'absorbeur ont été installés des tubes régulièrement espacés qui contiennent l'électrode de mesure en leur centre et l'argon liquide, comme on peut le voir pour le premier module sur la figure 3.3 à gauche.

Les tests en faisceaux des 3 modules ont montré que les performances en matière de résolution en énergie étaient atteintes, avec une résolution de $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{94\%}{\sqrt{E}} \oplus 7.5\%$ pour un faisceau de pions chargés [103].

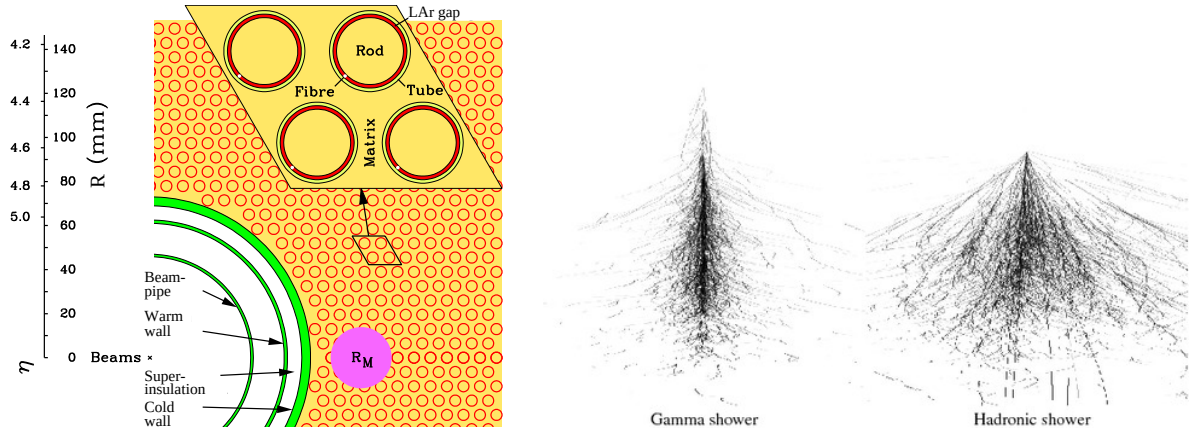


Figure *3.3* – *A gauche, structure des électrodes du premier module du calorimètre à l'avant. A droite, simulation d'une gerbe électromagnétique et d'une gerbe hadronique [104].*

3.1.3 Le calorimètre hadronique à tuiles

Ce calorimètre, appelé Tile (pour *Tile Calorimeter*) [105] utilise une technologie différente. Il contient en effet des plaques d'acier comme absorbeur, et des tuiles de plastique scintillant comme milieu actif. Il est constitué d'un tonneau qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.0$, et de deux

tonneaux étendus qui vont de $|\eta| = 0.8$ à $|\eta| = 1.7$, qui contiennent chacun 3 couches longitudinales. Sa profondeur est en moyenne de 7.4 longueurs d'interaction λ_I, pour un total d'environ 10 λ_I, comme on peut le voir sur la figure 2.11. On y remarque que le détecteur interne et le calorimètre électromagnétique représentent 2 à 3 λ_I, une grande partie de l'énergie d'un jet peut donc être déposée dans le calorimètre électromagnétique, et le calorimètre hadronique mesure le reste de l'énergie.
Le signal lumineux dans les tuiles est recueilli par des photo-multiplicateurs. Les deux extrémités des tuiles sont lues, ce qui permet une redondance de la mesure et une meilleure linéarité.

Les tests en faisceaux des modules du calorimètre à tuiles avec des faisceaux de pions [106] ont montré un terme constant de $a = 52.9 \pm 0.9\%$, en accord avec les spécifications, et un terme constant de $c = 5.7 \pm 0.2\%$, mais qui peut être amélioré en rajoutant la contribution du calorimètre électromagnétique. Ainsi, dans des tests en faisceaux combinés avec les prototypes des calorimètres électromagnétique et à tuiles, le terme constant mesuré est de $c = 3.0 \pm 0.1\%$ [107].

3.2 Principe de la reconstruction de l'énergie des cellules

Les particules entrant dans le calorimètre vont développer des gerbes en interagissant avec l'absorbeur. Le signal créé par ces gerbes dans le milieu actif va être lu par des cartes électroniques, qui vont reconstruire l'énergie déposée dans chaque cellule.

3.2.1 Développement des gerbes dans les calorimètres

3.2.1.1 Gerbe électromagnétique

Les électrons/positrons perdent leur énergie dans la matière (dans le plomb par exemple, pour une énergie supérieure à ∼10 MeV) essentiellement par radiation en émettant un photon de rayonnement de freinage, et les photons en créant des paires e^+e^-. Les matériaux traversés par ces particules sont donc définis par leur longueur de radiation X_0 qui correspond à la distance moyenne nécessaire pour qu'un électron perde $1 - \frac{1}{e}$ de son énergie ou à 7/9 du libre parcours moyen d'un photon avant qu'il ne se désintègre (6.37 g.cm^{-2} dans le plomb [108]).

Dans un modèle simple, tant que l'énergie des électrons et des photons est au-dessus d'une certaine énergie critique E_C ($E_C = 7.4/7.2$ MeV pour un électron/positron pour le plomb [108]), ils perdent la moitié de leur énergie tous les X_0, créant de nouvelles particules qui vont elles-mêmes rayonner, contribuant au développement d'une gerbe électromagnétique, comme on peut le voir sur la figure 3.3 à droite. Lorsque les particules ont une énergie inférieure à E_C, elles perdent leur énergie essentiellement par ionisation, et la gerbe s'arrête. L'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à 22 et 24 longueurs de radiation (X_0) dans le tonneau et les bouchons respectivement, permettant de recueillir l'énergie de tous les photons et électrons, jusqu'à plusieurs TeV.
La gerbe est également définie transversalement par son rayon de Molière R_M, 90% de l'énergie de la gerbe étant contenue dans un rayon R_M. Il vaut 1.6 cm dans le plomb [108].

3.2.1.2 Gerbe hadronique

Les hadrons sont absorbés dans la matière en créant des gerbes contenant principalement des pions, des kaons, des neutrons. Par exemple, une gerbe hadronique de 100 GeV contient :

- des électrons, photons et π^0 qui donnent une composante électromagnétique. Elle contribue à environ 50% de l'énergie de la gerbe ;

- une composante visible non-électromagnétique composée de l'ionisation de $\pi^{\pm}$, de protons ou de muons. Elle contribue à environ 25% de l'énergie ;
- une composante invisible non-électromagnétique, composée de réactions de cassure ou d'excitation des noyaux. Elle contribue à environ 25% de l'énergie ;
- des neutrinos émis par certains pions et kaons de basse énergie, et qui contribuent à environ 2% de l'énergie de la gerbe.

Il est par ailleurs à noter que la fraction d'énergie électromagnétique augmente avec l'énergie de la gerbe [109].

La grandeur caractéristique de ces interactions est la longueur d'interaction λ_I (199.6 g.cm^{-2} pour du plomb, 132.2 g.cm^{-2} pour du fer [108]). Cette longueur est supérieure à X_0 pour tous les matériaux tels que Z $>$ 6, et est relativement indépendante de l'énergie incidente [108]. Comme pour la longueur de radiation, la particule incidente perd en moyenne $1 - \frac{1}{e}$ de son énergie après avoir parcouru la longueur λ_I. Ces gerbes sont généralement plus larges que les gerbes électromagnétiques, et de rayon caractéristique λ_I, comme on le voit sur la figure 3.3 à droite.

3.2.1.3 Non-compensation des calorimètres

Le système calorimétrique d'ATLAS est non-compensant, c'est-à-dire que sa réponse est différente pour les gerbes électromagnétiques et pour les gerbes hadroniques. Comme leurs dépôts d'énergie sont de nature différente, leur conversion en signal électrique a une efficacité différente. Le rapport d'efficacité entre ces deux types de dépôts est habituellement appelé "rapport $\frac{e}{\pi}$", et est donné par la formule [10] :

$$\frac{e}{\pi} = \frac{1}{1 - (1 - \frac{h}{e})(\frac{E}{E_0})^{m-1}} \tag{3.1}$$

où :

- $(\frac{E}{E_0})^{m-1}$ est la fraction d'énergie hadronique, avec $0.80 \leq m \leq 0.85$;
- e est la réponse intrinsèque à la composante visible électromagnétique ;
- h est la réponse intrinsèque à la composante visible non-électromagnétique.

Ce rapport est différent de 1 pour un calorimètre non-compensant. Le fait que le rapport $\frac{e}{h}$ soit supérieur à 1 est principalement dû à la composante invisible non-électromagnétique, et de plus la réponse du système calorimétrique aux hadrons est non linéaire en énergie.
Lorsque l'énergie d'un objet est calculée, elle est dite à "l'échelle électromagnétique". Il faut ensuite appliquer une calibration aux objets ayant une composante hadronique, comme les jets ou l'énergie transverse manquante, afin de retrouver leur vraie énergie, comme on le verra au paragraphe 4.1.

3.2.2 Reconstruction du signal dans les calorimètres à argon liquide

Pour générer et lire le signal entre deux absorbeurs, les électrodes en cuivre sont placées dans l'argon liquide, séparées par des couches en polyamide en nid d'abeille pour maintenir constant l'écart entre elles, comme on peut le voir sur la figure 3.4. Elles sont formées de trois couches : celle du milieu lit le signal par effet capacitif tandis que les deux couches autour sont reliées à la haute tension. Les particules chargées de la gerbe vont ioniser l'argon liquide en passant à travers. Le champ électrique généré par les deux électrodes externes va faire dériver les électrons et ions, créant ainsi un signal induit sur l'électrode de mesure. Plusieurs électrodes sont regroupées en cellules. Comme la vitesse de dérive des électrons est supérieure à celle des

ions, le signal dans les cellules va être de forme triangulaire, comme on peut le voir dans la figure 3.5 : une montée rapide (de l'ordre de la nanoseconde) due au mouvement des électrons dans l'argon liquide, et une descente plus lente (450 ns pour le EMB et le HEC, entre 200 et 600 ns pour l'EMEC, et entre 60 et 115 ns dans le FCal). L'amplitude maximale de ce signal est proportionnelle à l'énergie de la particule traversant l'argon liquide (de l'ordre de 2-3 μA/GeV dans le calorimètre électromagnétique, de 0.2-0.3 μA/GeV dans le HEC, et 1-2 μA/GeV dans le FCal [92]).

Ce signal va être traité par des cartes électroniques de fin de chaîne, montées dans le détecteur,

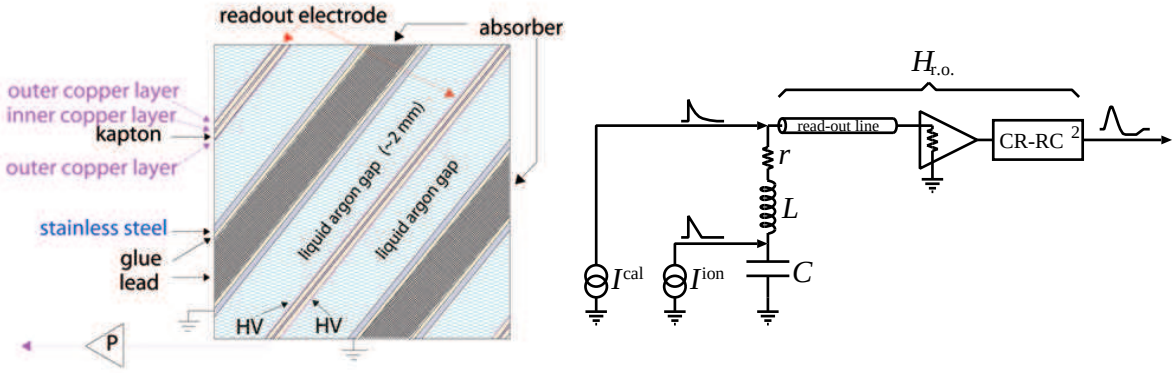


Figure 3.4 – *A gauche, schéma de l'interstice d'argon liquide et des électrodes entre deux plaques d'absorbeur en plomb [110]. A droite, modélisation électrique d'une cellule. On peut voir la forme du signal d'ionisation, de calibration, et mis en forme bipolaire [101].*

nommées FEB (pour *Front-End Boards*), et qui traitent 128 cellules chacune. Il y a ainsi 1524 FEBs pour l'ensemble des calorimètres à argon liquide. Ces cartes électroniques vont d'abord pré-amplifier le signal, qui est ensuite divisé en trois gains de rapport 1/9.9/93. De plus, comme un signal s'étend sur la durée de plusieurs croisements de faisceau, il y a empilement des signaux provenant de plusieurs interactions. C'est pour éviter cela que les signaux sont mis sous une forme bipolaire d'aire nulle par un filtre analogique $CR-(RC)^2$.

Si l'événement passe le déclenchement de niveau 1, le signal est ensuite numérisé en échantillons séparés de 25 ns, comme on peut le voir sur la figure 3.5, et le signal d'un des gains est transmis, choisi en comparant la valeur du pic dans le gain moyen à des seuils de référence. En fonctionnement nominal, seuls 5 échantillons autour du pic sont gardés, pour permettre de diminuer la quantité de données sauvegardées tout en permettant de réduire suffisamment le bruit, mais on peut enregistrer jusqu'à 32 échantillons.

Afin de vérifier la réponse de la chaîne d'électronique de lecture, et de calculer les constantes nécessaires à la reconstruction de l'énergie, un signal de calibration semblable à celui d'ionisation est injecté dans la carte d'électronique de fin de chaîne (figure 3.4 à droite). La forme triangulaire du signal d'ionisation est approximé par une exponentielle décroissante [111].
Une fois que les signaux ont été transmis par les FEBs, hors du détecteur, ils sont traités par une méthode dite de filtrage optimal [112]. Elle permet de calculer l'amplitude A du signal en coups ADC, et la différence τ (en ns) entre le temps supposé et le temps reconstruit, et qui sont données par les formules suivantes :

$$\begin{aligned} A_{max} &= \sum_{k=1}^{N_s} a_k(s_k - p) \\ \tau &= \frac{1}{A}\sum_{k=1}^{N_s} b_k(s_k - p) \end{aligned} \tag{3.2}$$

où :

- N_s est le nombre d'échantillons (de 5 à 32) ;
- s_k est la valeur de l'échantillon de signal, en coups ADC ;
- p est la valeur moyenne du piédestal de la cellule, en coups ADC ;
- a_k et b_k sont les coefficients de filtrage optimal. Ils sont calculés pour chaque cellule à partir du signal d'ionisation prédit, et de l'autocorrélation du bruit mesurée, afin de minimiser le bruit et l'empilement.

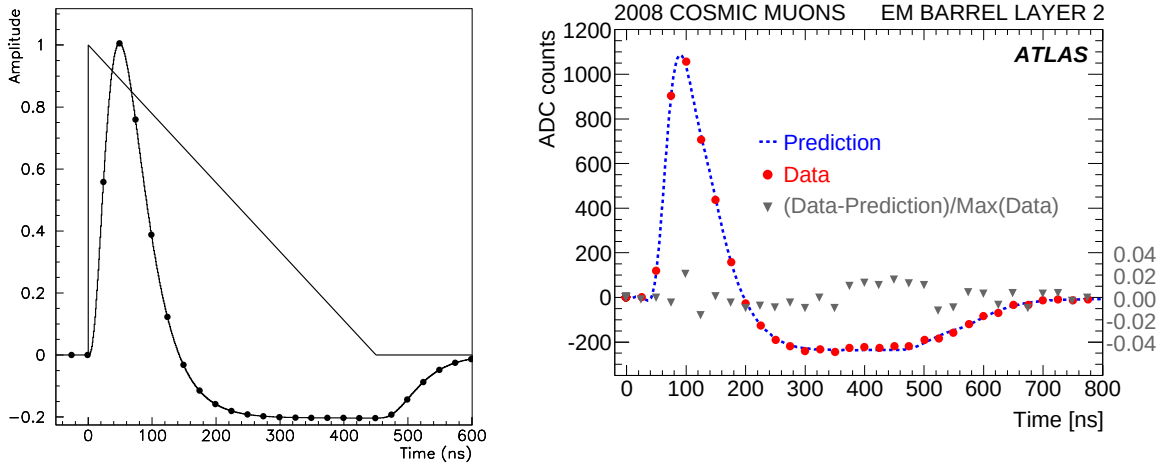


Figure 3.5 – *A gauche, amplitude en fonction du temps du signal triangulaire dans une cellule du calorimètre électromagnétique bouchon, puis mis en forme et échantillonné toutes les 25 ns en sortie de la FEB. A droite, signal d'une cellule du calorimètre électromagnétique tonneau enregistré avec des données de muons cosmiques.*

Les coefficients de filtrage optimal et les piédestaux sont calculés lors de runs de calibration dédiés lors desquels un signal de calibration est injecté dans chaque cellule. Avant le démarrage du LHC, les différents éléments utilisés pour calculer l'énergie des cellules, ainsi que la comparaison entre la forme du signal prédite et mesurée, ont été vérifiés en test en faisceaux [101], puis avec des muons cosmiques [113] et des événements "splash" [i] [114]. On peut voir par exemple sur la figure 3.5 à droite une forme de signal typique enregistrée pour une cellule du calorimètre électromagnétique tonneau avec un dépôt d'énergie dû à un muon cosmique émettant un rayonnement de freinage de plusieurs GeV. La différence relative entre le signal mesuré et le signal prédit est inférieure à quelques pourcents pour le EMB, le EMEC et le HEC. Pour le FCal, le signal mesuré est comparé à la prédiction faite à partir de données de tests en faisceaux, et l'accord entre les deux est meilleur que 4% [115].

Il est à noter que cette méthode a été optimisée pour un signal pour lequel le maximum de l'amplitude correspond au troisième échantillon. Ceci nécessite de synchroniser l'échantillonnage à l'horloge du LHC. Or, avant les premières collisions, les signaux étaient asynchrones. Les coefficients de filtrage optimal étaient donc calculés par une procédure itérative, avec différentes phases changées en étapes de 1 ns. Lorsqu'il n'y a pas d'énergie réellement déposée dans la cellule, le signal est déformé, et des fluctuations peuvent être artificiellement sélectionnées, ce qui peut créer un biais. C'est pourquoi cette procédure itérative n'a été utilisée que pour les signaux dont le maximum dépassait 4 fois la valeur du bruit en coups ADC. Sinon, une phase arbitraire est utilisée.

i. Flux de particules issus de l'interaction entre les faisceaux de 450 GeV et un collimateur situé 200 m avant ATLAS, en septembre 2008, déposant ∼20 PeV d'énergie dans le calorimètre.

L'énergie de la cellule est ensuite calculée à l'aide de la formule suivante :

$$E_{cellule} = F_{\mu A \to MeV}.F_{DAC \to \mu A}.\frac{M_{cali}}{M_{phys}}.G.A_{max} \tag{3.3}$$

où :

- A_{max} est l'amplitude maximale du signal en coups ADC ;
- G est le gain de la cellule, qui relie l'amplitude du signal à la tension de calibration injectée, pour les 3 gains ;
- $\frac{M_{cali}}{M_{phys}}$ quantifie la différence de réponse entre un signal de physique triangulaire et un signal de calibration exponentiel ;
- $F_{DAC \to \mu A}$ convertit les coups ADC en μA ;
- $F_{\mu A \to MeV}$ corrige d'effets supplémentaires et est estimé à partir de simulations et de tests faisceaux.

Les valeurs de $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$ ont été mesurées en test en faisceaux [101, 116], et vérifiées pour l'EMEC avec des données issues de muons cosmiques [113], et sont de l'ordre de 0.96 à 1.15. les incertitudes sur ces valeurs seront contenues dans les coefficients d'intercalibration obtenus avec des événements $Z \to ee$ [54].

3.2.3 Reconstruction du signal dans les calorimètres à tuiles

Dans le calorimètre à tuiles, les particules secondaires créent une lumière ultraviolette dans les tuiles scintillantes, qui est convertie en lumière visible par des fibres optiques à changement de fréquence, et lue par des photomultiplicateurs. On peut voir un schéma d'un module sur la figure 3.6 à gauche. Il y a des fibres à chaque extrémité des tuiles, et elles sont lues par 2 photo-multiplicateurs différents, afin d'avoir une information à la fois redondante et plus précise (une non-uniformité de 40% peut être observée lorsqu'un seul des photo-multiplicateurs est lu, à cause de l'atténuation de la lumière dans la tuile, contre quelques pourcents avec 2 photo-multiplicateurs). Ce signal va alors être mis en forme, puis amplifié pour deux gains (1 et 64) qui permettent de couvrir la plage d'énergie de 15 MeV à 1.5 TeV. Le signal a une durée d'environ 160 ns, ce qui évite d'avoir à lui donner une forme bi-polaire comme pour les signaux plus longs dans les calorimètres à argon liquide. Le signal est ensuite numérisé en échantillons espacés de 25 ns. En conditions nominales, sept échantillons seront utilisés, mais on peut enregistrer jusqu'à 16 échantillons. Si l'événement est accepté par le déclenchement de niveau 1, les échantillons pour un des gains sont envoyés vers l'électronique en dehors du détecteur où se fait la reconstruction de l'énergie. Comme dans le calorimètre à argon liquide, l'amplitude A et le temps τ sont calculés à l'aide de la méthode des coefficients de filtrage optimal (équation 3.2).

Plusieurs systèmes de calibration permettent de calibrer les différentes étapes de la chaîne électronique. Le système d'injection de charge (CIS, pour *Charge Injection System*) injecte une charge connue au début de la chaîne électronique (soit à la place du photo-multiplicateur). A l'aide de runs dédiés où on fait varier cette charge sur toute la gamme d'amplitude, on peut extraire des coefficients de calibration $C_{ADC \to pC}$ qui relient la charge et l'amplitude, et qui valent en moyenne 81.3 et 1.3 coups ADC/pC pour le haut gain et le bas gain respectivement [117]. Ces coefficients sont très stables (ils ont varié de moins de 0.1% en plus d'un an), et ne sont mis à jour que deux fois par an environ. Il existe également des runs dédiés où une source de ^{137}Cs, émettrice de photons, est déplacée devant des trous situés près des bordures des tuiles. Ceci permet de mesurer la qualité de la réponse optique de chaque cellule, et d'égaliser les signaux en réglant la haute-tension des photo-multiplicateurs. Ces runs, qui prennent 6 à 8 h, ne sont

opérés que tous les mois ou semaines, en dehors des périodes de fonctionnement du LHC. Enfin, un signal laser peut être divisé et envoyé sur les différents photo-multiplicateurs, afin de mesurer la non-linéarité de leur réponse. Cette calibration avec les lasers peut être utilisée à la fois pendant les runs de physique et de calibration. Elle permet également de vérifier la stabilité de la réponse des photo-multiplicateurs entre deux calibrations avec les sources de césium. Cette réponse est très stable, avec des variations inférieures à 0.3% et 0.2% pour le haut gain et le bas gain respectivement entre deux calibrations par laser espacées de 50 jours [117], ce qui est en accord avec les spécifications de 0.5%. La figure 3.6 à droite montre les différents points d'injection de ces systèmes de calibration.

Ces différents systèmes de calibration ont également permis de transférer à toutes les cellules *in situ* l'échelle d'énergie électromagnétique qui avait été mesurée sur 11% des modules en tests en faisceaux [118, 117].

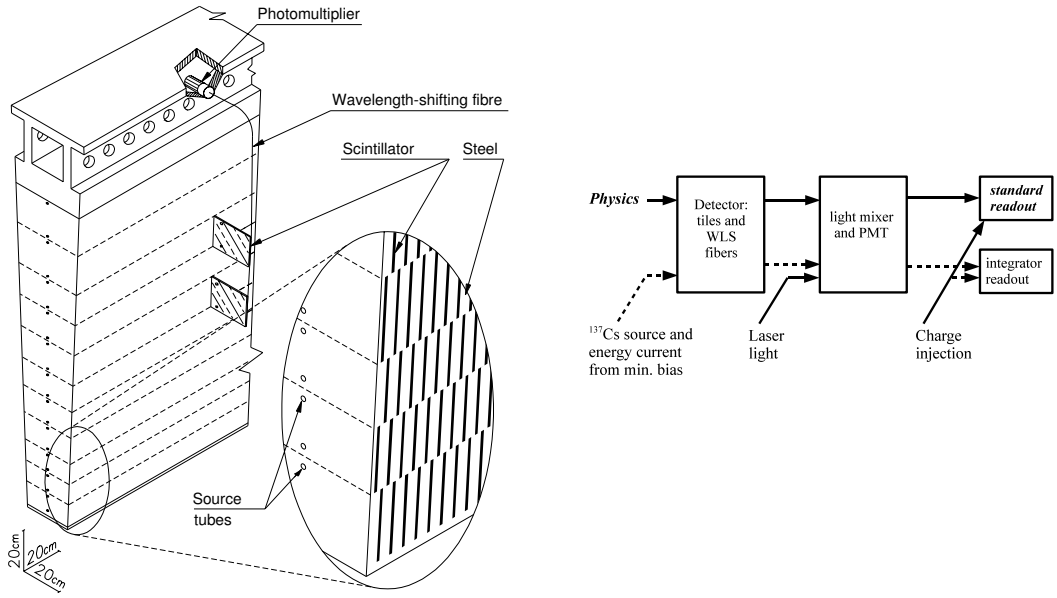


Figure *3.6* – *A gauche, schéma d'un module du calorimètre à tuiles, correspondant à une cellule en φ. Les tuiles scintillantes sont disposées orthogonalement à la ligne de faisceau. A droite, diagramme montrant les points d'injection de différents systèmes de calibration [117].*

L'énergie de la cellule est proportionnelle à l'amplitude A_{max} du signal, et calculée par la formule :

$$E_{cellule} = C_{pC\to GeV}.C_{ADC\to pC}.C_{Laser}.C_{Cs}.A_{max} \tag{3.4}$$

où :

- A_{max} est l'amplitude maximale du signal en coups ADC ;
- C_{Cs} corrige des non-uniformités restant après la calibration avec les sources de césium ;
- C_{Laser} corrige des non-uniformités mesurées par le système de calibration par laser, mais n'est pas implémentée actuellement ;
- $C_{ADC\to pC}$ est le coefficient de calibration issu du système d'injection de charge CIS ;
- $C_{pC\to GeV}$ est un coefficient de correspondance entre la charge et l'énergie, et a été déterminé lors des tests en faisceaux. Il vaut en moyenne 1.050 ± 0.003 pC/GeV, avec des variations de cellule à cellule de $2.4 \pm 0.1\%$ [118].

Les mesures avec des muons cosmiques et des événements "splash" ont permis de calibrer toutes les cellules du calorimètre à tuiles avant les collisions, avec une stabilité des différents systèmes de calibration meilleure que 1%.

3.3 Mise en œuvre et stabilité de la reconstruction de l'énergie des cellules

Les piédestaux, le gain de l'électronique, et le niveau de bruit des cellules de l'ensemble du système calorimétrique ont été vérifiés de façon globale avec les données de déclenchement aléatoires depuis la mise en service du calorimètre en février 2008 jusqu'aux premières collisions en novembre 2009. On a utilisé notamment les données décrites au paragraphe 4.2.1, enregistrées en septembre et octobre 2008.

3.3.1 Piédestaux

La stabilité des piédestaux, dont la valeur typique est de 1000 coups ADC, a été testée sur une période de 6 mois en 2009. Les variations étaient de l'ordre de 0.02 coups AD par cellule, ce qui correspond à environ 1, 2, et 10 MeV en gain moyen, dans le calorimètre électromagnétique, la calorimètre hadronique bouchon et la calorimètre à l'avant respectivement [119].

Les valeurs de piédestaux incluses dans la base de données au moment de l'étude ont été calculées au début de la prise de données en septembre 2008, lors d'un run dédié à la calibration. Ici, un piédestal effectif est calculé pour chaque cellule comme la moyenne $< E >$ de la distribution en énergie d'événements de déclenchement aléatoire. La figure 3.7 montre la valeur de ce piédestal effectif pour le run de référence, en fonction de la pseudo-rapidité η pour chaque couche du système calorimétrique. A l'exception de quelques zones spécifiques, toutes les valeurs sont inférieures à $\pm$ 0.5 MeV pour les calorimètres électromagnétiques (EM) et les calorimètres à tuiles (Tile), valeur petite comparée au bruit moyen qui est d'environ $\pm$ 20 MeV (figure 3.10). Elles sont inférieures à 10 MeV pour les calorimètres hadroniques à argon liquide (HEC et FCal), qui ont un bruit moyen de quelques centaines de MeV.

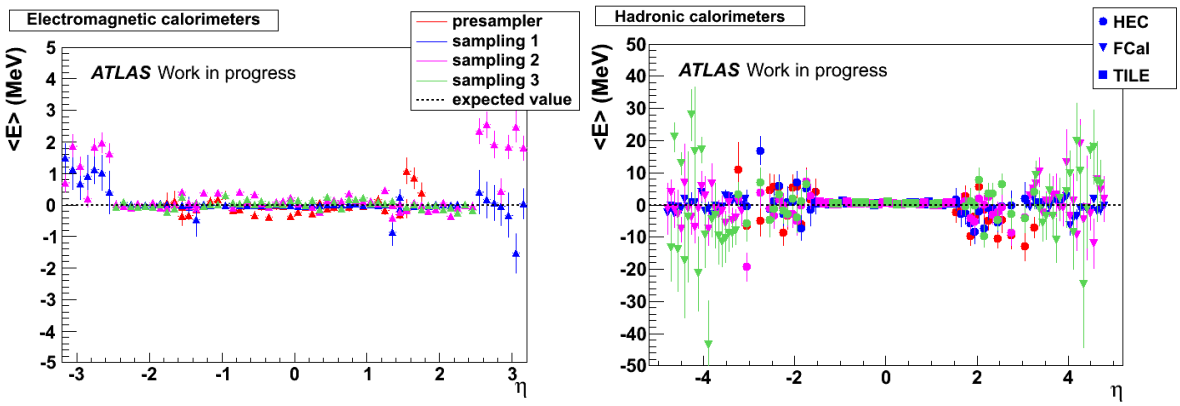


Figure 3.7 – *Energie moyenne des cellules $< E >$ mesurée pour le run de référence, à gauche pour les calorimètres électromagnétiques, à droite pour les calorimètres hadroniques. Les valeurs sont moyennées en φ, et 3000 événements ont été utilisés.*

A cause de la grande granularité du système calorimétrique, en particulier de sa partie électromagnétique, il est important que les piédestaux soient sous contrôle, car on verra au paragraphe 4.2.4 qu'une déviation du piédestal de 1 MeV par cellule peut décaler la variable $\sum E_T$ de 10 GeV. Les variations temporelles des piédestaux effectifs sont illustrés dans la figure 3.8 pour le calorimètre électromagnétique bouchon. Dans les second et troisième compartiments, on peut observer une variation systématique, jusqu'à +0.5 MeV, qui pourrait être expliquée par une variation de la température de l'électronique de fin de chaîne. Cependant, si une seule

base de données a été utilisée à l'automne 2008, depuis fin 2009 les piédestaux sont contrôlés et éventuellement mis à jour plusieurs fois par semaine, supprimant ainsi une telle variation.

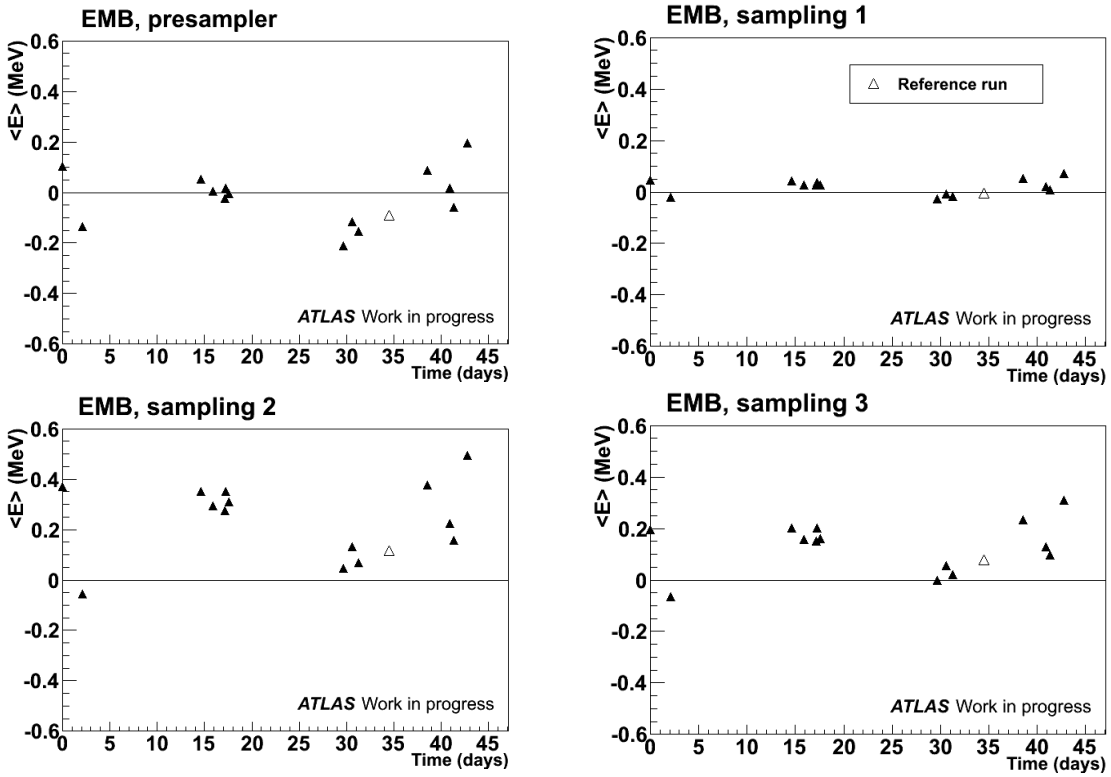


Figure 3.8 – *Evolution temporelle de l'énergie moyenne des cellules dans des événements de déclenchement aléatoire dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique bouchon. Le temps t=0 correspond au 10 septembre 2008 et le run de référence est repéré par un triangle ouvert.*

3.3.2 Gain

Le gain G est mesuré lors de runs de calibration, et sa stabilité a été vérifiée en 2009. On a montré que ces valeurs étaient très stables, avec en 6 mois une variation inférieure à 0.3% dans les calorimètres électromagnétiques et dans le HEC, et inférieure à 0.1% dans le FCal. Ces valeurs sont par ailleurs vérifiées tous les 2 ou 3 jours, et mises à jour si nécessaire. Ainsi, en 2011, les variations sont inférieures à 0.1%, 0.2% et 0.01% dans des calorimètres EM, HEC et FCal respectivement. On peut voir l'exemple en 2011 du gain dans le calorimètre électromagnétique mesurée en gain haut sur la figure 3.9.

3.3.3 Bruit électronique

Le bruit électronique de chaque cellule peut-être calculé à partir des coefficients de filtrage optimal, comme le RMS de la valeur du piédestal lors de runs de calibration. On réduit ce bruit d'un facteur 1.5 à 1.8 en le mesurant avec 5 échantillons au lieu d'un seul (dans le cas où il n'y a pas d'empilement) [121]. Cependant, il est également possible de le mesurer avec des données, en utilisant des événements déclenchés aléatoirement, et donc pour lesquels aucune énergie n'est réellement déposée dans la cellule. Cette deuxième méthode est utilisée actuellement. En supposant que le bruit électronique est gaussien, la valeur du bruit correspond à l'écart-type de la distribution en énergie de chaque cellule. La figure 3.10 montre la valeur de ce bruit mesuré, moyenné en φ, en fonction de la pseudo-rapidité. On peut voir que le bruit

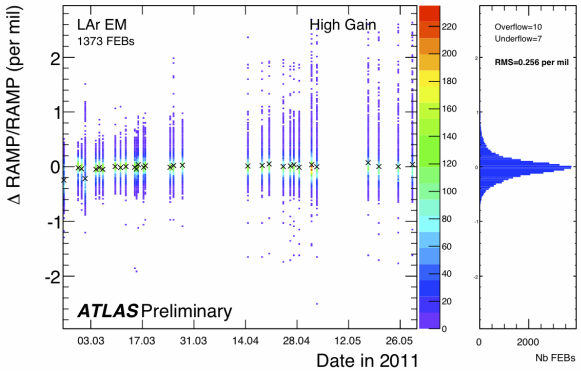


Figure *3.9* – *Variation du gain G moyen de chacune des 1448 FEBs du calorimètre électromagnétique pendant 3 mois en 2011. Les points noirs correspondent à la moyenne pour chaque mesure [120].*

électronique est de l'ordre de 10-50 MeV pour les cellules du calorimètre électromagnétique et celles du calorimètre à tuiles, alors qu'il est 10 fois plus grand dans le calorimètre hadronique bouchon et dans le calorimètre à l'avant.

La stabilité du bruit a été vérifiée en 2009 sur une période d'environ 6 mois. Les variations relatives sont de l'ordre de 0.2% pour les cellules du calorimètre électromagnétique et de 0.2-1% pour celles des calorimètres HEC et FCal [119], et inférieures à 1% dans le calorimètre à tuiles [117].

Par ailleurs, le bruit cohérent dans le calorimètre électromagnétique a été mesuré, et est de l'ordre de 6%, 2-3%, et 2% dans les compartiments 1, 2 et 3 respectivement. Ce qui est en accord avec les spécifications de 5%, nécessaires à la reconstruction de l'énergie d'un électron ou d'un photon contenant de 50 à 100 cellules [119].

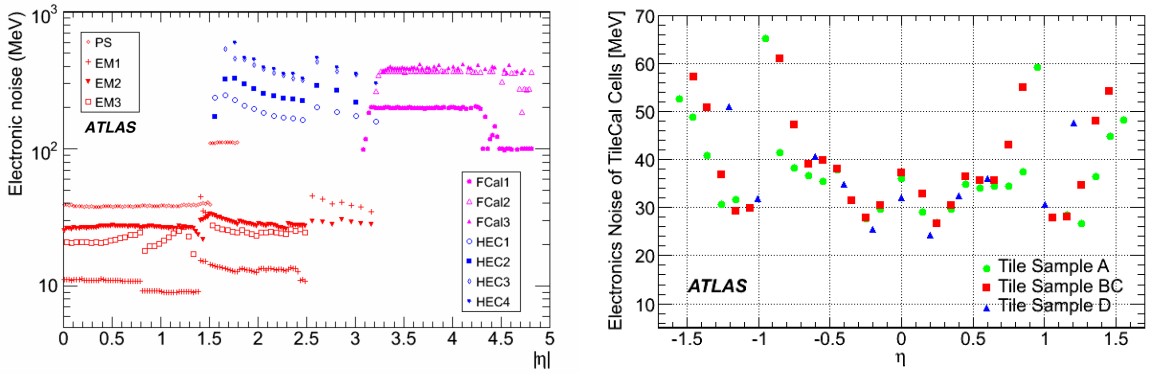


Figure *3.10* – *Bruit électronique mesuré par sous-détecteur en fonction de la pseudo-rapidité η, pour les calorimètres à argon liquide à gauche [115], et pour le calorimètre à tuiles à droite [122]. Pour ce dernier, les compartiments A, BC, et D correspondent aux compartiments 1, 2, et 3 dans ce document (cf annexe B).*

Le contrôle du bruit de chaque cellule est important, puisque celui-ci sert de base au calcul de l'énergie transverse manquante (cf paragraphe 4.1). Les valeurs de bruit incluses dans la base de données au moment de l'étude ont été calculées à la fin de la période considérée, et la figure 3.11 montre le rapport entre le bruit mesuré dans le run de référence et celui contenu dans la base de données. L'accord entre les 2 bruits est meilleur que 5% dans les calorimètres à argon liquide, et meilleur que 10% dans les calorimètres à tuiles. Le décalage systématique, plus

prononcé dans les couches 2 et 3 du calorimètre électromagnétique est dû à un changement de la phase par défaut prise pour calculer l'énergie. Cette phase a en effet changé entre le moment où le bruit de la base de données a été calculé et le traitement des données étudiées.

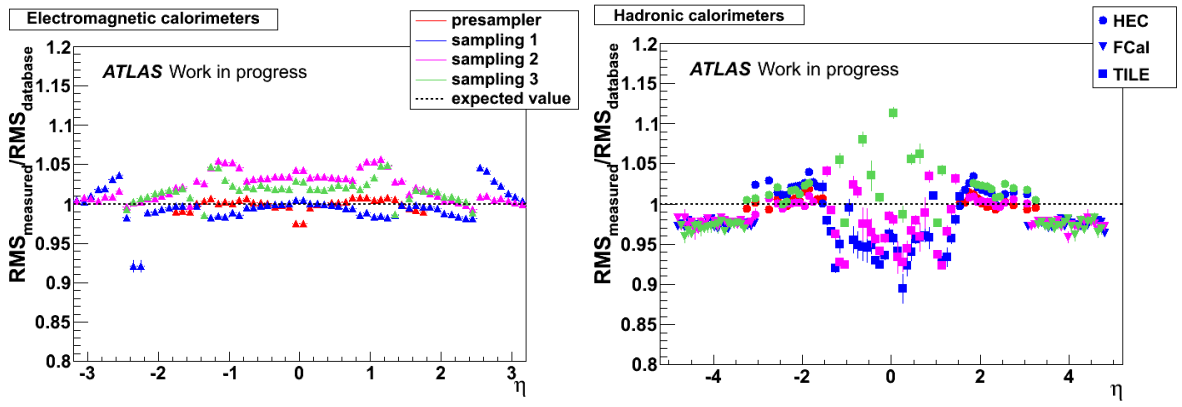


Figure *3.11* – *Bruit mesuré pour le run de référence, divisé par le bruit dans la base de données, pour les calorimètres électromagnétiques (à gauche) et hadroniques (à droite). Les valeurs sont moyennées en φ, et 3000 événements ont été utilisés.*

La figure 3.12 montre l'évolution relative du bruit mesuré en fonction du temps pour les 4 compartiments du calorimètre électromagnétique tonneau (EMB). On peut également observer une grande stabilité de ce bruit, avec des variations inférieures à 0.5% et observé dans les autres calorimètres à argon liquide, tandis que le bruit varie de 5 à 10 % dans les calorimètres à tuiles.

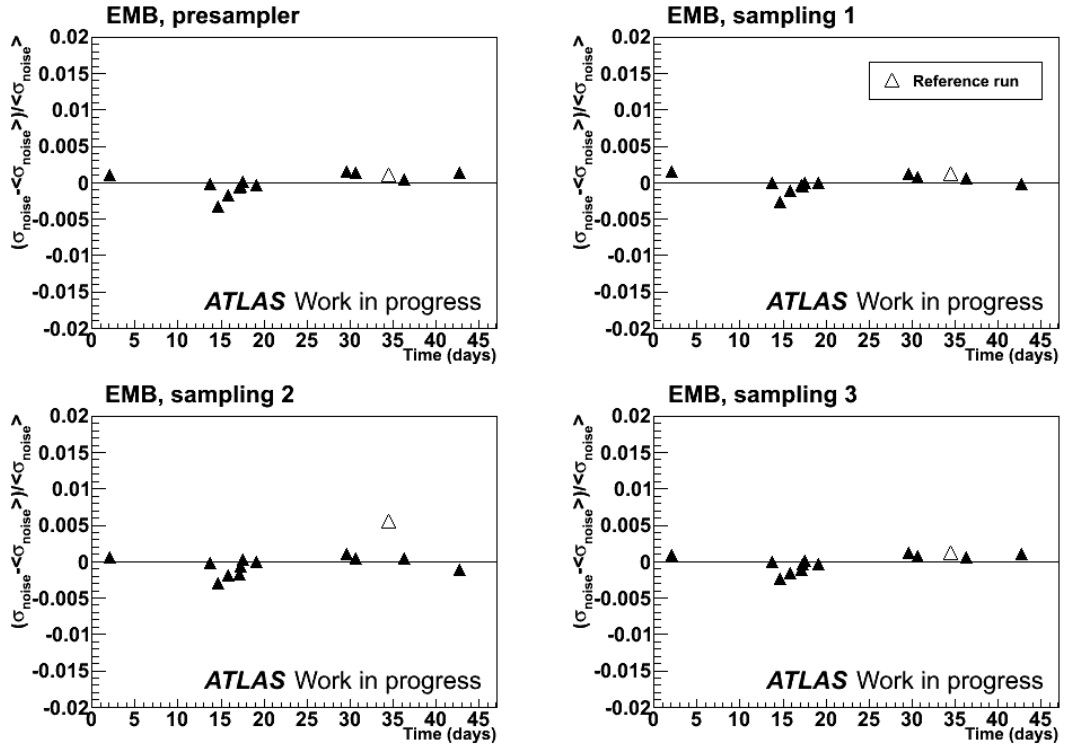


Figure *3.12* – *Variation relative du bruit moyen des cellules dans des événements de déclenchement aléatoire, dans les différents compartiments du calorimètre électromagnétique bouchon. Le temps t=0 correspond au 10 septembre 2008 et le run de référence est repéré par un triangle ouvert.*

3.3.4 Etat du calorimètre avant les premières collisions

La figure 3.14 montre les distributions de E/σ_{bruit} pour 400 événements du run de référence Dans le calorimètre à argon liquide (LAr), les données peuvent être ajustées par une distribution gaussienne centrée à 0 et de largeur 1, montrant la bonne maîtrise des piédestaux et du bruit de façon globale dans chaque sous-détecteur. En revanche, pour le calorimètre à tuiles, des queues non gaussiennes sont observées, augmentant avec la pseudo-rapidité.

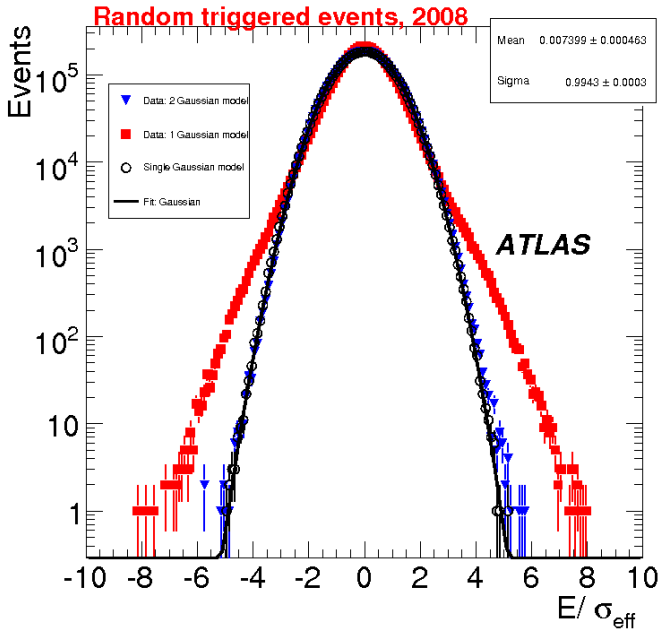
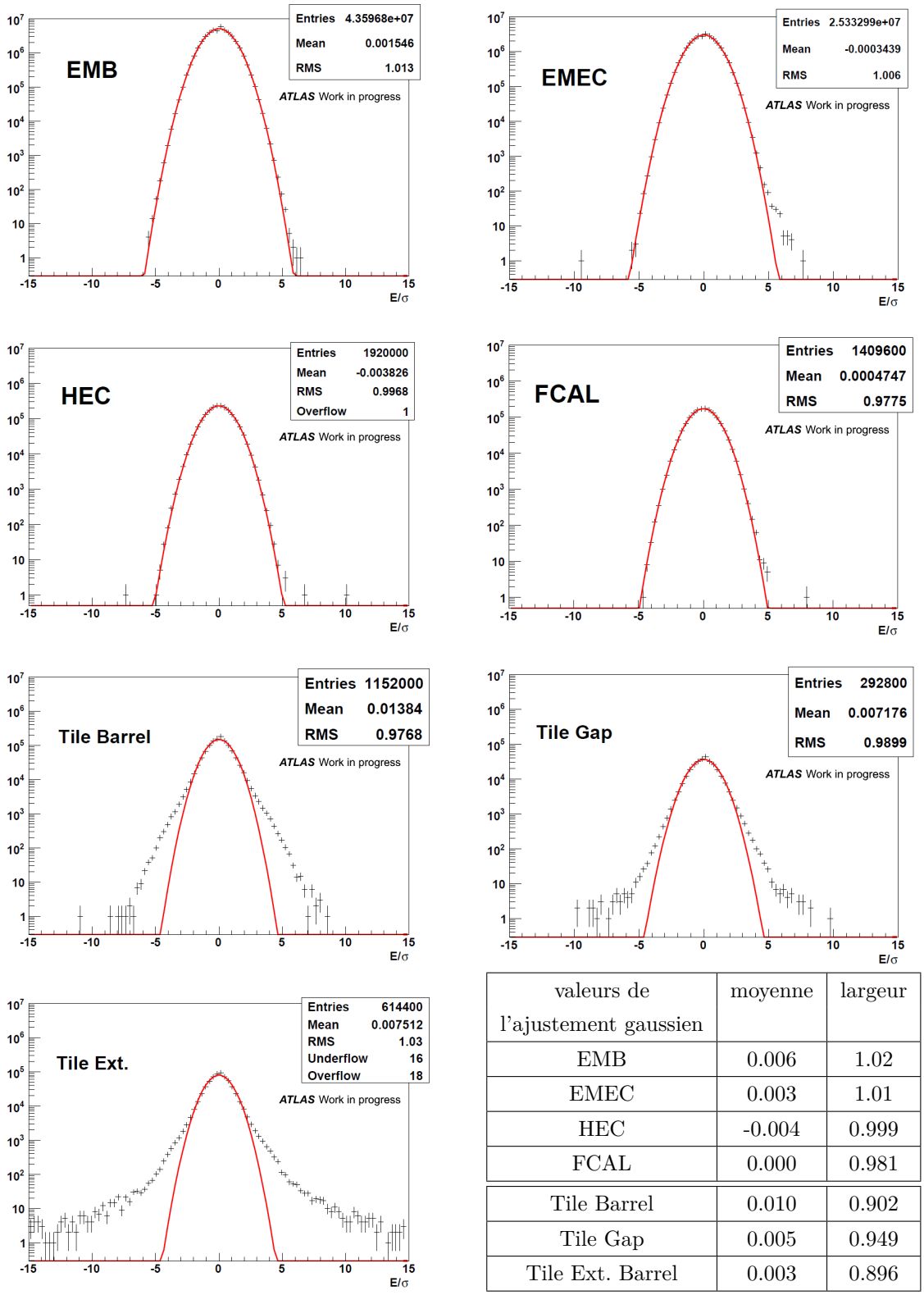


Figure *3.13* – *Distribution de E/σ_{bruit} tracée pour toutes les cellules du calorimètre à tuiles d'événements déclenchés aléatoirement. Les ronds rouges correspondent aux données avec une description du bruit par une simple gaussienne, les triangles bleus aux données avec une description du bruit par une double gaussienne, et les ronds ouverts noirs au jouet Monte-Carlo de bruit gaussien [117].*

Pour corriger ce problème de bruit non-gaussien dans le calorimètre à tuiles, une nouvelle description du bruit a été proposée et implémentée par les experts de ce calorimètre [123]. L'origine de ce bruit non gaussien n'est pas encore totalement comprise, mais serait en lien avec les alimentations basse tension situées à proximité de l'électronique de fin de chaîne [124]. Pour mesurer le bruit électronique, la distribution de l'énergie de chaque cellule est ajustée avec une distribution double gaussienne à la place d'une distribution gaussienne simple. Le σ_{noise} associé à cette cellule est tiré d'un écart-type effectif calculé à partir de l'ajustement. On peut voir sur la figure 3.13 la distribution E/σ_{bruit} tracée pour toutes les cellules du calorimètre à tuiles. Les points noirs correspondent au jouet Monte-Carlo présenté en 4.2.1, alors que les points rouges et bleus représentent les données. Dans le premier cas, le bruit utilisé est celui calculé en ajustant la distribution en énergie avec une gaussienne simple, alors que dans le deuxième cas, le bruit utilisé est tiré d'un ajustement avec une double gaussienne. On peut constater que cette deuxième description du bruit permet un bon accord des données avec la simulation, et elle est depuis l'automne 2009 utilisée par défaut dans ATLAS.



valeurs de l'ajustement gaussien	moyenne	largeur
EMB	0.006	1.02
EMEC	0.003	1.01
HEC	-0.004	0.999
FCAL	0.000	0.981
Tile Barrel	0.010	0.902
Tile Gap	0.005	0.949
Tile Ext. Barrel	0.003	0.896

Figure 3.14 – *Distributions E/σ_{noise} pour tous les sous-détecteurs du système calorimétrique. Les points correspondent aux énergies des cellules mesurées dans un échantillon de 400 événements de déclenchement aléatoire du run de référence. La ligne rouge correspond à un ajustement gaussien dont on peut voir les valeurs en bas à droite.*

3.4 Mise en oeuvre du système calorimétrique avec les premières collisions

Les premières collisions dans ATLAS ont eu lieu en novembre 2009, à l'énergie d'injection du LHC, soit 900 GeV dans le centre de masse. Cela a permis de tester la reconstruction de l'énergie des cellules du système calorimétrique. Les graphiques de la figure 3.15 représentent l'énergie de toutes cellules dans chaque sous-détecteur. Les points rouges représentent tous les événements de collision de runs avec une bonne qualité des données (cf annexe C), soit 40000 événements pour les calorimètres électromagnétiques et le calorimètre à l'avant, et 5500 événements pour les calorimètres bouchons hadroniques. Ces événements ont été sélectionnés avec les critères décrits au paragraphe 4.4.2.1.

On peut voir un bon accord entre les données et la simulation pour l'ensemble des cellules du calorimètre. A titre de comparaison sont aussi ajoutés dans l'histogramme en rayé rouge les événements de déclenchement aléatoire, où l'on n'attend pas d'énergie déposée, et donc uniquement la contribution du bruit électronique. On ne s'attend pas à ce que cette distribution soit gaussienne, car le bruit des cellules n'est pas constant, mais augmente avec η, comme on l'a vu dans la figure 3.10.

Dans le calorimètre électromagnétique bouchon EMB, on peut voir que pour les valeurs négatives de l'énergie, il y a bon accord entre les données de collision et les données de déclenchement aléatoire, mais pas avec la simulation Monte-Carlo. Cela est dû au fait que certaines cellules ont des électrodes qui ne sont pas à la haute tension nominale, et que ces cellules ne sont pas simulées. Dans le calorimètre hadronique bouchon HEC, on peut voir également que l'accord des données avec la simulation n'est pas très bon. Cela est dû à quelques cellules qui sont anormalement bruyantes mais qui n'ont pas été masquées.

On peut néanmoins observer un très bon accord de l'énergie des cellules entre les données et la simulation sur 10 ordres de grandeur, un mois seulement après le démarrage du LHC.

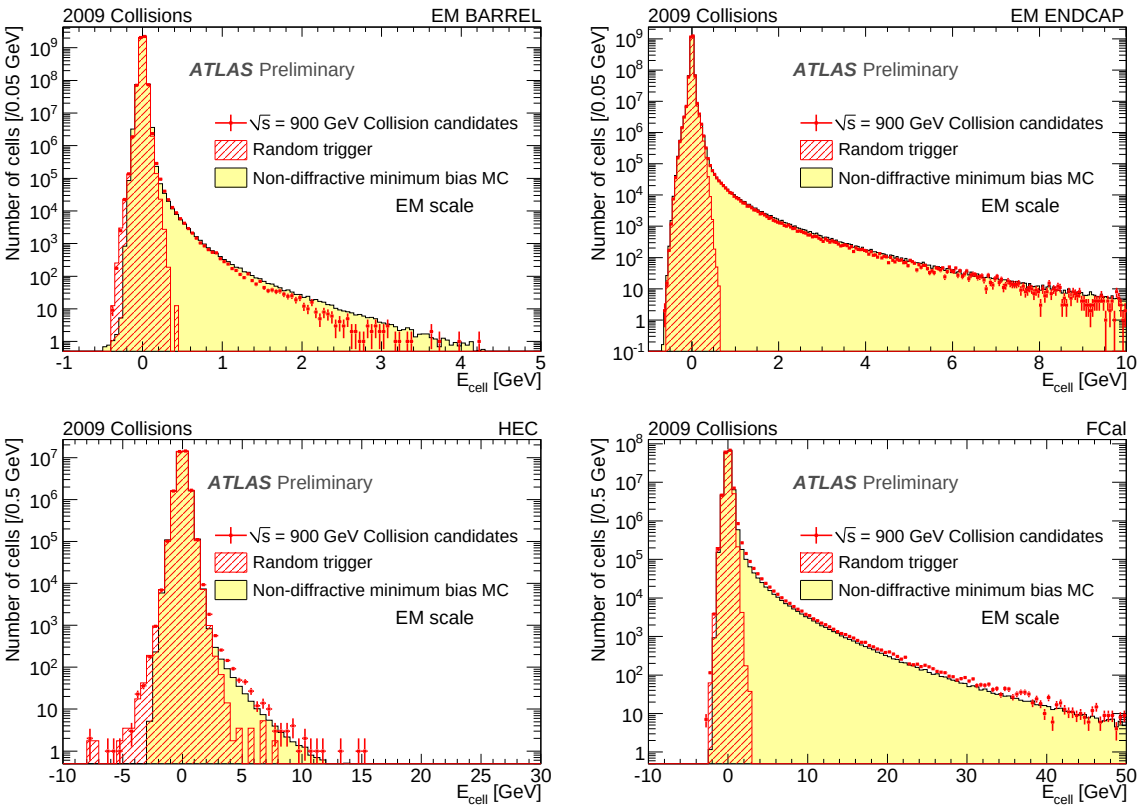


Figure *3.15* – *Distribution de l'énergie des cellules des 4 sous-détecteurs du calorimètre électromagnétique. Les points rouges correspondent aux événements de collision à 900 GeV, et la zone jaune pâle à une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum. La zone hachurée en rouge correspond aux données prises avec un déclenchement aléatoire.*

Chapitre 4

Mise en œuvre de l'énergie transverse manquante

"*J'ai trouvé une solution désespérée pour sauver [...] la loi de conservation de l'énergie.*"

Wolfgang Pauli, lettre envoyée aux participants d'un colloque à Tübingen, le 6 décembre 1930.

Le détecteur ATLAS a été pleinement installé et intégré dans l'acquisition en juin 2008. A partir de ce moment-là, il a été possible de tester le bon fonctionnement du système calorimétrique dans son ensemble, ainsi que, pour la première fois, de la reconstruction de l'énergie transverse manquante. C'est une variable très présente dans les états finals de nouvelle physique, comme la supersymétrie (LSP), les bosons de jauge lourds, ou des théories de dimensions supplémentaires (graviton), introduites au paragraphe 2.3.3. Dans ce cas, le contrôle des queues de distribution est essentiel. C'est aussi une variable centrale pour les mesures de précision des processus du modèle standard qui contiennent un neutrino (lepton τ, paires $t\bar{t}$, boson W), comme on le verra au chapitre 6. Ces procédés permettront de tester sa reconstruction et sa calibration.
Contrairement à des objets comme les électrons qui ont pu être testés en tests en faisceaux, l'énergie transverse manquante est une variable globale qui nécessite tous les sous-détecteurs d'ATLAS. On verra au paragraphe 4.2 que la reconstruction et le contrôle des queues ont pu être vérifiés dans un cas simple où aucune énergie n'est déposée dans le calorimètre, avec des événements de déclenchement aléatoire. Des dépôts d'énergie importants dans le calorimètre dus à des muons cosmiques peuvent être mis en évidence avec la variable énergie transverse manquante, montrant le bon fonctionnement du système calorimétrique, comme on le verra au paragraphe 4.3. Enfin, le paragraphe 4.4 est consacré à la mise en œuvre de l'énergie transverse manquante avec les première données de collisions à 900 GeV, 2.36 TeV et 7 TeV.

4.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

Les particules sans interaction avec la matière ne peuvent pas être mesurées directement avec le détecteur ATLAS. On peut néanmoins utiliser la conservation de l'énergie pour les reconstruire partiellement. Mais contrairement aux collisionneurs leptoniques où l'état initial des particules en interaction est entièrement connu, dans un collisionneur hadronique, la fraction d'énergie portée par les partons en interaction n'est pas connue. Néanmoins, on fait l'approxi-

mation, que les partons ne portent pas de quantité de mouvement dans le plan transverse au faisceau [125]. Lors d'une collision, l'énergie totale dans le plan transverse est donc nulle, et on peut définir une quantité appelée énergie transverse manquante et définie par la somme vectorielle :

$$\vec{E}_T^{miss} = -\sum \vec{E}_T^{visible} \tag{4.1}$$

La variable E_T^{miss} correspond au module de cette quantité, et est donnée comme la somme quadratique des modules du vecteur projeté sur les axes Ox (E_X^{miss}) et Oy (E_Y^{miss}) :

$$E_T^{miss} = \sqrt{E_X^{miss\,2} + E_Y^{miss\,2}} \tag{4.2}$$

La direction de l'énergie transverse manquante par rapport à l'axe (Ox) est appelée φ^{miss}, et est définie par :

$$\varphi^{miss} = atan(\frac{E_X^{miss}}{E_Y^{miss}}) \tag{4.3}$$

Par ailleurs, la variable $\sum E_T$ correspond à l'énergie transverse totale déposée dans le système calorimétrique.

Le reconstruction de l'énergie transverse manquante avec le détecteur ATLAS peut se décomposer en 3 termes :

$$\vec{E}_T^{miss} = \vec{E}_T^{miss,\ Calorimètre} + \vec{E}_T^{miss,\ Muon} + \vec{E}_T^{miss,\ matière\ morte} \tag{4.4}$$

où $\vec{E}_T^{miss,\ Calorimètre}$ est un terme calculé à partir de l'énergie déposée dans le système calorimétrique, $\vec{E}_T^{miss,\ Muon}$ est l'inverse de l'impulsion transverse des muons, et $\vec{E}_T^{miss,\ matière\ morte}$ est un terme correspondant à l'énergie perdue dans des zones non actives (cryostats, aimants, services, etc).

Le terme $\vec{E}_T^{miss,Calorimètre}$ somme vectoriellement l'énergie transverse des cellules du système calorimétrique. Celui-ci possédant près de 200000 voies d'électronique, il est nécessaire de ne sélectionner que les cellules dont l'énergie n'est pas due au bruit électronique. Il existe pour cela 2 méthodes, toutes deux basées sur la valeur σ du bruit de chaque cellule détaillé au paragraphe 3.3.3.

- La méthode dite $|E| > 2 * \sigma$ considère les cellules dont l'énergie absolue est supérieure à 2 fois la valeur du bruit ;
- La méthode dite des *topoclusters* utilise des amas de cellules nommés topoclusters [126]. Pour former ces amas en 3 dimensions, l'algorithme démarre avec des "graines" définies comme des cellules dont l'énergie absolue est égale à 4 fois la valeur du bruit. Puis les cellules voisines sont ajoutées si leur énergie absolue est supérieure à 2 fois la valeur du bruit, jusqu'à arriver à des cellules "frontières" sans seuil sur leur énergie, comme illustré sur la figure 4.1. Cette méthode supprime beaucoup plus efficacement le bruit que la première, et est à présent utilisée par défaut dans ATLAS.

Par la suite, on désignera par défaut comme la variable E_T^{miss} le module de la variable $\vec{E}_T^{miss,\ Calorimètre}$ calculée avec la méthode des topoclusters.

Les termes E_X^{miss}, E_Y^{miss} et $\sum E_T$ sont alors calculés par les formules suivantes :

$$E_X^{miss} = -\sum_i E_i.sin\theta_i.cos\varphi_i \tag{4.5}$$

$$E_Y^{miss} = -\sum_i E_i.sin\theta_i.sin\varphi_i \tag{4.6}$$

$$\sum E_T = \sum_i E_i.sin\theta_i \tag{4.7}$$

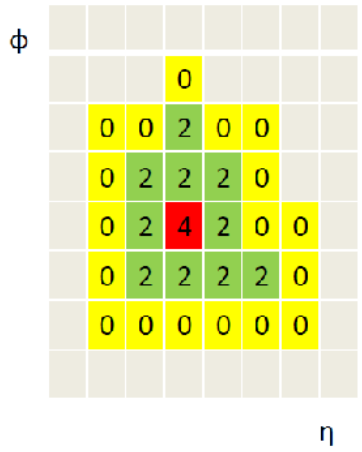


Figure 4.1 – *Vue schématique d'un topocluster dans le plan η-φ. Les chiffres représentent les valeurs seuils du bruit.*

où E_i, θ_i et φ_i sont l'énergie et la position de la cellule i sélectionnée par l'algorithme de suppression du bruit.

Par ailleurs, comme la reconstruction de l'énergie transverse manquante utilise l'énergie des cellules, elle est calculée à l'échelle électromagnétique (voir paragraphe 3.2.1.3). Il est donc nécessaire de la calibrer.

La calibration hadronique utilisée par défaut est dite locale (pour *local hadronic calibration*) [127, 128]. Elle a pour but de calibrer les topoclusters un par un, sachant que dans un jet, un topocluster correspond à 1.6 particules en moyenne (essentiellement des pions chargés ou des photons). Cette calibration repose uniquement sur le signal dans le calorimètre, et sur la forme des topoclusters, et s'effectue en plusieurs étapes. Les topoclusters sont tout d'abord classés en types "électromagnétiques" ou "hadroniques". Pour cela, on utilise des variables comme la largeur et la longueur du topocluster, la densité d'énergie, la fraction d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, l'isolation, etc. L'énergie des cellules des topoclusters classés comme hadroniques est ensuite multipliée par un poids tiré de la simulation de pions neutres et chargés. L'énergie des topoclusters ainsi calculée est ensuite corrigée de l'énergie déposée en dehors des topoclusters à cause de la coupure sur le bruit. Enfin, l'énergie est corrigée de l'énergie déposée en dehors des zones actives du calorimètre, c'est-à-dire avant le calorimètre, dans les zones mortes, et après le calorimètre. Ces corrections sont tirées de simulation de pions d'une simulation précise d'ATLAS avec GEANT4 [129].

Cette méthode de calibration a été vérifiée avec des faisceaux de pions chargés lors des tests en faisceaux combinés de 2004. La figure 4.2 montre l'énergie du topocluster mesurée à l'échelle électromagnétique, et aux différentes étapes de la calibration, pour des pions de 100 GeV. On constate que l'énergie mesurée à l'échelle électromagnétique ne représente que 75% de l'énergie, et que l'attribution des poids et la correction des zones mortes contribuent pour chacune à la moitié des corrections. L'énergie calibrée dévie de l'énergie vraie de 2% dans la simulation, et de 5% dans les données, en partie à cause de la contamination des faisceaux de pions par des protons.

Dans tout ce chapitre, l'énergie transverse manquante est étudiée à l'échelle électromagnétique, sauf au paragraphe 4.4.4 où l'énergie transverse manquante calibrée a été vérifiée avec des données de collision de biais minimum et des événements issus de la sélection de bosons W.

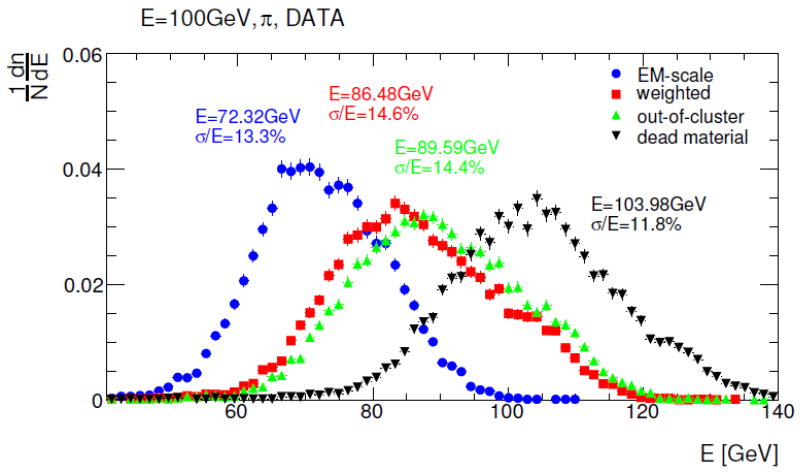


Figure 4.2 – *Distribution de l'énergie reconstruite à l'échelle électromagnétique (en bleu), après application des poids (en rouge), après correction de l'énergie déposée en dehors des topoclusters (en vert), et après correction de l'énergie perdue en dehors des calorimètres (en noir), pour des faisceaux de pions chargés de 100 GeV [127].*

4.2 Mise en œuvre à l'aide d'événements de déclenchement aléatoire

Avant le démarrage du LHC, l'étude des événements de déclenchement aléatoire est intéressante sous 2 aspects. Dans ce cas, aucune énergie n'est déposée dans le calorimètre, donc la seule contribution à l'énergie des cellules est le bruit électronique. Ceci permet donc à la fois de vérifier le bon fonctionnement du calorimètre, et de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante dans une configuration simple.

4.2.1 Données et jouet Monte-Carlo

En septembre et octobre 2008, environ 50 millions d'événements ont été enregistrés avec tout le détecteur actif, et avec des conditions stables. Environ 1% de ces événements ont été enregistrés avec un déclenchement aléatoire toutes les secondes. En 45 jours, entre le 10 septembre et le 23 octobre 2008, 37 runs ont été ainsi pris avec tout le système calorimétrique en marche, correspondant à 600000 événements enregistrés. Un run de 14 heures, contenant 50000 événements a servi de référence lors de cette étude.

Un jouet Monte-Carlo a été créé [130], à partir d'une hypothèse simple : lorsque qu'il n'y a pas d'énergie déposée, l'énergie d'une cellule est tirée aléatoirement d'une distribution gaussienne, centrée en 0, et dont la largeur correspond à la valeur du bruit contenue dans la base de données. On suppose donc ici que le bruit des cellules est gaussien, que les piédestaux sont correctement mesurés, et qu'il n'y a pas de bruit cohérent. La reconstruction standard de l'énergie dans les cellules, détaillée au paragraphe 3.2, est ensuite appliquée.

4.2.2 Performance de l'algorithme de topoclusters

L'algorithme qui fabrique les topoclusters utilise comme graine des cellules dont l'énergie satisfait la relation $|E| > 4 * \sigma_{bruit}$, et ajoute des cellules telles que $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$, où σ_{bruit} est la valeur du bruit dans la cellule, défini au paragraphe 3.3.3. Il supprime efficacement le bruit, puisque dans le cas d'un bruit électronique gaussien, la probabilité que l'énergie absolue d'une cellule soit 4 fois plus grande que le bruit est de 0.006% (elle est de 4.55% dans le cas $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$ par comparaison). Le nombre moyen de cellules qui passent la coupure

$|E| > n * \sigma_{bruit}$ (n = 2 ou 4) pour chaque sous-détecteur est comparé aux valeurs attendues dans le cas d'un bruit gaussien, dans le tableau 4.1, et dans la figure 4.3.

# cellules /événement		EMB	EMEC	HEC	FCal	Tile
$\|E\| > 2 * \sigma_{bruit}$	mesuré	5250	2950	220	140	250
	attendu	4950	2900	220	160	230
$\|E\| > 4 * \sigma_{bruit}$	mesuré	10.2	6.1	0.4	0.2	13.9
	attendu	6.9	4.0	0.3	0.2	0.3

Tableau 4.1 – *Nombre moyen de cellules satisfaisant la coupure $|E| > n * \sigma_{bruit}$, avec n = 2 ou 4, par événement pour chaque sous-détecteur pour les événements de déclenchement aléatoire du run de référence.*

Le nombre moyen de cellules passant la coupure $|E| > 2 * \sigma$ mesuré est en bon accord avec les prédictions pour tous les sous-détecteurs. Dans le cas de la coupure $|E| > 4 * \sigma$, on a un bon accord entre données et simulation pour les calorimètres à argon liquide, mais pas pour le calorimètre à tuiles pour lequel le nombre mesuré est 50 fois à celui attendu, créant ainsi la moitié des graines d'un événement. Le nombre total de topoclusters par événement est de 24.9, contre 11.7 attendu. Il est égal au nombre de graines, sauf dans le calorimètre hadronique bouchon à cause d'un effet de la division des topoclusters [131], et dans le calorimètre à tuiles où un topocluster possède en moyenne deux cellules qui passent la coupure $|E| > 4 * \sigma_{bruit}$. A cause de ce dernier effet, le nombre total de cellules utilisées pour calculer l'énergie transverse manquante avec la méthode des topoclusters n'est que 10 fois inférieur au nombre de cellules avec la méthode $|E| > 2 * \sigma_{bruit}$, alors qu'une réduction d'un facteur 30 était attendue.
Avec la description du bruit dans le calorimètre à tuiles avec une double gaussienne mise en place en 2009 (paragraphe 3.3.3), le nombre total de topoclusters est diminué de 30%, avec 17.6 topoclusters par événement, et on voit sur la figure 4.3 à droite (carrés pleins) que l'accord avec ce qu'on attendait est meilleur.

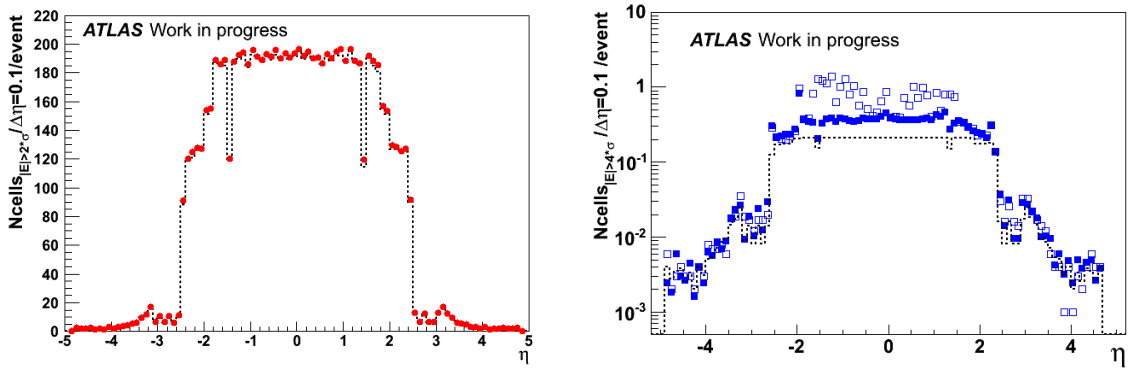


Figure 4.3 – *Nombre de cellules passant la coupure $|E| > n * \sigma_{bruit}$, avec n = 2 (à gauche) ou 4 (à droite), normalisé à un événement de déclenchement aléatoire, par intervalle de $\Delta\eta = 0.1$. La ligne pointillée représente la valeur attendue. A gauche, les points rouges représentent les données. A droite, les points bleus ouverts et fermés représentent les données avec la description du bruit dans les tuiles par une simple gaussienne et une double gaussienne respectivement.*

4.2.3 Distributions de $E^{miss}_{X,Y}$

La figure 4.4 montre les variables E^{miss}_X et E^{miss}_Y calculées avec les cellules des topoclusters. On peut constater que les 2 distributions sont gaussiennes, mais que leur écart-type est 3 fois plus grand que dans la simulation. Et la plus grande contribution à la largeur des distributions provient du calorimètre à tuiles. La différence entre données et simulation s'explique par le plus grand nombre de topoclusters dans les données. Si on calcule les variables d'énergie transverse manquante en ne prenant en compte que les cellules des calorimètres à argon liquide, l'accord entre données et simulation est meilleur, comme on peut le voir dans la figure 4.5.

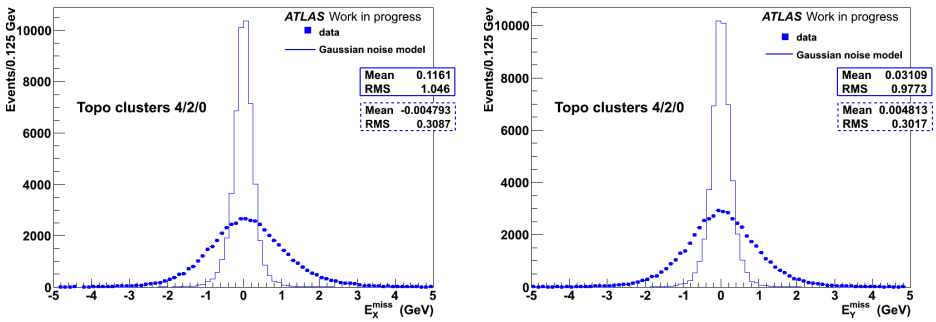


Figure 4.4 – *Distributions de E^{miss}_X etE^{miss}_Y, calculées avec la méthode des topoclusters pour les événements du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.*

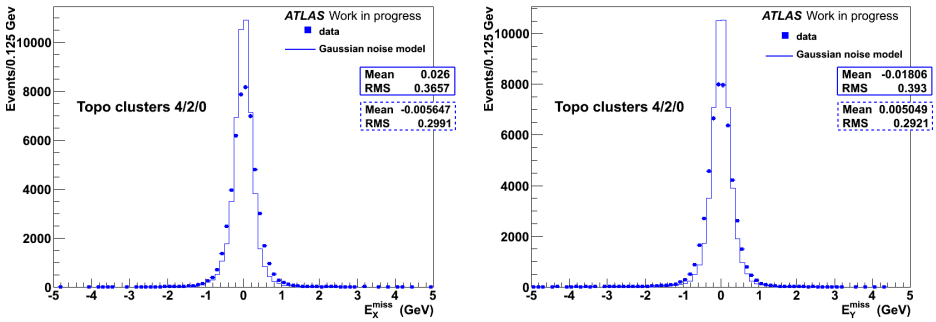


Figure 4.5 – *Distributions de E^{miss}_X etE^{miss}_Y, calculées avec la méthode des topoclusters, avec les cellules du détecteur à argon liquide uniquement, pour les événements du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.*

La nouvelle description du bruit pour la calorimètre à tuiles décrite au paragraphe 3.3.4 a permis de résoudre ce problème avant les premières collisions du LHC. Ainsi, la figure 4.6 [132] montrent les distributions de E^{miss}_X et E^{miss}_Y calculées avec la méthode des topoclusters pour des événements déclenchés aléatoirement pendant un run avec des collisions en décembre 2009. On peut constater que les 2 distributions sont bien gaussiennes, et centrées en zéro. Leur écart-type est de 0.43 GeV, ce qui est proche de la valeur de 0.30 GeV prédite par le jouet Monte-Carlo qui suppose que tout le bruit est gaussien. De plus, la différence entre la valeur mesurée et la mesure prédite devient négligeable lorsque de l'énergie est réellement déposée dans les cellules comme on le verra au paragraphe 4.4.

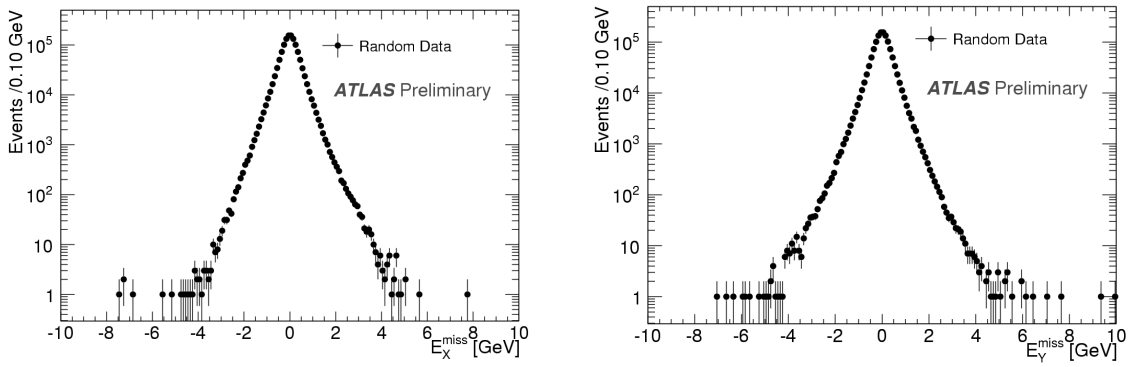


Figure 4.6 – *Distributions E_X^{miss} et E_Y^{miss} calculées avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de déclenchement aléatoire pendant des collisions à 900 GeV [132].*

4.2.4 Distributions de ΣE_T

La figure 4.7 à gauche montre que la distribution de $\sum E_T$ mesurée avec les données est gaussienne, mais de largeur supérieure à celle attendue pour les raisons détaillées au paragraphe précédent. De plus, sa moyenne est décalée de +0.8 GeV par rapport à 0. L'effet est plus marqué pour la même distribution calculée avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ (figure 4.7 à droite), et a été étudié plus en détails.

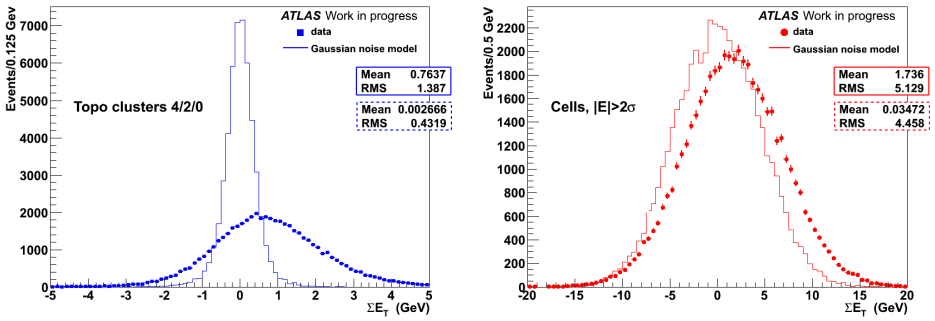


Figure 4.7 – *Distribution de $\sum E_T$ calculée avec la méthode des topoclusters (à gauche), et avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ (à droite) pour des événements de déclenchement aléatoire du run de référence. Les points représentent les données, et la ligne le jouet Monte-Carlo.*

On peut voir sur la figure 4.8 que la variation de la moyenne de la variable $\sum E_T$ varie de 12 GeV sur la période de 45 jours, et qu'elle est surtout significative dans le calorimètre électromagnétique tonneau. Dans les deux cas, une variation des piédestaux des cellules, comme on l'a vu dans le paragraphe 3.3.1, peut permettre d'expliquer ces phénomènes. Pour tester cette hypothèse, les piédestaux effectifs des cellules ont été recalculés pour 4 runs enregistrés 2, 17, 30 et 43 jours après le début de la période de prise de données étudiée ici. La variable de $\sum E_T$ a été recalculée en utilisant ces nouvelles valeurs de piédestaux, et la valeur moyenne des distributions est représentée par les étoiles lavande de la figure 4.8. On peut voir que pour la variable $\sum E_T$, si la variation avec le temps a disparu, il reste une valeur résiduelle de 2 GeV. Pour comprendre cela, pour le run de référence, les variables d'énergie transverse manquante ont été recalculées en utilisant la valeur du piédestal de la base de données, mais mettant un seuil pour déclencher l'itération dans la reconstruction de l'énergie à 5 fois la valeur du bruit (cf paragraphe 3.2.2). En modifiant ce seuil, la valeur moyenne de la distribution de

$\sum E_T$ est diminuée de 2.2 GeV [130]. Donc en combinant cette diminution avec l'utilisation d'un piédestal effectif, la valeur résiduelle sur le moyenne de $\sum E_T$ est inférieure à 0.3 GeV.

Il est donc nécessaire de contrôler les piédestaux des cellules régulièrement, ce qui est fait plusieurs fois par semaine actuellement.

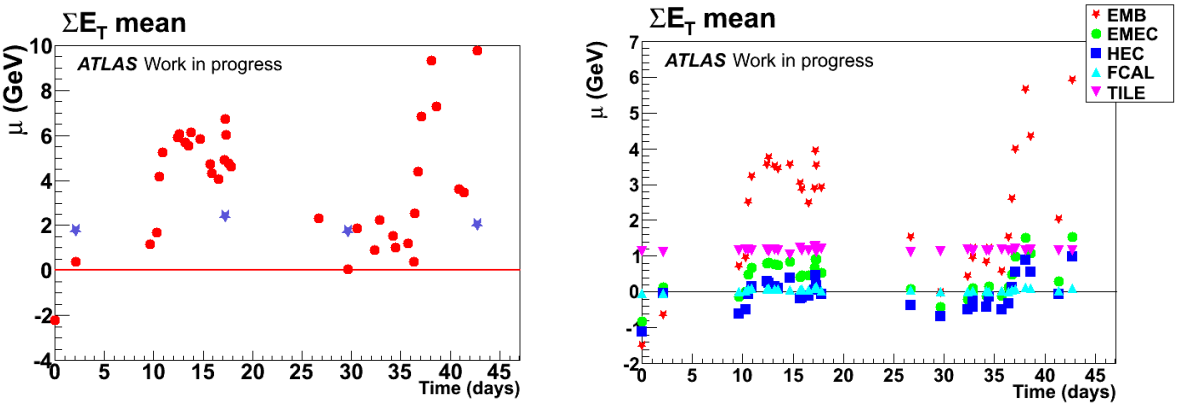


Figure 4.8 – *A gauche, valeur moyenne μ de la distribution de $\sum E_T$ calculée avec la méthode de suppression du bruit $|E| > 2\sigma_{noise}$ en fonction du temps, pour des événements de déclenchement aléatoire. La ligne correspond à la valeur attendue, alors que les étoiles lavande correspondent aux résultats lorsque l'on recalcule les piédestaux effectifs de chaque cellule. A droite, les mêmes résultats pour chaque sous-détecteur du système calorimétrique.*

4.2.5 Distributions de E_T^{miss}

Enfin, la figure 4.9 à gauche montre la variable E_T^{miss} pour le run de référence et avec le jouet Monte-Carlo. Si la largeur de la distribution dans les données s'explique par la description du bruit dans le calorimètre à tuiles, on observe également des queues de distribution au-dessus de 7 GeV.

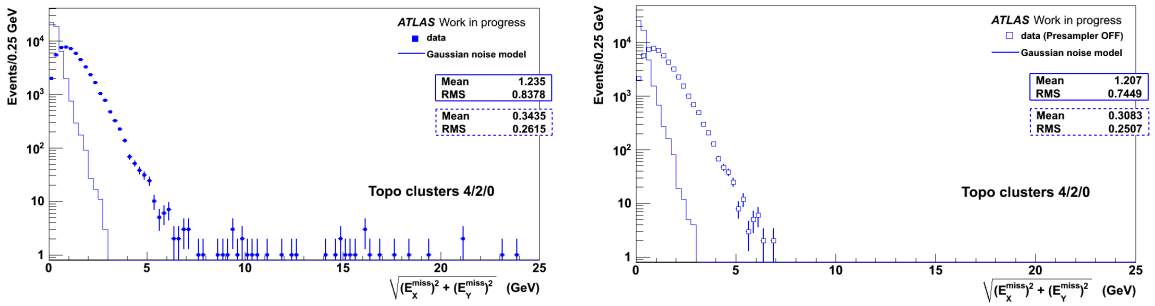


Figure 4.9 – *Distribution de E_T^{miss} mesurée avec la méthode des topoclusters, avec des événements de déclenchement aléatoire du run de référence. Les points représentent les données, la ligne le jouet Monte-Carlo. A gauche, tout le système calorimétrique est considéré, à droite les cellules du pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique ne sont pas prises en compte.*

Pour sonder ces problèmes du calorimètre, on a utilisé les jets reconstruits dans un cône étroit de $\Delta R = 0.4$, puisque aucun jet ne devrait être reconstruit dans des événements de déclenchement aléatoires. La figure 4.10 montre le nombre de jets reconstruits pendant les 45 jours de prise de données en 2008, en fonction de η et de φ. Au total, 413 jets ont été reconstruits (soit 0.06% des événements), dont les deux tiers concentrés autour de la zone $(\eta,\varphi) = (-1.0,2.7)$. En

regardant dans quel sous-détecteur l'énergie est maximale, on trouve que les jets de cette zone sont dus à du bruit cohérent dans le pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique. Ceci a ensuite été relié à un câble d'alimentation haute-tension mal isolé, qui a été réparé durant l'arrêt d'hiver 2008-2009. Le fait d'utiliser les jets de cette manière a également été étudiée avec des événements de muons cosmiques dans [122], et est la base de la procédure "jet cleaning", détaillé aux paragraphes 4.4.2.1 et 4.4.3.1, et à présent utilisée pour toutes les analyses de physique d'ATLAS.

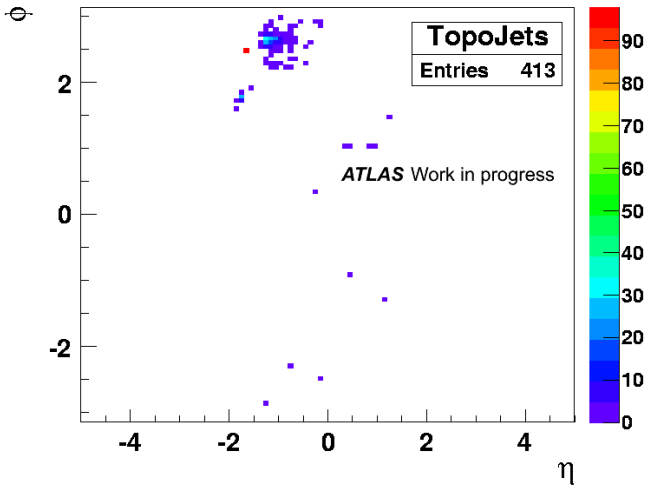


Figure 4.10 – *Carte $\eta - \varphi$ du nombre de jets reconstruits avec des événements de déclenchement aléatoire pendant 45 jours.*

Si on enlève les cellules du pré-échantillonneur du calcul de l'énergie transverse manquante, toutes les queues disparaissent, comme on peut le voir sur la figure 4.9 à droite.

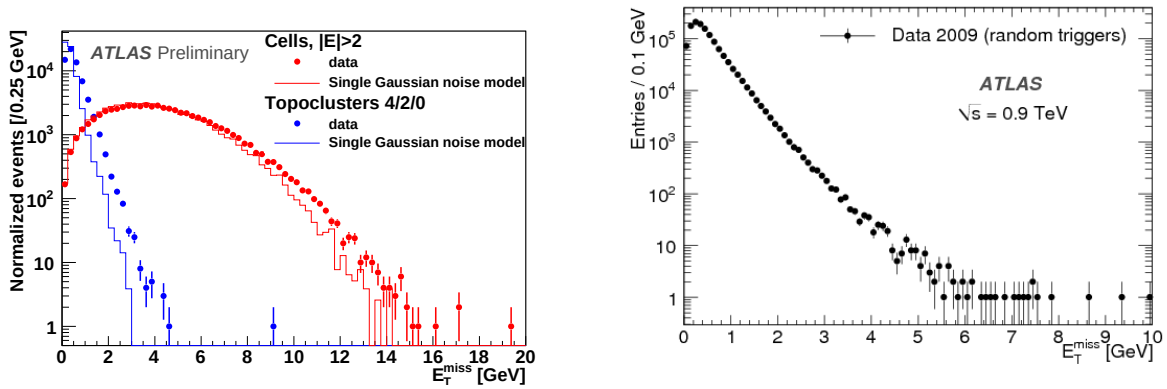


Figure 4.11 – *A gauche, distributions de E_T^{miss} reconstruite avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ en rouge, et avec la méthode des topoclusters en bleu. Les points correspondent aux données d'un run enregistré en juin 2009, et les lignes au jouet Monte-Carlo de bruit gaussien. A droite, distribution E_T^{miss} calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de déclenchement aléatoire pendant des collisions à 900 GeV [133].*

Par ailleurs, le câble qui causait du bruit cohérent ayant été réparé, on peut observer sur la figure 4.11 à gauche qu'il n'y a plus de queues de distributions au-delà de 20 et 10 GeV pour les méthodes $|E| > 2 * \sigma$ et topocluster respectivement, pour des données de déclenchement aléatoires enregistrées en juin 2009. On peut également noter le bon accord entre les données et le jouet Monte-Carlo avec le changement de description du bruit dans le calorimètre à tuiles.

La figure 4.11 à droite montre également la distribution de E_T^{miss} calculées avec la méthode

des topoclusters pour des événements déclenchés aléatoirement pendant un run avec des collisions [132]. On constate qu'elle ne comporte pas de queues de distribution au-delà de 10 GeV. Les coupures minimales pour la physique étant de 15 GeV, la contribution du bruit électronique au calcul de l'énergie transverse manquante ne peut pas interférer avec la physique.

4.2.6 Stabilité des résultats

La variation relative de la largeur et de la valeur moyenne des distributions en fonction du temps a été testée sur une période de 45 jours, est montrée dans la figure 4.12. On peut constater que les écarts-types des distributions sont constants dans le temps, avec une variation inférieure à ±0.1 GeV. Ceci est petit comparé la résolution de l'énergie transverse manquante qui est de 4-5 GeV pour les événements $W \to e\nu$. Les valeurs moyennes que l'on voit dans la figure 4.4, quant à elles, sont toutes compatibles avec 0±0.1 GeV, en bon accord avec les valeurs attendues.

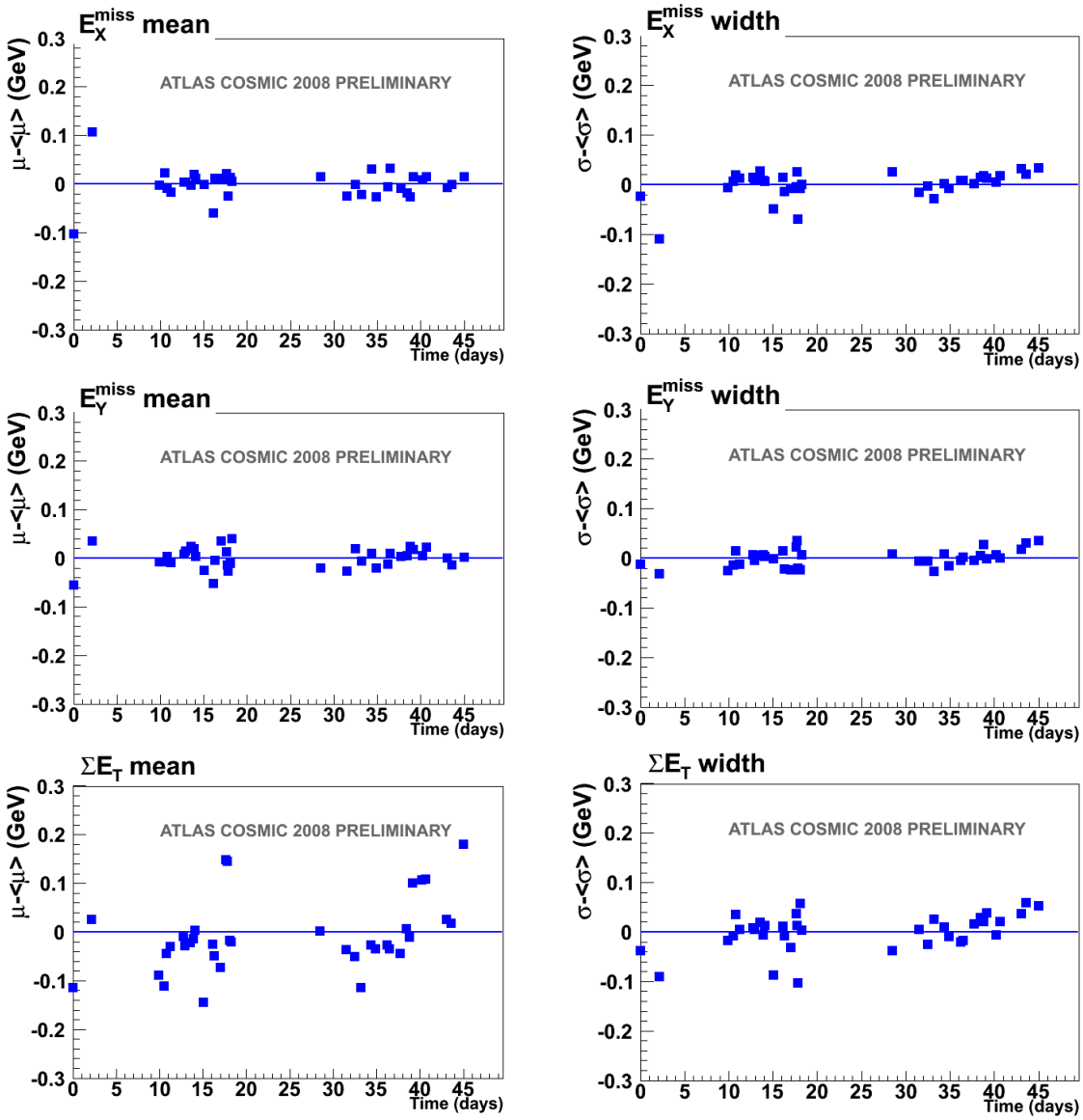


Figure 4.12 – *Variations relatives de la moyenne μ (à gauche) et de la largeur gaussienne σ (à droite) des variables E_X^{miss}, E_Y^{miss}, et $\sum E_T$ mesurées avec des événements de déclenchement aléatoire.*

4.3 Evénements déclenchés par le niveau 1

Durant les campagnes de prise de données de septembre et octobre 2008, ainsi que lors de campagnes ultérieures en juin 2009, en plus des événements déclenchés aléatoirement, des événements déclenchant le premier niveau de déclenchement [i] calorimétrique ont été enregistrés. Ce type de déclenchement rassemblait quatre types de déclenchement par un OU logique : un pour les jets (J5), un pour les hadrons issus de leptons τ (TAU5), un pour les électrons et photons (EM3) et un pour l'énergie transverse manquante (XE20), où les chiffres représentent les seuils en énergie transverse en GeV. Ceci permet de repérer de vrais dépôts d'énergie laissés par des muons cosmiques émettant un photon énergétique par rayonnement de freinage.

Dans ce paragraphe, un run enregistré en juin 2009 a été utilisé, où les problèmes de bruit cohérent dans le pré-échantillonneur du calorimètre électromagnétique a été réparé, mais où la description du bruit dans les tuiles n'est pas encore changée. Il contient 135746 événements de déclenchement aléatoire, et 292398 événements déclenchant le premier niveau de déclenchement calorimétrique. On peut voir sur la figure 4.13 les distributions de E_T^{miss} en utilisant tout le système calorimétrique à gauche, ou uniquement le calorimètre à argon liquide à droite. Afin de pouvoir comparer la contribution due au bruit et celle due à un vrai dépôt d'énergie, les données de déclenchement aléatoire sont superposées aux données déclenchées par le niveau 1. On peut voir une séparation claire entre la contribution du bruit et celle de vrais dépôts d'énergie. Ainsi, si on veut appliquer une coupure afin d'enlever la contribution du bruit électronique à l'énergie transverse manquante, par exemple 15 GeV pour la méthode $|E| > 2 * \sigma$, et 7 GeV pour la méthode des topoclusters, 30% et 70% des événements déclenchés par le niveau 1 sont sélectionnés.

La répartition des événements entre les 4 types de déclenchement est 95, 80, 10, et 15% pour J5, TAU5, EM3, et XE20 respectivement. Ceci reflète bien le fait qu'un muon cosmique a plus de chances d'interagir avec le calorimètre à tuiles qu'avec le calorimètre électromagnétique. On peut aussi le constater sur les figures 4.13 à droite : quand on utilise uniquement les cellules des calorimètres à argon liquide (on rappelle que la plus grande contribution provient du calorimètre électromagnétique bouchon, du fait de son grand nombre de cellules), les deux distributions sont compatibles. Dans ce cas, seuls 3%/6% des événements passent la coupure $E_T^{miss} > 15/7$ GeV pour la méthode $|E| > 2 * \sigma$/topoclusters. Si l'on ne considère que les événements qui ont déclenché EM3 avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$, on constate que la moyenne de la distribution augmente, puisque de l'énergie est réellement déposée dans le calorimètre à argon liquide, et que 20% des événements passent alors la coupure $E_T^{miss} > 15$ GeV [115].

L'énergie déposée par ces muons cosmiques peut constituer un bruit de fond lors des analyses de physique. Lors d'événements sans collision, le taux de déclenchement de niveau 1 calorimétrique est d'environ 4 Hz, soit un taux d'environ 3 Hz pour des muons cosmiques créant une énergie transverse manquante supérieure à 7 GeV. Ce bruit de fond peut être supprimé en demandant qu'un vertex primaire soit reconstruit, et en faisant des coupures sur la différence temporelle entre les jets et le croisement de faisceau, comme on le verra au paragraphe 4.4.3.1.

i. le seul en opération à ce moment-là

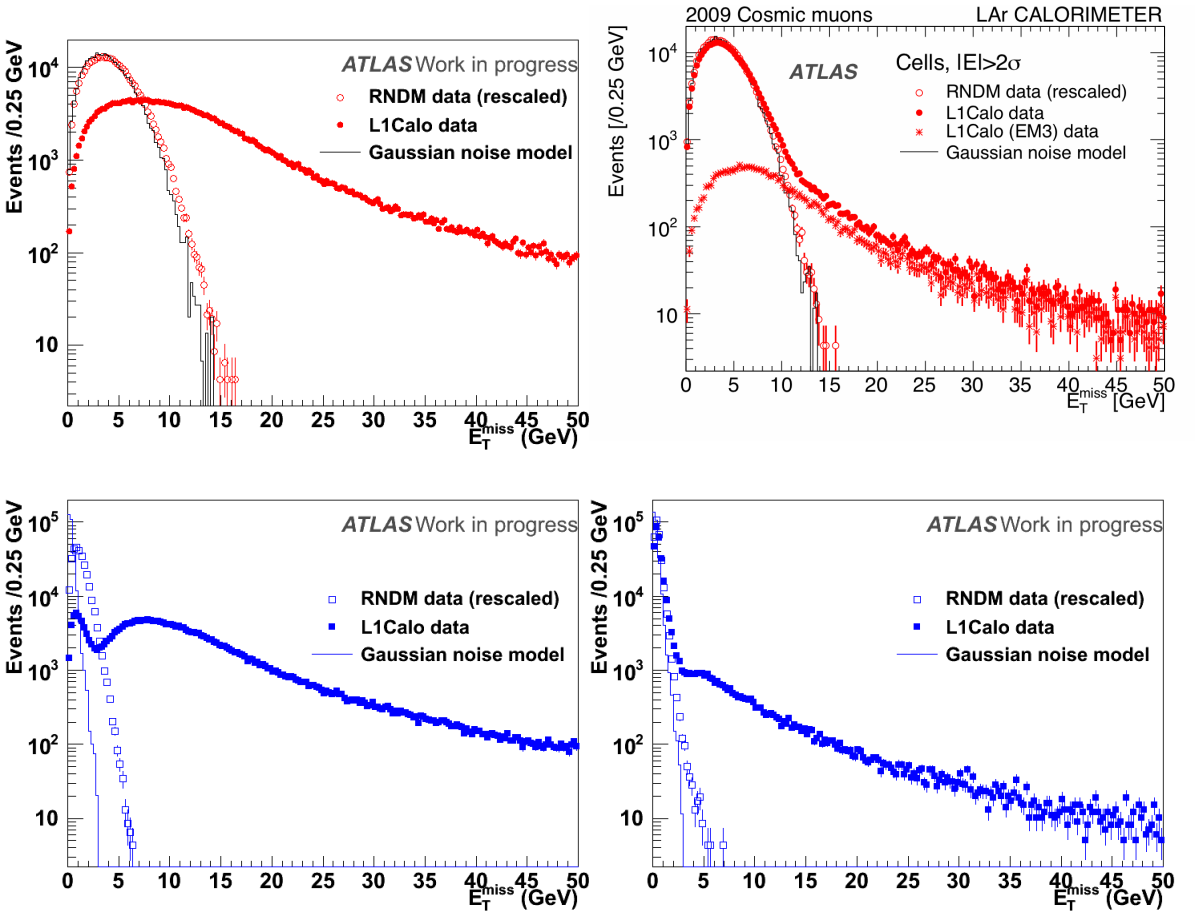


Figure 4.13 – *Distributions de E_T^{miss} reconstruites avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ en haut, et avec la méthode des topoclusters en bas, à gauche avec tout le système calorimétrique, à droite uniquement avec les calorimètre à argon liquide. Les points représentent les données issues du déclenchement de niveau 1, les ronds vides représentent les données issues du déclenchement aléatoire. La ligne représente le jouet Monte-Carlo de bruit gaussien.*

4.4 Mise en œuvre à l'aide d'événements de biais minimum

La reconstruction et les queues de distribution de l'énergie transverse manquante étant sous contrôle avant les premières collisions du LHC en novembre 2009, elle a été également vérifiée avec les premières collisions à 900 GeV et 2.36 TeV, notamment avec des événements de biais minimum.
Par rapport aux événements de déclenchement aléatoire, plusieurs dizaines de GeV d'énergie transverse sont déposées dans le système calorimétrique. Le nombre de cellules sélectionnées par la méthode de suppression de bruit avec des topoclusters augmente donc, comme on peut le voir sur la figure 4.14 pour des données mesurées de déclenchement aléatoire ou de niveau 1, et des données simulées de différents processus physiques. On constate tout d'abord que le nombre total de cellules sélectionnées passe de ∼800 pour les événements de déclenchement aléatoire à ∼5000 pour les événements de biais minimum, et ∼10000 pour des événements impliquant un boson de jauge. On voit aussi que ce nombre de cellules augmente plus à grand η que dans la partie centrale. La résolution de l'énergie transverse manquante va donc augmenter, comme on le verra au paragraphe 4.4.2.4.

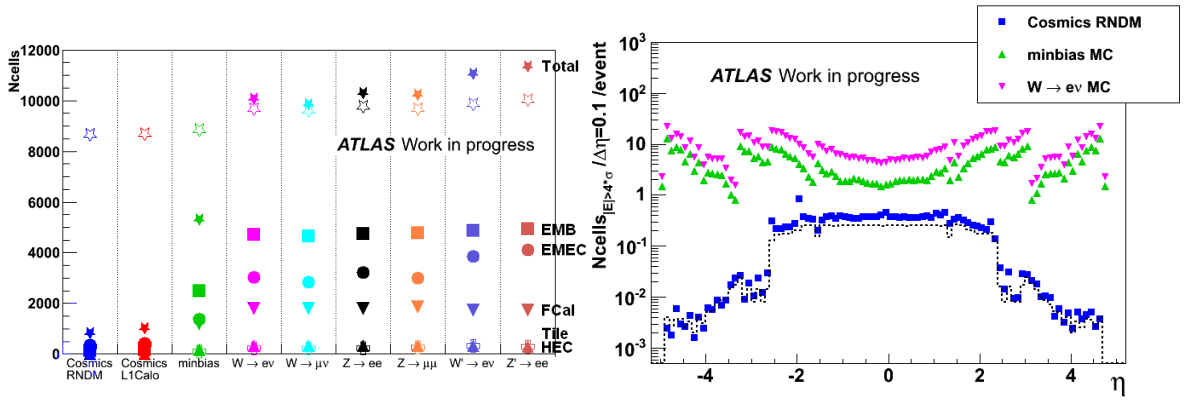


Figure 4.14 – *A gauche, nombre de cellules utilisées pour calculer l'énergie transverse manquante avec la méthode des topoclusters, avec des données de déclenchement aléatoire et de déclenchement calorimétrique de niveau 1, et pour différents processus simulés. Les étoiles pleines correspondent au nombre total, et les carrés, ronds, triangles inversés, triangles, et croix correspondent aux calorimètres EMB, EMEC, FCal, HEC et Tile respectivement. Le nombre total de cellules utilisées avec la méthode $|E| > 2 * \sigma$ est représenté avec des étoiles ouvertes pour référence. A droite, nombre de cellules passant la coupure $|E| > 4 * \sigma_{bruit}$, normalisé à un événement de déclenchement aléatoire, par intervalle de $\Delta\eta = 0.1$, pour des données de déclenchement aléatoire (carrés bleus), et des simulations d'événements de biais minimum (triangles verts) et $W \to e\nu$ (triangles inversés roses). La ligne pointillée représente la valeur attendue avec le bruit dans la base de données.*

4.4.1 Définition des événements de biais minimum

Les événements de biais minimum peuvent être définis comme tous les événements sans biais dus aux conditions de déclenchement. Ils sont traditionnellement décomposés en plusieurs types d'événements : les collisions élastiques, visibles à très grande rapidité [ii], et les collisions inélastiques, non-diffractives ou diffractives [134, 135]. Par suite, on appellera événements *de biais minimum* les collisions inélastiques. La répartition de ces événements en fonction de la

ii. au-delà de la couverture du système calorimétrique, mais étudiés par des expériences dédiées comme les expériences Totem ou ALFA au LHC.

rapidité est visible dans la figure 4.15, et la section efficace totale peut être écrite comme [134] :

$$\begin{aligned} \sigma_{tot} &= \sigma_{élastique} + \sigma_{inélastique} \\ \sigma_{tot} &= \sigma_{élastique} + \sigma_{non-diffractif} + \sigma_{simple-diffractif} + \sigma_{double-diffractif} + ... \end{aligned} \tag{4.8}$$

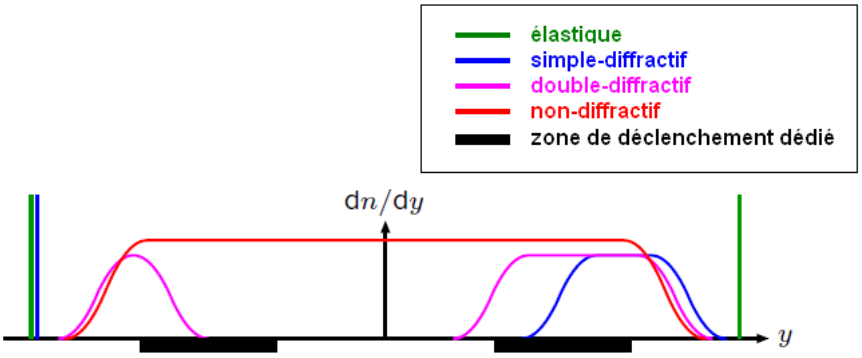


Figure *4.15* – *Schéma de principe de production des événements de biais minimum en fonction de la rapidité [136].*

Section efficace prédite (mb)	$\sigma_{inél}$	σ_{ND}	σ_{SD}	σ_{DD}
$\sqrt{s} = 900$ GeV	52.4	34.3	11.7	6.4
$\sqrt{s} = 2.36$ TeV	60.6	40.2	12.7	7.7
$\sqrt{s} = 7$ TeV	71.5	48.5	13.7	9.3

Tableau 4.2 – *Sections efficaces de production d'événements de biais minimum prédites avec* Pythia6 *pour une énergie dans le centre de masse de 900 GeV, 2.36 TeV et 7 TeV.*

Dans ATLAS, des détecteurs appelés MBTS (pour *Minimum Bias Trigger Scintillators*) [137], et prévus pour fonctionner à basse luminosité, sont composés de plaques de scintillateurs placées sur les cryostats des bouchons calorimétriques. Ils couvrent la zone de pseudo-rapidité $2.09 < |\eta| < 3.84$ (que l'on peut voir en noir sur le schéma de la figure 4.15) et servent de déclenchement de niveau 1 pour sélectionner principalement des événements de biais minimum non-diffractifs et double-diffractifs.
Une des principales difficultés pour modéliser les événements de biais minimum vient du fait qu'ils sont dominés par des interactions à bas transfert d'impulsion entre partons qui ne peuvent pas être calculées avec des modèles perturbatifs, mais nécessitent des modèles phénoménologiques ajustés sur les données [138]. Parmi eux, les générateurs les plus utilisés par ATLAS sont Pythia6 [139] et Phojet [140, 141], le premier étant utilisé par défaut. Les sections efficaces de production prédites par Pythia sont résumées dans la tableau 4.2 pour différentes énergies dans le centre de masse étudiées au LHC. La section efficace inélastique totale prédite à 7 TeV est de 71.5 et 77.3 mb pour Pythia et Phojet respectivement, est supérieure à celle mesurée par ATLAS : $\sigma_{inélastique} = 69.4 \pm 2.4(exp) \pm 6.9(extrapolation)$ mb [142], et devra donc être ajustée. Dans la suite de cette section, pour des études de performances, les résultats des simulations seront renormalisés au nombre d'entrées dans les données.

4.4.2 Collisions à 900 GeV et 2.36 TeV en 2009

En 2009, les premières collisions du LHC ont permis de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante avec des réels dépôts d'énergie dans les calorimètres. En particulier, les événements de biais minimum ont été utilisés, surtout à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV, mais aussi à une énergie de 2.36 TeV. Ces données sont comparées à des simulations Monte-Carlo d'événements de biais minimum générés par PYTHIA 6, et composés d'événements non-diffractifs, simple-diffractifs et double-diffractifs pondérés par leur section efficace. Dans toutes les figures de ce paragraphe, la simulation est normalisée aux nombres d'événements dans les données.

4.4.2.1 Sélection des événements

Lors de collisions se produisant au centre du détecteur, les signaux doivent coïncider en temps des deux côtés du détecteur. On fait donc une coupure sur la différence en temps Δt entre les côtés A et C : moins de 5 ns entre les deux côtés du calorimètre électromagnétique bouchon ou moins de 10 ns entre les 2 côtés des systèmes de déclenchement MBTS. On peut voir sur la figure 4.6 ces différences temporelles, ainsi que les fenêtres temporelles appliquées, pour les données et une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs. Cette coupure a une efficacité de 98% sur la simulation, et on peut voir qu'elle permet l'éliminer dans les données des événements qui ne sont pas issus du centre du détecteur. Dans les données, les événements de halo du faisceau peuplent la différence en temps entre 15 et 30 ns, tandis que dans les deux cas, les événements à $\Delta t_{MBTS} \sim 75ns$ correspondent à des artefacts dans la reconstruction des MBTS [143].

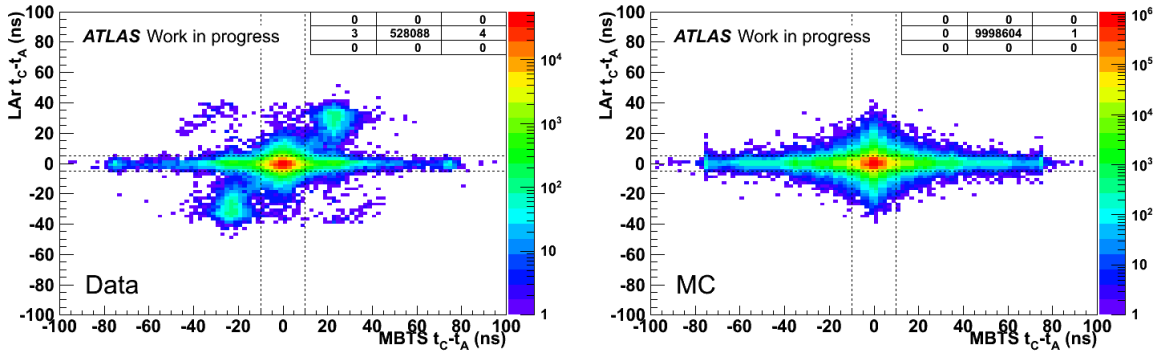


Figure *4.16* – *Différence temporelle entre les 2 calorimètres électromagnétiques bouchons en fonction de la différence temporelle entre les deux MBTS, à gauche pour les données, à droite pour une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs.*

Par ailleurs, des coupures sont appliquées sur la qualité des données. Elles sont basées sur les jets, dans le prolongement des études avec des événements de déclenchement aléatoire présentées au paragraphe 4.2.5. On utilise ici des jets reconstruits avec l'algorithme anti-k$_T$ [144], un cône d'ouverture R = 0.6, et une énergie transverse supérieure à 7 GeV.
Comme certaines cellules du calorimètre hadronique bouchon sont sporadiquement très bruyantes elles peuvent créer des jets très énergétiques, mais ne sont pas bruyantes suffisamment souvent pour être masquées en permanence. On demande donc à ce que 90% de l'énergie du jet soit répartie sur au moins 3 cellules.
De plus, dans la reconstruction de l'énergie, certaines cellules que l'on sait problématiques sont masquées, et leur énergie est estimée à partie des cellules voisines. On considère qu'un

jet doit avoir moins de 20% de son énergie qui provient de telles cellules pour empêcher les sur-corrections.
L'événement est rejeté si au moins un jet ne respecte pas ces critères. Seuls quelques dizaines d'événements sont concernés, mais ils peuvent créer des queues jusqu'à 1 TeV dans les distributions d'énergie transverse manquante.

Avec ces coupures, 600000 et 20000 événements ont été sélectionnés pour les données à 900 GeV et 2.36 TeV respectivement.

4.4.2.2 Distributions de E_T^{miss}

La figure 4.17 montre les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} pour les événements de biais minimum sélectionnés à une énergie de 900 GeV (en haut) et 2.36 TeV (en bas) dans le centre de masse. Dans ce cas, l'énergie est déposée de façon égale dans tout le calorimètre, donc on s'attend à ce que les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} soient centrées en zéro. Le décalage par rapport à 0 pour la distribution de E_Y^{miss} sera discutée au paragraphe 4.4.2.5. Ces distributions sont en bon accord avec la simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum, et ont un écart-type de 1.4 GeV et 1.8 GeV pour les énergies de 900 GeV et 2.36 TeV respectivement. Cette largeur est supérieure à celle trouvée avec les événements de déclenchement aléatoires, puisque de l'énergie est réellement déposée dans les calorimètres.

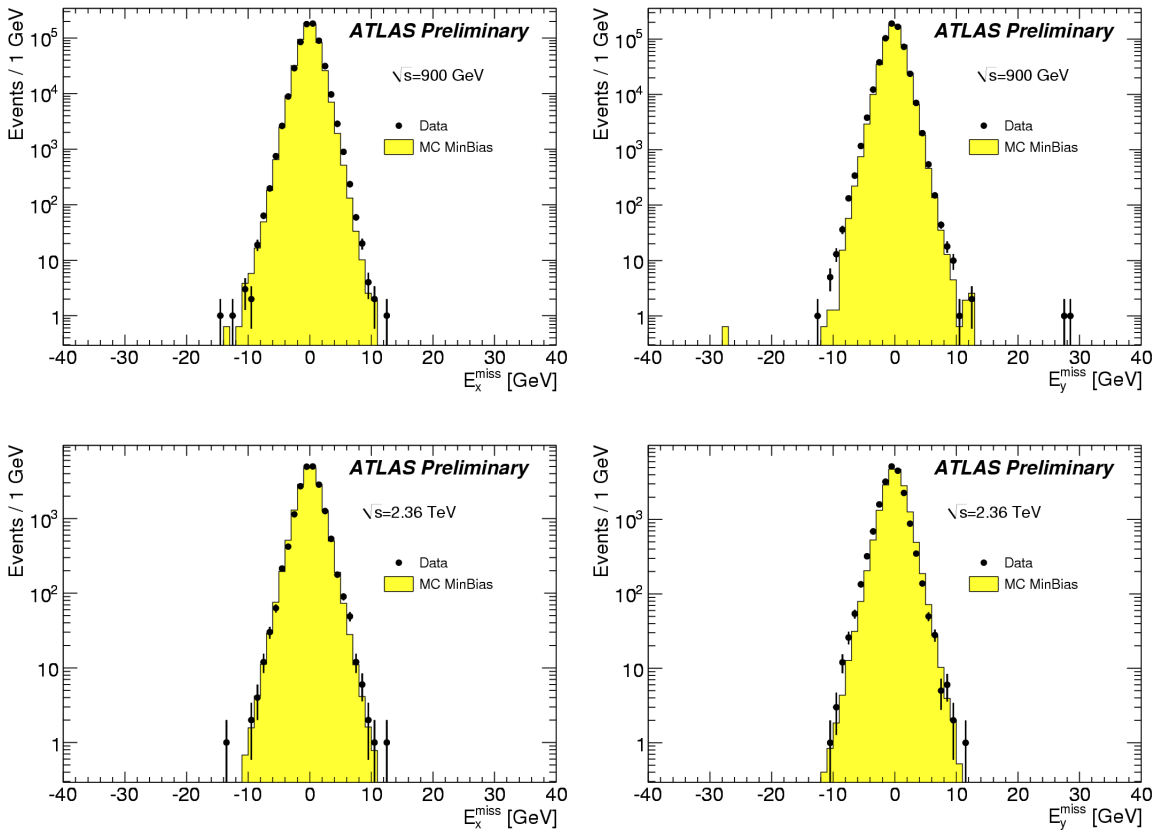


Figure 4.17 – *Distributions E_X^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculées avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV en haut et à 2.36 TeV en bas.*

La figure 4.18 quant à elle représente la distribution de E_T^{miss} pour les énergies de 900

GeV et 2.36 TeV. On peut là aussi constater un bon accord entre les données et la simulation Monte-Carlo pour les deux énergies, et l'absence de queues de distributions. Dans la simulation à 900 GeV, un événement d'énergie transverse manquante d'environ 30 GeV correspond à un événement di-jet où un des jets est très énergétique, et n'est pas équilibré par l'autre jet qui est mal reconstruit à cause de l'acceptance du détecteur. Dans les données, les deux queues de distribution correspondent à des dépôts d'énergie décalés d'au moins 2 croisements de faisceaux (soit 50 ns) dans quelques cellules. Ce très faible nombre d'événements (2 sur 600000) ne permettait pas à l'époque raffiner le rejet de ce type d'événements, mais une coupure sur le timing des objets sera mis en place pour les données prises en 2010 comme on le verra au paragraphe 4.4.3.1.

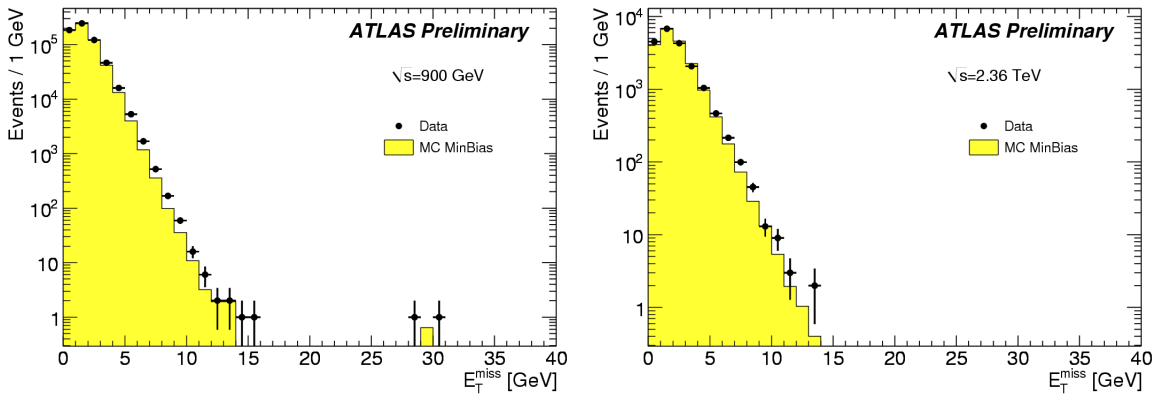


Figure *4.18* – *Distributions E_T^{miss} calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV à gauche, et à 2.36 TeV à droite.*

Enfin, la figure 4.19 montre la variation relative en fonction du temps de la valeur moyenne et de la largeur de la distribution E_X^{miss}, pour les données de collision et pour les événements de déclenchement aléatoire. La période de 12 jours correspond à la fin de la prise de données de 2009, où le nombre d'événements par run était suffisamment important pour pouvoir ajuster les données par une distribution gaussienne. On peut voir une bonne stabilité des résultats, avec des variations inférieures à ±15 MeV pour les événements aléatoires et à ±50 MeV pour les événements de collision, à la fois pour la moyenne et pour l'écart-type [iii].

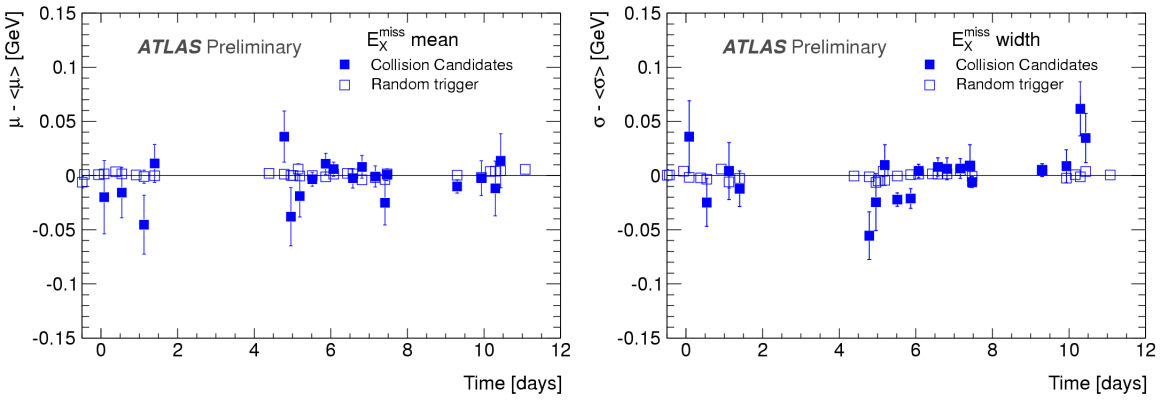


Figure *4.19* – *Evolution en fonction du temps de la moyenne μ (à gauche) et de la largeur σ (à droite) de la distribution E_X^{miss} calculée pour des événements de collision à 900 GeV (carrés pleins) et des événements de déclenchement aléatoire (carrés ouverts).*

iii. soit une variation de 3% pour l'écart-type

4.4.2.3 Distributions de $\sum E_T$

Lorsque des événements avec collisions sont enregistrés, la variable $\sum E_T$ a une valeur moyenne de 13 GeV, et peut aller jusqu'à environ 100 GeV. On peut le voir sur la figure 4.20 en haut à gauche, où les point noirs représentent les données de collision à 900 GeV, et les différentes contributions des événements de biais minimum non-diffractifs (en jaune), simple-diffractifs (en bleu clair) et double-diffractif (en rose) sont mises en évidence. On peut observer un désaccord entre les données et la simulation, même si le fait d'inclure les événements diffractifs permet de mieux décrire la zone en dessous de 5 GeV. De plus, si on regarde ces distributions de $\sum E_T$ pour chaque sous-détecteur (ici pour les calorimètres électromagnétiques tonneau et bouchons, et pour le calorimètre à l'avant dans la figure 4.20), on peut constater que le désaccord augmente avec η. Ceci peut s'expliquer par le fait que les événements de biais minimum sont décrits par des modèles phénoménologiques qui décrivent mal la physique à grande pseudo-rapidité. Ils doivent de plus être ajustés sur des données, par exemple les données du Tevatron pour PYTHIA6 et la couverture angulaire de D0 et CDF est limitée à $|\eta| = 4.1$ et 3.6 respectivement. De plus, il a été montré récemment par l'expérience CMS (qui constate le même type de désaccord) qu'en utilisant PYTHIA8 on arrive à une meilleure description de $\sum E_T$ [145], et que différents tunes utilisés par PYTHIA amènent à des profils de distributions très différents [146]. On peut en voir un exemple sur la figure 4.21 : les distributions de $\sum E_T$ sont différentes lorsque l'on utilise le générateur PHOJET à la place de PYTHIA, et la différence est encore plus marquée lorsque dans le générateur PYTHIA on augmente la contribution des interactions multiples dans l'événement sous-jacent (PARP(90) =0.16 au lieu de 0.25 [139, 147]).

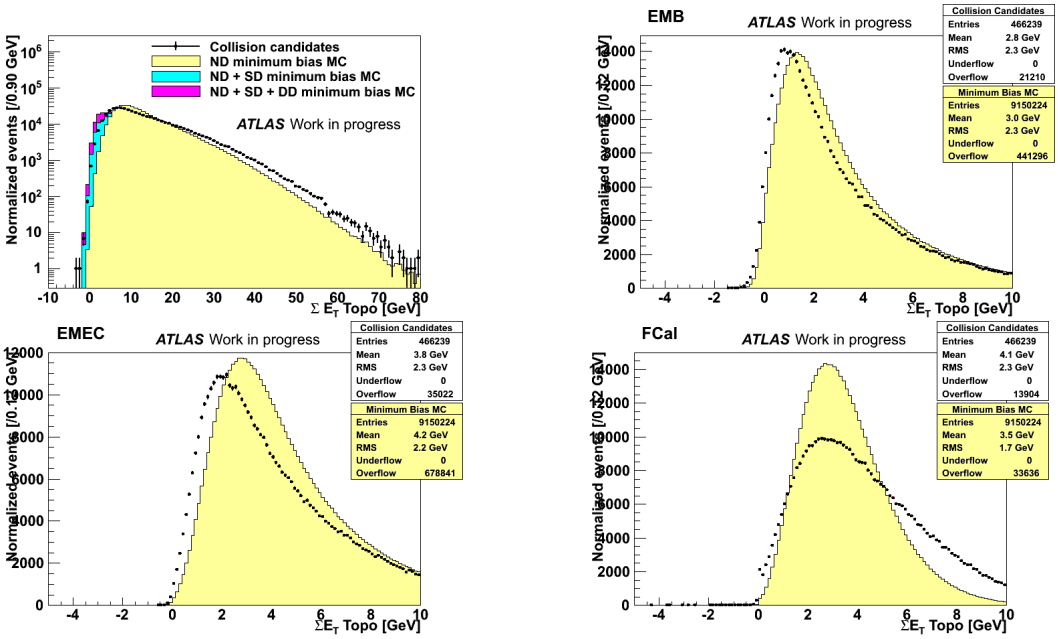


Figure 4.20 – *Distributions $\sum E_T$ calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 900 GeV. La première figure correspond à l'utilisation de tout le système calorimétrique, et les trois suivantes représentent la variables calculée avec des cellules des calorimètre EMB, EMEC et FCal respectivement. Les points représentent les données de collision, l'histogramme jaune une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs générés avec* PYTHIA. *Sur la première figure, les histogrammes bleu clair et rose correspondent à des événements simulés de biais minimum simple-diffractifs et double-diffractifs respectivement.*

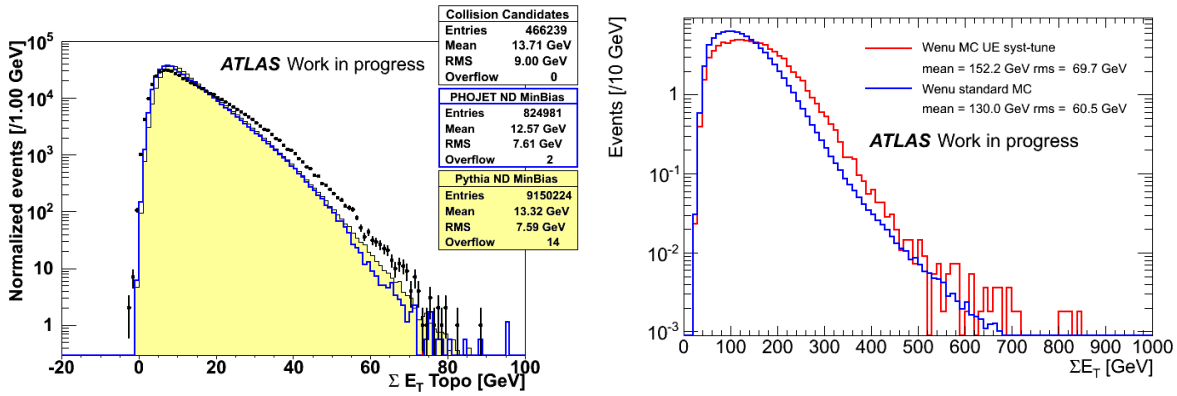


Figure *4.21* – *Distributions de $\sum E_T$. A gauche, les points noirs correspondent aux données de collisions à 900 GeV et les histogrammes une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs. L'histogramme jaune correspond à des événements générés avec* Pythia*, et l'histogramme bleu à des événements générés avec* Phojet*. A droite, la distribution est tracée avec des données simulées d'événements de biais minimum à 7 TeV avec* Pythia*, avec le tune standard en bleu, et avec l'événement sous-jacent augmenté en rouge.*

4.4.2.4 Résolution

Malgré le désaccord de la distribution de $\sum E_T$ entre les données et la simulation dans les queues de distribution, on peut néanmoins étudier la résolution de E_T^{miss} en fonction de cette variable. Cette résolution est définie comme la largeur des distributions $E_{X,Y}^{miss} - E_{X,Y}^{miss,truth}$. Mais comme dans le cas d'événements de biais minimum les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} sont nulles en moyenne, il s'agit simplement de la largeur des distributions E_X^{miss} et E_Y^{miss}. Comme de nombreuses cellules du calorimètre (environ 8000 dans le cas d'événements de biais minimum) sont sélectionnées pour calculer l'énergie transverse manquante, cette résolution de l'énergie transverse manquante reflète la résolution limitée en énergie et l'effet de la couverture angulaire. On s'attend alors à ce que la résolution suive en loi en racine carrée de l'énergie transverse totale. On peut voir sur la figure 4.22 cette résolution en fonction de $\sum E_T$ déposée pour les données à 900 GeV et 2.36 TeV, ainsi la valeur du fit par une fonction racine carrée pour la simulation Monte-Carlo. On peut constater un bon accord entre les données et la simulation, et dans les deux cas, le résultat de l'ajustement est $\sigma(E_{X,Y}) = 0.37\sqrt{\sum E_T}$.

On peut également remarquer que dans le cas d'événements de déclenchement aléatoire, $\sum E_T$ vaut 0, et la largeur des distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} est de 0.43 GeV (paragraphe 4.2.3), et non zéro comme dans l'ajustement fait ici. En effet, la loi en racine carrée n'est plus valable à basse énergie (en-dessous de 5 GeV), car on est dominé par le bruit dans les cellules.

Ce résultat sur la résolution montre une bonne compréhension et maîtrise du système calorimétrique.

4.4.2.5 Distribution de φ^{miss}

La figure 4.23 montre la distribution de la variable φ^{miss} définie par l'équation 4.3 et qui indique la direction de l'énergie transverse manquante dans le plan transverse. Ici, comme il n'y a pas de direction privilégiée, on s'attend à ce que la distribution soit plate. Or, on peut voir que pour les données, ainsi que pour la simulation à 900 GeV il y a une modulation de la distribution. Cette modulation est expliquée en partie par le fait que les collisions n'ont pas toujours lieu dans le centre exact du détecteur. Ainsi, en 2009, en moyenne, le point de collision

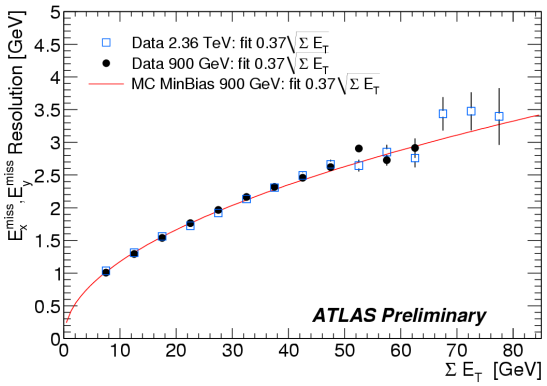


Figure 4.22 – *Résolution de E_X^{miss} etE_Y^{miss} en fonction de $\sum E_T$ pour des événements de biais minimum. Les ronds noirs et les carrés bleus correspondent aux données à 900 GeV et 2.36 TeV respectivement. La ligne représente le fit de la résolution obtenu avec la simulation Monte-Carlo.*

était de (x ; y ; z) = (-0.19 ; 1.0 ; -8.1) mm pour les données [148], et (x ; y ; z) = (1.5 ; 2.5 ; -9) mm pour les simulations à 900 GeV, ce qui est cohérent avec le maximum des modulations, alors qu'il est de (x ; y ; z) = (0 ; 0 ; 0) mm pour les simulations à 2.36 TeV.

Par ailleurs, une autre partie de cette modulation s'explique par le fait que le calorimètre à l'avant est décalé de 2 mm par rapport à sa position nominale.

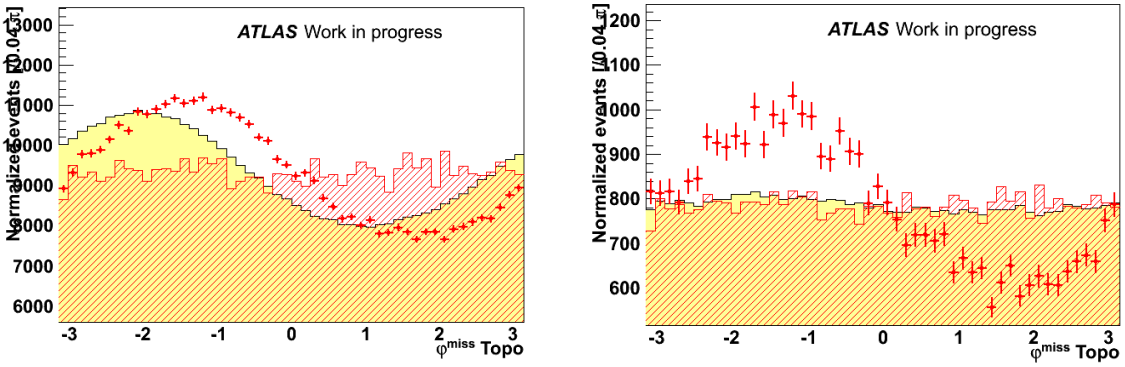


Figure 4.23 – *Distributions de φ^{miss} calculées avec des événements de biais minimum à 900 GeV (à gauche) et à 2.36 TeV (à droite). Les points rouges représentent les données de collision, la zone rouge hachurée les événements de déclenchement aléatoire, et la zone jaune une simulation Monte-Carlo d'événements de biais minimum non-diffractifs.*

4.4.3 Collisions à 7 TeV

Les premières collisions protons-protons à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse ont eu lieu le 30 mars 2010. Les 43 millions de collisions enregistrées au mois d'avril correspondant à une luminosité intégrée d'environ 0.3 nb^{-1}. Elles ont permis de tester la reconstruction de l'énergie transverse manquante à plus haute énergie, celle qui correspond aux études de physique de 2010 [149].

4.4.3.1 Sélection des événements

Une sélection analogue à 2009 est effectuée. De plus, pour diminuer le nombre d'événements sans collision, on demande à ce qu'un vertex primaire avec au moins 5 traces d'impulsion trans-

verse supérieure à 150 MeV soit reconstruit. Avec ces coupures, 14.4 millions d'événements sont sélectionnés et utilisés pour étudier la reconstruction de l'énergie transverse manquante de manière plus approfondie qu'à 900 GeV et 2.36 TeV.

Certains problèmes spécifiques du système calorimétrique peuvent se produire trop peu souvent pour affecter la qualité des données au point de rejeter un lumiblock entier (cf annexe C), mais causer des queues dans la distribution d'énergie transverse manquante. Par ailleurs, des muons cosmiques déposant de l'énergie dans le calorimètre par rayonnement de freinage peuvent aussi créer des queues dans la distribution de E_T^{miss}, comme on l'a vu au paragraphe 4.3. Pour rejeter de tels événements qui interfèrent avec la physique, une série de critères appelée *jet-cleaning* ou *MET-cleaning* [150] est appliquée aux jets d'énergie transverse supérieure à 10 GeV à l'échelle électromagnétique. Si un événement contient au moins un jet répondant à l'un de ces critères, l'événement est rejeté.
Ces trois critères sont :

1. **Bruit sporadique dans le bouchon hadronique HEC**. Certaines cellules du calorimètre HEC peuvent être sporadiquement bruyantes, avec des énergies pouvant atteindre plus d'un TeV, et créant ainsi un jet. Ces faux jets sont caractérisés par une fraction d'énergie provenant du HEC supérieure à 80%, et par le fait que 5 cellules ou moins contribuent à plus de 90% de l'énergie du jet. La figure 4.24 à gauche montre la distribution du nombre de cellules contribuant à plus de 90% de l'énergie du jet, après avec effectué la coupure sur la fraction d'énergie dans le HEC. On y voit l'excès dans les données pour les petites valeurs de cette variable. Cette coupure enlève 0.65% des données.

2. **Bouffées de bruit dans le calorimètre électromagnétique**. Des bouffées de bruit peuvent également très rarement se produire, créant du bruit cohérent dans le calorimètre. Les signaux des cellules affectées sont alors très déformés par rapport au signal bipolaire attendu, visible sur la figure 3.4. Un faux jet est alors défini par une fraction d'énergie provenant du calorimètre électromagnétique supérieure à 95%, et par une fraction d'énergie provenant de ces cellules avec mauvaise qualité de signal supérieure à 80%. Cette coupure enlève 0.01% des données.

3. **Jets hors-temps**. Comme on l'a vu, des dépôts d'énergie dans le système calorimétrique dus à des muons cosmiques peuvent également créer des faux jets, mais ce dépôt ne correspond pas au moment exact d'une collision. On calcule alors pour chaque jet la différence entre le temps d'un croisement de faisceau et le temps moyen des cellules d'un jet, pondéré par l'énergie des cellules au carré. Un jet est considéré hors-temps si cette différence est inférieure à 50 ns en valeur absolue[iv]. Cette coupure enlève 0.11% des données.

Ces événements représentent moins de 1% des collisions, majoritairement dus aux cellules sporadiquement bruyantes dans le HEC, mais peuvent créer des queues dans la distribution de E_T^{miss} de plus de 100 GeV, comme on peut le voir sur la figure 4.24 à droite. Ces coupures ont également été utilisées pour les analyses de physique impliquant des jets et/ou de l'énergie transverse manquante, par exemple pour la mesure de section efficace de production du boson W, comme on le verra au chapitre 6.

iv. sachant qu'il n'y avait qu'un seul paquet de protons par faisceau à entrer en collision dans ATLAS à ce moment-là.

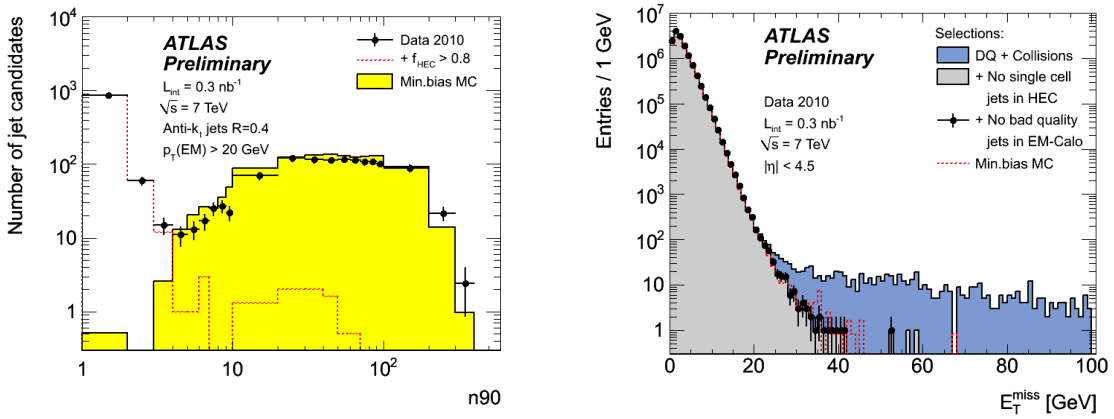


Figure 4.24 – *A gauche, nombre de cellules contribuant à plus de 90% de l'énergie du jet. A droite, distribution de E_T^{miss} avant et après les différentes étapes du jet cleaning.*

4.4.3.2 Distributions de E_T^{miss} et résolution

A la différence des données prises en 2009, pour cette étude des performances, les cellules du calorimètre à l'avant située à $|\eta| > 4.5$ ne sont pas prises en compte, car le calorimètre à l'avant était légèrement décentré [v].

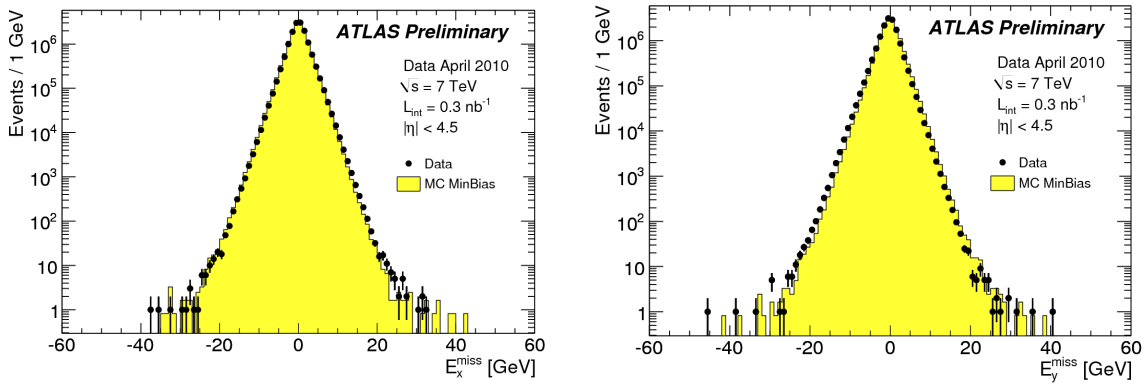


Figure 4.25 – *Distributions E_X^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculées avec la méthode des topo-clusters, et avec des événements de collision à 7 TeV.*

On peut voir sur la figure 4.25 les distributions de E_X^{miss} et E_Y^{miss} pour les données, ainsi que pour des événements simulés de biais minimum. On peut observer un bon accord entre les données et la simulation sur 7 ordres de grandeur. On peut néanmoins constater que la distribution de E_Y^{miss} dans les données est décalée à 0.36 GeV par rapport à la simulation, à cause de la position du centre de collision par rapport au système calorimétrique. L'écart-type mesuré est de 2.4 GeV. On peut maintenant tracer la distribution de la résolution de l'énergie transverse manquante jusqu'à une énergie transverse totale déposée dans le calorimètre de 250 GeV, que l'on peut voir sur la figure 4.26 à gauche. La résolution dépend de la racine carrée de $\sum E_T$, et un ajustement donne une constante de 0.41 pour les données, et 0.43 pour la simulation. On pense que la différence entre les deux, inférieure à 5%, pourrait être due à des problèmes de modélisation de PYTHIA.

Enfin, la figure 4.26 à droite montre la distribution de l'énergie transverse manquante. Une

v. Il a été remonté de 2mm pendant l'arrêt 2010-2011.

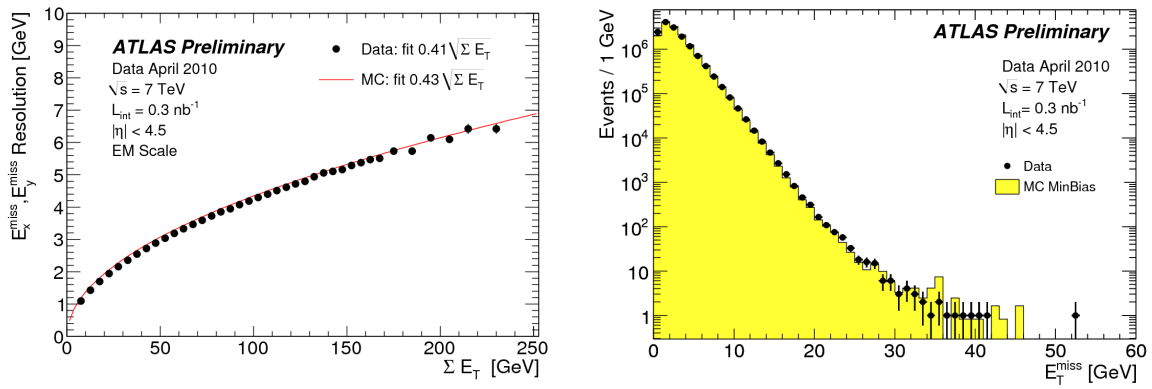


Figure 4.26 – *A gauche, résolution de E_X^{miss} etE_Y^{miss} en fonction de $\sum E_T$ avec des points noirs pour les données à 7 TeV et en rouge le résultat du fit sur la simulation. A droite, distribution de E_T^{miss} (à gauche) et E_Y^{miss} (à droite) calculée avec la méthode des topoclusters, et avec des événements de collision à 7 TeV.*

fois encore, l'accord entre les données et la simulation est bon, et on peut remarquer qu'il n'y a pas de queues de distributions des données au-delà de 60 GeV, illustrant la très bonne compréhension du système calorimétrique sur 7 ordres de grandeur. L'événement à 52 GeV dans les données correspond à un événement à plusieurs jets où un des jets pointe vers un trou du détecteur, et dont l'énergie est par conséquent mal mesurée. Le même phénomène explique un événement à 68 GeV dans la simulation, non visible sur la figure.

On peut donc voir que la reconstruction de l'énergie transverse manquante avec une méthode robuste, comme celle des topoclusters, est bien comprise et sous contrôle, depuis les événements de déclenchement aléatoires jusqu'aux collisions de biais minimum à 7 TeV.

4.4.4 Performances de l'énergie transverse manquante calibrée

On a vu au paragraphe 4.1 que l'énergie transverse manquante peut être calibrée avec la méthode hadronique locale. Cette calibration a pu être testée dans les événements de biais minimum [128]. La figure 4.27 à gauche montre la résolution de l'énergie transverse manquante en fonction de $\sum E_T$. On constate que la résolution augmente par rapport à l'échelle électromagnétique (l'ajustement par une fonction racine carrée a un coefficient de 0.49 au lieu de 0.41). On observe toujours une différence inférieure à 5% entre les données et la simulation.
Cette résolution augmente lorsque l'on demande que l'événement contienne un jet de grande énergie ($E_T > 20$ GeV), comme on peut le voir sur la figure 4.27 à droite.

On a observé que l'accord entre les données et la simulation était moins bon dans le cas où l'événement contenait un jet. La figure 4.28 montre l'énergie transverse manquante quand on sélectionne un électron tel que $E_T > 20$ GeV (sélection détaillée au paragraphe 6.4.2). Sur la figure de gauche, l'électron est identifié comme *tight* et la contribution des électrons provenant de bosons W est importante. Sur la figure de droite, l'électron est identifié comme *loose*, et les événements di-jet dominent la sélection. On constate que l'accord est bon entre les données et la simulation dans le premier cas, mais que le désaccord peut aller jusqu'à 50% dans le deuxième cas. Si l'on fait la coupure $E_T^{miss} > 25$ GeV dans le cas de la sélection *loose*, le rapport des efficacités de la coupure entre données et simulation est $\epsilon(\text{données})/\epsilon(\text{Monte-Carlo}) = 1.25 \pm 0.04$, où l'erreur est statistique uniquement.

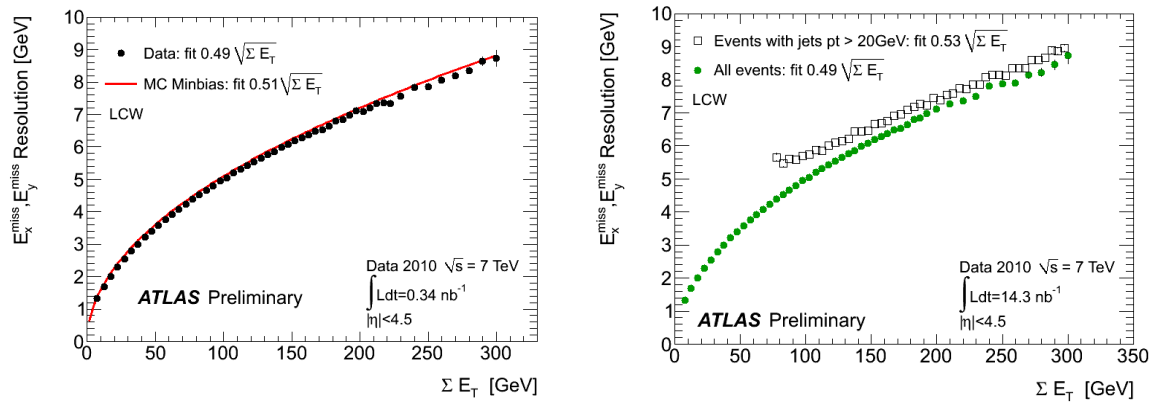


Figure 4.27 – *Résolution de E_X^{miss} et E_Y^{miss} calibrées en fonction de $\sum E_T$ pour des événements de biais minimum, pour des collisions à 7 TeV. A gauche, les ronds noirs correspondent aux données et la ligne représente le fit de la résolution obtenu avec la simulation Monte-Carlo. A droite, les points verts représentent tous les événements de biais minimum et les carrés noirs les événements contenant au moins un jet avec $p_T > 20GeV$ [128].*

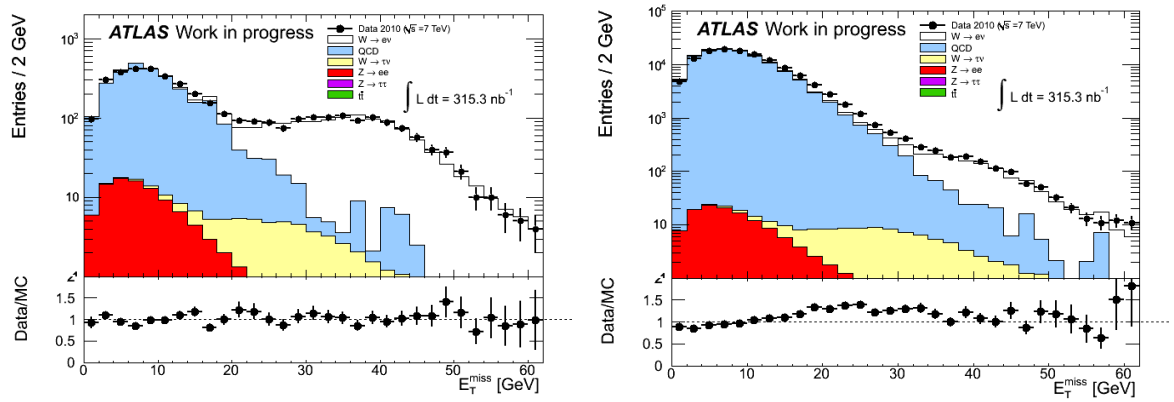


Figure 4.28 – *Distributions de E_T^{miss} calculées en sélectionnant un électron tight (à gauche) ou loose (à droite).*

On pense que, comme pour les distributions de $\sum E_T$, cette différence est liée à la modélisation de la physique à bas transfert d'impulsion. Par exemple, le désaccord entre données et simulation est visible lorsque l'on considère l'énergie transverse manquante calculée avec les topoclusters qui ne sont associés à aucun objet (électron, photon, jet, taus). Ce désaccord s'observe à la fois avec les événements de biais minimum [128] et pour les événements issus de bosons W [151].
On avait de plus observé au paragraphe 4.4.2.3 que le désaccord entre données et simulation dans les distributions de $\sum E_T$ était plus importante à grande pseudo-rapidité. Si l'on calcule l'énergie transverse manquante dans des événements avec un électron *loose* de haute énergie uniquement avec les cellules du calorimètre à l'avant (figure 4.30 à gauche), on constate le désaccord important au-dessus de 30 GeV, alors que si l'on calcule l'énergie transverse manquante sans les cellules de ce calorimètre (figure 4.30 à droite), on constate un bon accord entre les données et la simulation pour toutes les valeurs de E_T^{miss} [152].

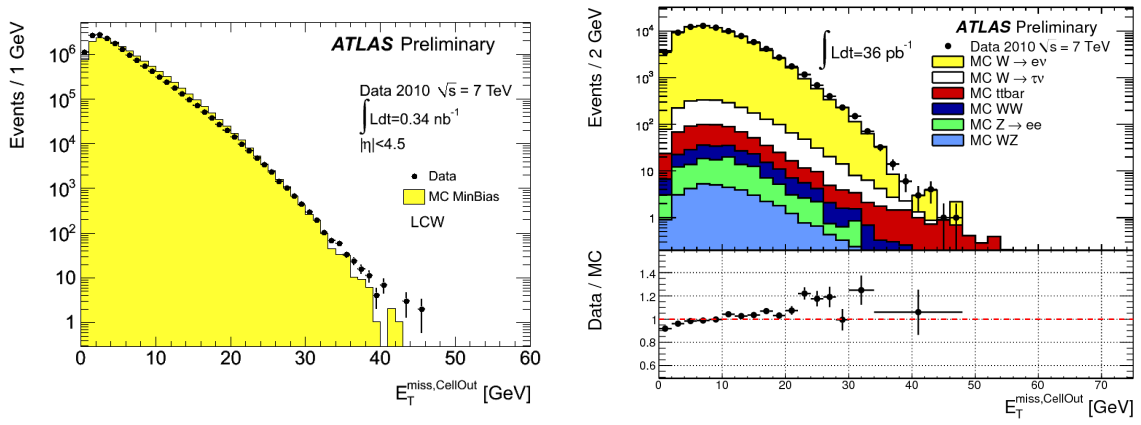


Figure 4.29 – *Distributions de E_T^{miss} reconstruite avec les topoclusters n'appartenant à aucun objet reconstruit, pour des événements de biais minimum (à gauche), et pour des événements $W \to e\nu$ (à droite).*

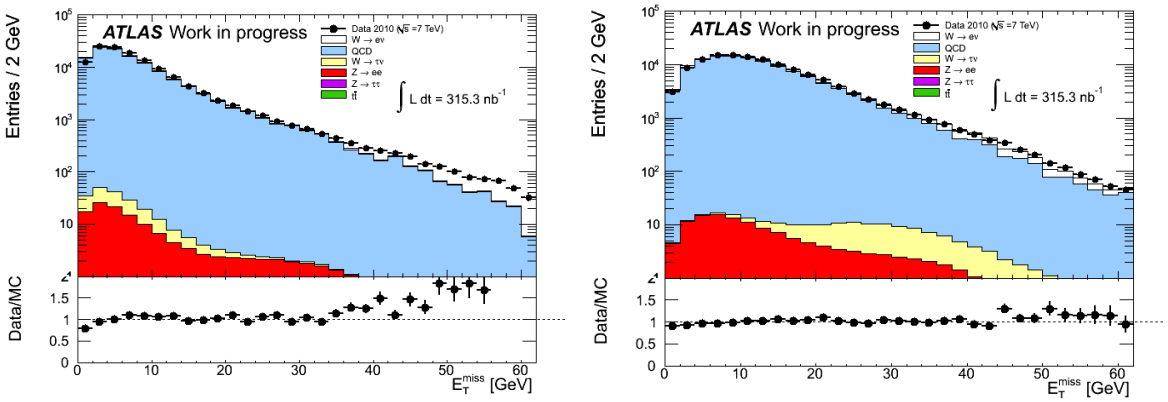


Figure 4.30 – *Distributions de E_T^{miss} calculées uniquement avec les cellules du calorimètre à l'avant (à gauche), ou en enlevant les cellules du calorimètre à l'avant (à droite) [153].*

Chapitre 5

Performances des électrons de haute énergie

"*Non, c'est moi !*"
J. Perrin, à la sortie de *Rayons cathodiques et rayons de Röntgen : Etude expérimentale*, 1897.

"*No, it's me !*"
J. J Thomson, à la sortie de *Cathode Rays*, 1897.

La mesure des électrons dans ATLAS est primordiale pour presque toutes les analyses de physique. On veut pouvoir mesurer des électrons sur une gamme d'énergie très étendue, de quelques GeV à plusieurs TeV. On s'intéressera ici aux électrons de haute énergie, soit $E_T > 20$ GeV, pour lesquels le détecteur ATLAS a été optimisé, en particulier pour la mesure de la masse du boson de Higgs se désintégrant en quatre leptons. Dans ce chapitre, on verra au paragraphe 5.2 comment l'énergie des électrons est reconstruite. La quantité de matière importante avant le calorimètre constitue un enjeu important de cette mesure. Par ailleurs, si les sections efficaces de production des bosons de jauge augmentent d'un facteur 10 entre le Tevatron et le LHC (pour $\sqrt{s} = 14$ TeV), la section efficace de production des jets augmente d'un facteur 100. Pour pouvoir extraire des électrons, il est nécessaire d'atteindre un niveau de réjection des jets d'environ 10^5. L'identification des électrons fera l'objet du paragraphe 5.3. Enfin, le paragraphe 5.4 reviendra sur l'évaluation de la quantité de matière avant le calorimètre avec les données enregistrées en 2009 et 2010.

5.1 Reconstruction des électrons

Les électrons et photons sont définis par des amas de taille fixe, et selon une méthode dite de "fenêtre glissante" [126]. Cette taille fixe permet une calibration très précise de l'énergie des cellules.
Cette méthode se fait en trois étapes, et dans tout ce paragraphe la taille d'une cellule dans la couche S2 ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$), que l'on peut voir en rose sur la figure 3.2, servira d'unité.

1. Le calorimètre est divisé en grille de taille 0.025×0.025 jusqu'à $|\eta| = 2.5$.
2. On cherche des graines d'amas en faisant glisser une fenêtre de taille 5×5 le long de la grille précédente, et si la somme des énergies dans cette fenêtre est un maximum local et qu'elle est supérieure à 3 GeV, alors un pré-amas est formé.
3. On construit l'amas à partir du pré-amas en prenant toutes les cellules dans un rectangle de taille $N_\eta^{amas} \times N_\varphi^{amas}$. Dans le tonneau, les amas sont de taille 3×7 pour les électrons et

les photons convertis et de taille 3×5 pour les photons non convertis. Dans les bouchons, les amas sont de taille 5×5 quel que soit l'objet.

On définit l'objet comme un électron si une trace dans le détecteur interne d'impulsion transverse supérieure à 500 MeV peut lui être associée. On définit l'objet comme un photon non converti s'il n'y a pas de trace associée à l'amas, ou comme un photon converti si un vertex de conversion est reconstruit.

5.2 Reconstruction de l'énergie des électrons

La quantité de matière dans le détecteur interne, que l'on peut voir sur la figure 5.1 à gauche, vaut de l'ordre de 0.5, 2.5 et 1 X_0 à $|\eta| = 0$, 1.5 (région de transition) et 2.5 respectivement, ce qui est comparable au trajectomètre de CMS [24] . La quantité de matière totale avant le calorimètre, elle, est comprise entre 2.5, 10 et 2.5 X_0 à $|\eta| = 0$, 1.5 et 2.5 respectivement du fait du cryostat et des services, comme on peut le voir sur la figure 5.1 à droite.
Une très bonne connaissance de cette quantité de matière et sa simulation est importante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, une partie de l'énergie des électrons va être perdue avant d'entrer dans le calorimètre, ce qui va nécessiter une correction. Ensuite, lors de la calibration de l'échelle absolue en énergie, mesurée dans les données à l'aide de particules J/Ψ, ou d'événements $Z \to ee$ et $W \to e\nu$, les corrections peuvent être biaisées par une mauvaise estimation de la matière. Enfin, cette maîtrise de la matière est importante pour pouvoir extrapoler les résultats de la calibration précédente à d'autres régions d'énergie ou de pseudo-rapidité.

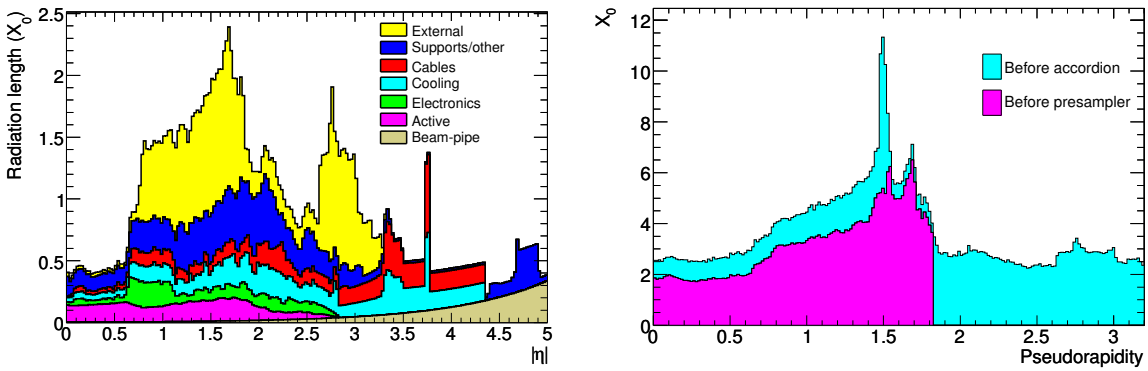


Figure 5.1 – *Quantité de matière (en unités de X_0) en fonction de la pseudo-rapidité η et moyennée selon φ. A gauche, la quantité totale dans le détecteur interne, avec la contribution des différents composants de ce détecteur. A droite, la quantité totale avant le pré-échantillonneur (en rose) et avant le premier compartiment (en bleu) du calorimètre électromagnétique.*

L'énergie des électrons est calculée comme la somme de l'énergie déposée avant le calorimètre, de celle déposée dans le calorimètre, et de celle déposée après le calorimètre [30] :

$$E^{amas} = E_{front} + E_{cal} + E_{back} \tag{5.1}$$

Cette paramétrisation de l'énergie utilise les termes :
- E_i : l'énergie déposée dans le compartiment i ;
- η : barycentre corrigé de l'amas ;
- X_i : profondeur du centre de chaque compartiment par rapport au point d'interaction, en unités de longueur de radiation ;

– X : barycentre longitudinal de la gerbe : $X = \frac{\sum_{i=0}^{3} E_i^{LAr}.X_i}{\sum_{i=0}^{3} E_i^{LAr}}$.

Le terme d'énergie déposée dans le calorimètre s'écrit :

$$E_{cal} = c_{cal}(X;\eta) + (1 + f_{out}(X;\eta)).\sum_{i=1}^{3} E_i \tag{5.2}$$

où :
– c_{cal} est un facteur de calibration qui corrige de la différence entre l'énergie reconstruite dans le calorimètre et l'énergie qui y est vraiment déposée. Ce facteur vaut de l'ordre de 1% dans le tonneau et 2% dans les bouchons ;
– f_{out} est la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre en dehors du l'amas. Elle vaut de l'ordre de quelques pourcents dans le tonneau, et jusqu'à 10% dans les bouchons.

On peut voir sur la figure 5.2 à gauche l'énergie perdue avant le calorimètre et qui doit être corrigée. Ce terme est calculé à partir de l'énergie déposée dans le pré-échantillonneur du calorimètre dans la région où il est présent ($\eta < 1.8$) :

$$E_{front} = a(E_{cal};\eta) + b(E_{cal};\eta).E_{PS} + c(E_{cal};\eta).E_{PS}^2 \tag{5.3}$$

où le terme $c(E_{cal};\eta)$ est non nul uniquement pour $\eta > 1.55$. Le terme E_{front} vaut alors de 500 MeV à 5 GeV pour un électron de 100 GeV.
Dans la région où il n'y a pas de pré-échantillonneur ($\eta > 1.8$), l'énergie E_{front} est calculée par la formule :

$$E_{front} = a'(E_{cal};\eta) + b'(E_{cal};\eta).X + c'(E_{cal};\eta).X^2 \tag{5.4}$$

Dans ce cas, E_{front} vaut entre 2 et 4 GeV pour un électron de 100 GeV.

Enfin, le terme d'énergie perdue après le calorimètre dépend du barycentre longitudinal de la gerbe :

$$E_{back} = f_0(\eta).X + f_1(\eta).e^X \tag{5.5}$$

Il vaut 0.2-3% dans le tonneau, et 0.1-0.8% dans les bouchons.

Ces termes sont déduits des simulations d'électrons. Ils ont été vérifiés en tests en faisceaux [97, 100], ainsi que la linéarité de la réponse, comme on l'a vu au paragraphe 3.1.2.1. On peut voir sur la figure 5.2 à droite la linéarité de cette réponse avec des électrons simulés, et elle est meilleure que 0.5% sur une gamme d'énergie comprise entre 25 GeV et 1 TeV, et sur toute la couverture angulaire [154].

5.3 Identification des électrons

5.3.1 Définition et performances

L'identification des électrons est un enjeu majeur au LHC, à cause des processus QCD dominant largement. Une réjection de 10^5 des jets et des photons convertis est donc nécessaire. La matière avant le calorimètre (cf paragraphe 5.2) rend de plus cette identification plus difficile. Des coupures d'identification ont été définies, dépendant de la pseudo-rapidité et de l'énergie de l'électron, et de rigueur croissante, *lâches*, *intermédiaires*, et *sévères* (nommées par la suite *loose*, *medium*, *tight* respectivement). Exploitant la granularité fine du calorimètre, elles sont basées sur des coupures sur des variables de la forme de la gerbe dans le calorimètre, de la

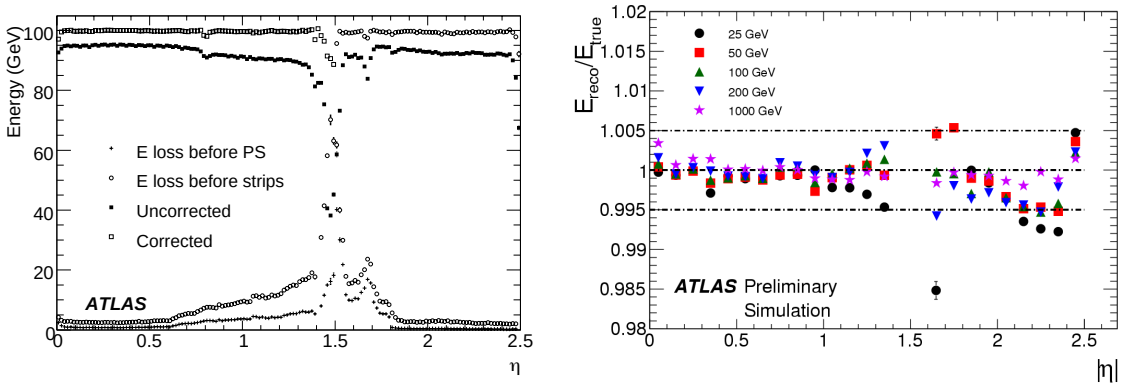


Figure 5.2 – *A gauche l'énergie perdue par un électron de 100 GeV avant le calorimètre, et l'énergie reconstruite avec et sans les corrections [30]. A droite, linéarité de la réponse pour des électrons simulés d'énergie comprise entre 25 et 1000 GeV en fonction de η.*

qualité de la trace, et de la concordance entre trace et amas, coupures effectuées pour 10 bins en pseudo-rapidité de 0 à 2.5, et 11 bins en impulsion transverse à partir de 5 GeV. Les efficacités de sélection et de réjection données ci-dessous ont été estimées à l'aide de simulations d'événements $Z \to ee$ et di-jets, pour des électrons/jets d'énergie transverse supérieure à 20 GeV [155], et utilisent les sélections *robustes* décrites plus loin.

La **sélection *loose*** est basée uniquement sur des critères calorimétriques, et s'appliquant aux électrons de pseudo-rapidité η inférieure à 2.47, c'est-à-dire appartenant à la zone de précision du calorimètre. Elle permet d'avoir une efficacité d'identification, de 94.68%, mais un rejet de jets de 614.3 ± 1.5 seulement. Elle est composée de :

- le rapport R_{had} entre l'énergie transverse dans le calorimètre hadronique et celle de l'amas de l'électron, et qui mesure la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique, avec des coupures de l'ordre de 0.01-0.02 ;
- le rapport R_η entre l'énergie dans une zone $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ [i] $= 3 \times 7$ et celle dans une zone $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 7 \times 7$ dans la deuxième couche du calorimètre, et qui reflète le confinement du cœur de la gerbe, avec des coupures de l'ordre de 0.9 ;
- la largeur latérale $w_{\eta 2}$ calculée dans une zone $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 3 \times 5$ dans la deuxième couche du calorimètre, avec des coupures de l'ordre de 0.01.

La **sélection *medium***, en plus de la sélection *loose*, est utilisée notamment dans des analyses multi-leptons (comme par exemple $H \to eeee$), où une réjection des jets d'environ 3000 est suffisante. L'efficacité de cette coupure, 89.61%, est un peu inférieure à celle de la coupure *loose*, mais le rejet des jets est de 4435 ± 30.
Elle inclut des variables liées à la première couche du calorimètre, pour pouvoir en particulier rejeter les π^0 se désintégrant en 2 photons, ainsi que des variables de qualité des traces. Ces variables sont :

- la largeur totale latérale w_{tots1} de la gerbe dans la première couche, calculée avec 20 cellules, avec des coupures de l'ordre de 2-3 ;
- le rapport E_{ratio} qui est la différence relative entre le plus grand et le second plus grand dépôt d'énergie dans la première couche. Il est utilisé pour séparer les photons des π^0, et est proche de 1 pour les électrons. la coupure sur cette variable est de l'ordre de 0.7-0.9 ;
- le nombre de coups dans le détecteur à pixels, qui doit être au moins de 1 ;

i. Il s'agit toujours d'unité de cellule de la seconde couche du calorimètre.

– le nombre total de coups dans le détecteur à pixels et le SCT, qui doit être au moins 7 ;
– le paramètre d'impact d_0, c'est-à-dire la plus petite distance entre la trace et le vertex dans le plan transverse, et qui doit être inférieure à 5 mm ;
– l'écart $\Delta\eta$ entre les pseudo-rapidités calculées pour la trace et pour l'amas dans la première couche, qui doit être inférieur à 0.01.

Enfin, la **sélection *tight*** utilise toutes les possibilités du détecteur ATLAS en matière d'identification des électrons. Elle est utilisée notamment pour la sélection d'électrons issus de bosons W et Z. L'efficacité d'identification de cette coupure n'est que de 72.77%, mais avec un facteur de réjection des jets de $(4.9 \pm 0.1).10^4$.
En plus de la coupure *medium*, elle contient d'autres coupures sur les traces et sur la concordance entre la trace et l'amas :

– le nombre de coups dans la couche la plus interne du détecteur à pixels, qui doit être au moins de 1, et qui permet de rejeter des électrons issus de photons convertis ;
– l'écart $\Delta\eta$ entre les angles η mesurés pour la trace et pour la deuxième couche du calorimètre, qui doit être inférieur à 0.005 ;
– l'écart $\Delta\varphi$ entre les angles φ mesurés pour la trace et pour la deuxième couche du calorimètre, qui doit être inférieur à 0.02 ;
– le rapport E/p de l'énergie mesurée de l'amas et l'impulsion mesurée de la trace, et qui est proche de 1 pour les électrons, comprise entre des valeurs de l'ordre de 0.7 et 3-5 ;
– le nombre de coups dans le détecteur TRT ;
– le rapport entre de nombre de coups dépassant le seuil haut de rayonnement de transition et le nombre de coups total dans le TRT, et qui est plus grand pour les électrons que pour les hadrons. La coupure est de l'ordre de 0.08-0.16.

On peut voir sur la figure 5.3 les efficacités des sélections en fonction de l'énergie transverse de l'électron, et de la pseudo-rapidité.

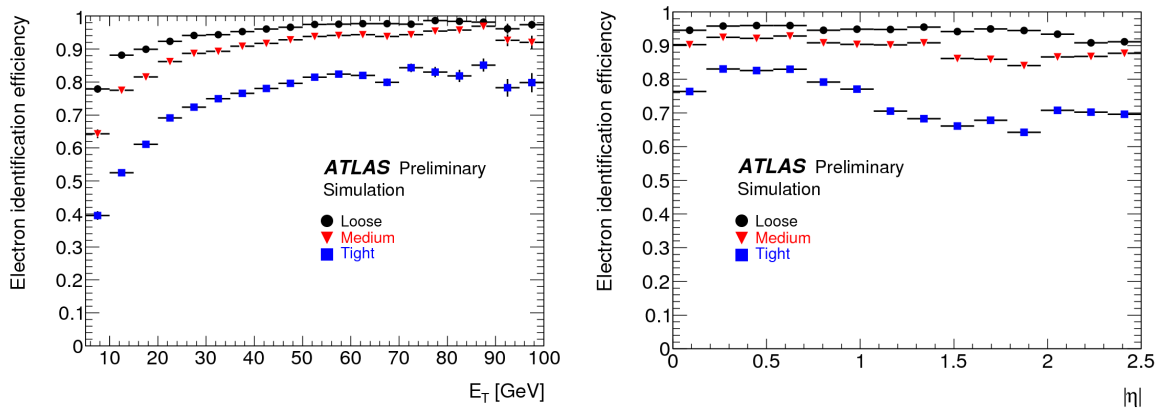


Figure 5.3 – *Efficacités d'identification loose, medium, et tight en fonction de E_T (à gauche) et η (à droite) évaluées avec des événements $Z \to ee$ simulés [155], avec les coupures classiques.*

5.3.2 Changements avec les données de 2010

Ces coupures ont été optimisées avec les simulations, mais les études avec les premières données [155] ont montré des désaccords avec elles, notamment dans la modélisation des formes transverses de gerbes. Ainsi, la figure 5.4 montre les variables R_η et w_{tots1} pour des électrons

d'énergie transverse supérieure à 20 GeV [ii].
Ce désaccord est expliqué en partie par la description du calorimètre par GEANT4. En particulier, l'absorbeur du calorimètre, qui joue un rôle évidemment important dans le développement des gerbes, est actuellement décrit par un mélange homogène de ses différents composants. En décrivant plus précisément les différentes couches de l'absorbeur : une couche de plomb entourée de couches d'acier collées (figure 5.5), on a vu que les variables transverses des gerbes sont mieux décrites. On voit ainsi sur la figure 5.6 la variable d'identification R_η pour des électrons de 40 GeV en différents points du calorimètre [156, 157]. La différence entre les données et la simulation pour cette variable est réduite de moitié avec la description plus précise des absorbeurs, qui sera utilisée dans la prochaine version de l'algorithme de reconstruction d'ATLAS.

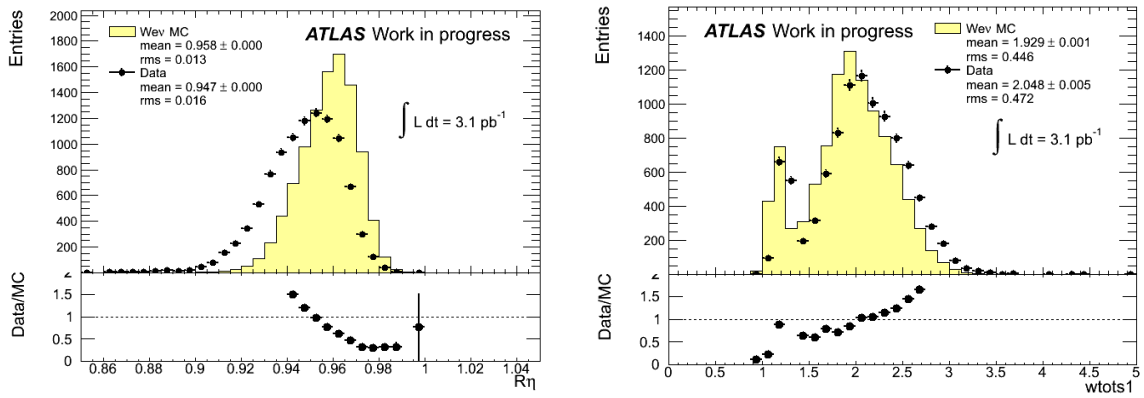


Figure 5.4 – *Variables d'identification des électrons (R_η à gauche et w_{tots1} à droite) pour des électrons issus de bosons W, satisfaisant les coupures d'identification tight, sauf la variable concernée. Les points correspondent aux données, tandis que l'histogramme jaune pâle correspond à la simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$.*

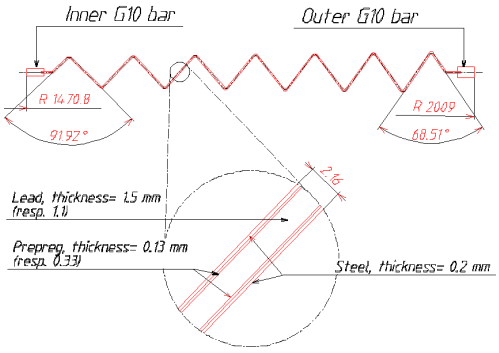


Figure 5.5 – *Vue schématique de l'absorbeur dans le calorimètre électromagnétique tonneau [92].*

Certaines coupures sur les variables posant problème (en particulier R_η et $w_{\eta 2}$) ont été relâchées. Les coupures *tight* sur les écarts $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ ne sont également pas appliquées, en attendant un meilleur alignement entre le détecteur interne et la calorimètre [158]. Les coupures d'identification ainsi définies sont nommées *robustLoose*, *robustMedium*, et *robustTight*, mais par la suite, dans les chapitres 4 et 6, ces coupures plus robustes sont simplement notées *loose*, *medium* et *tight*.

ii. issus de bosons W sélectionnés à l'aide des coupures détaillées au chapitre 6

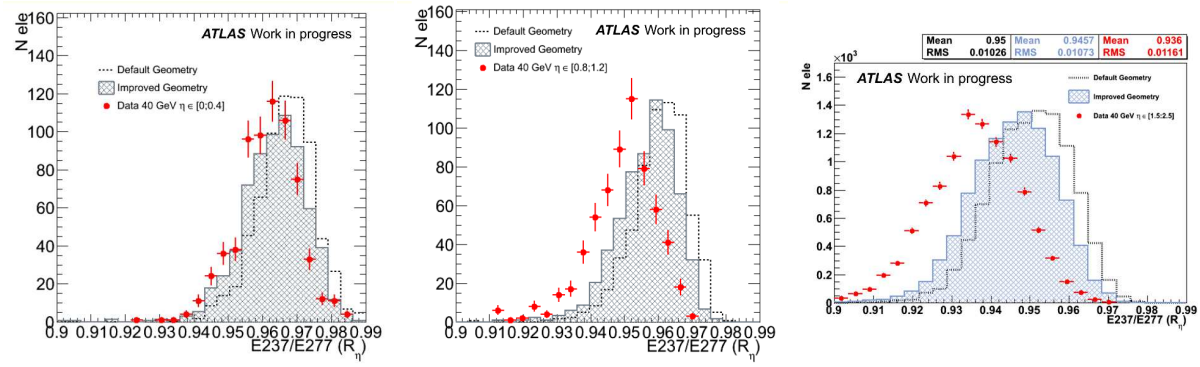


Figure 5.6 – *Variable d'identification R_η pour trois régions en η (de gauche à droite : $0 < \eta < 0.4$, $0.8 < \eta < 1.2$, et $1.5 < \eta < 2.5$). Les points rouges correspondent à des électrons issus de bosons W dans les données, et tels que $35 < E_T < 45$ GeV. Les histogrammes correspondent à la simulation d'électrons de 40 GeV, en noir avec la description nominale, en gris avec une description améliorée de l'absorbeur.*

Par ailleurs, les efficacités de sélection robustes ont été vérifiées à l'aide des données enregistrées en 2010, avec des méthodes "tag-and-probe" avec des électrons issus J/Ψ, de bosons Z, et de bosons W. On peut voir sur la figure 5.7 les efficacités d'identification *tight* mesurées pour les données et la simulation avec des événements $Z \to ee$ [99]. Le rapport entre ces efficacités, compris entre 0.8 et 1.2, peut être utilisé pour corriger les événements simulés.

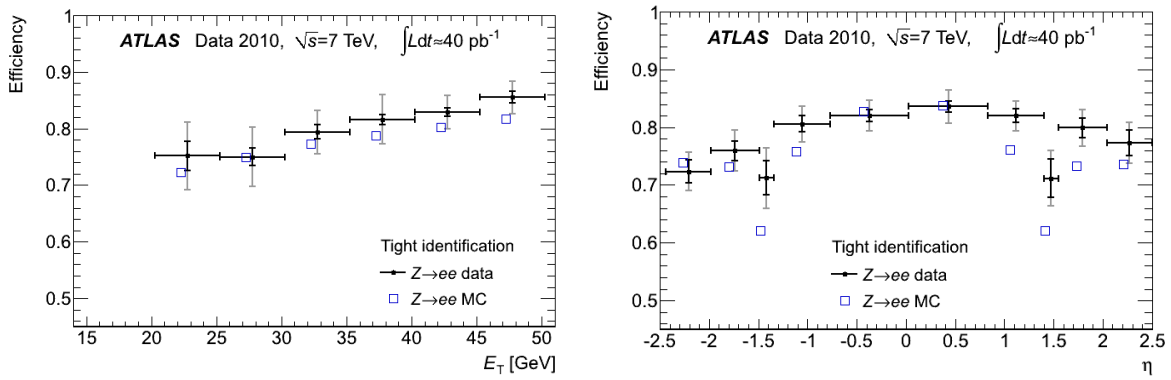


Figure 5.7 – *Efficacités d'identification tight mesurées avec les données et avec la simulation à l'aide d'événements $Z \to ee$, à gauche, en fonction de l'énergie transverse de l'électron et à droite en fonction de la pseudo-rapidité.*

5.4 Matière avant le calorimètre

Le but est de connaître la matière dans le détecteur interne avec une précision de 0.01 X_0, et celle juste avant le calorimètre avec une précision de 0.05 X_0. Avant le démarrage du LHC, on estimait que la décomposition de la matière dans le détecteur interne visible sur la figure 5.1 à gauche était connue à 0.1 X_0 près.
Plusieurs méthodes sont envisagées pour déterminer précisément cette quantité de matière. Pour mesurer la matière dans le détecteur interne, des méthodes utilisant les conversions de photons, la masse de particules comme le K^0_S sont envisagées, ou les queues de distribution de la variable E/p, .

La fraction de photons F_{conv} en un point donné est reliée à la quantité de matière par

la relation $\frac{X}{X_0} = -\frac{9}{7}\ln(1 - F_{conv})$. En déterminant la position des vertex de conversion de photons provenant de désintégrations de π_0, on peut cartographier la matière dans le détecteur interne [159, 160]. La figure 5.8 montre le nombre de vertex de conversion reconstruits en fonction de la distance R du point d'interaction dans une certaine région en pseudo-rapidité du tonneau, pour des collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse. On voit clairement les pics correspondant aux trois couches du détecteur à pixels, et les deux premières couches du SCT. Les deux figures correspondent à deux descriptions différentes de la matière. Ainsi, sur la figure de gauche, on peut voir le désaccord entre les données et la simulation dans la zone $200 < R < 250$ mm correspondant au support du tube à pixels. La simulation a été modifiée dans la figure de droite où l'on voit un bon accord entre les données et la simulation.

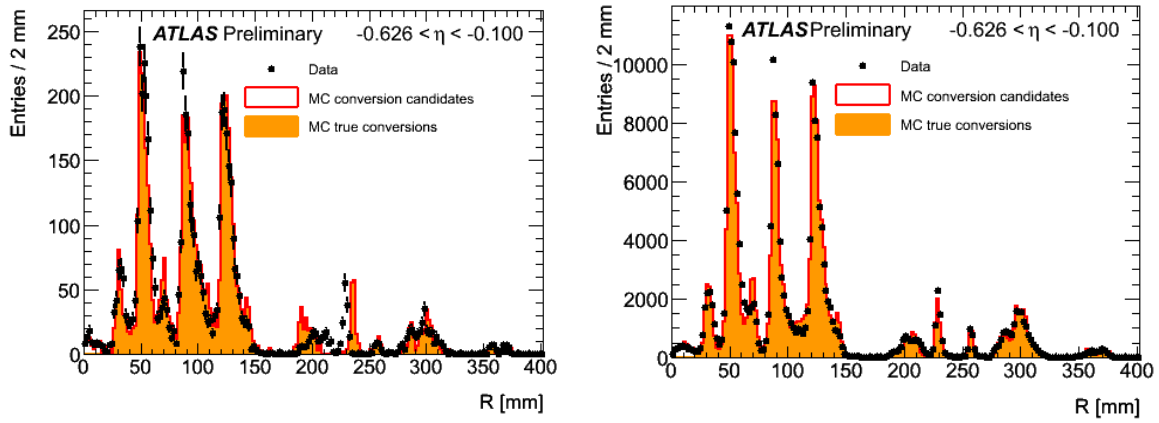


Figure 5.8 – *Distribution radiale du nombre de vertex de photons convertis dans une section du bouchon du détecteur interne. Les points noirs correspondent aux données, et les histogrammes rouge à la simulation. La figure de gauche correspond à la description du détecteur interne en juin 2010, et la figure de droite en février 2011 [160].*

La masse du kaon K^0_S peut également servir à déterminer la matière dans le détecteur à pixels, puisque la masse m_{K^0} reconstruite diminue lorsque la matière dans le détecteur interne augmente [161]. Cette masse diminue de 0.3% et 0.5% quand on augmente la quantité de matière dans le détecteur interne de 10% et 20% respectivement. On trouve un bon accord entre les données de collision à 900 GeV et la simulation quand on compare la distribution de m_{K^0} en fonction de R jusqu'à $|\eta| = 2$ dans le détecteur à pixels. On en conclut que la description de la matière dans cette zone est connue avec une précision meilleure que 10%.

La variable E/p est le rapport entre l'énergie de l'électron mesurée dans le calorimètre et l'impulsion de l'électron dans le détecteur interne. On peut voir sa distribution pour des électrons issus de bosons W dans la figure 5.9. Cette variable est utilisée pour comparer l'échelle absolue de l'impulsion dans le détecteur interne et l'échelle absolue de l'énergie dans le calorimètre, en complément de l'information issue des événements $Z \to ee$. Mais par ailleurs, la position et les queues de distribution positives sont sensibles à la matière dans le détecteur interne, puisqu'elles sont dues au rayonnement de freinage des électrons dans le détecteur à pixels et dans la première couche du SCT [52, 162]. Sur la figure 5.11 à gauche, on voit ainsi que la proportion de queues de distribution augmente avec η, et donc avec la quantité de matière dans le détecteur interne.

Pour mesurer la quantité de matière entre le détecteur interne et le calorimètre, seule l'information calorimétrique est disponible, et en particulier les variables d'identification des électrons

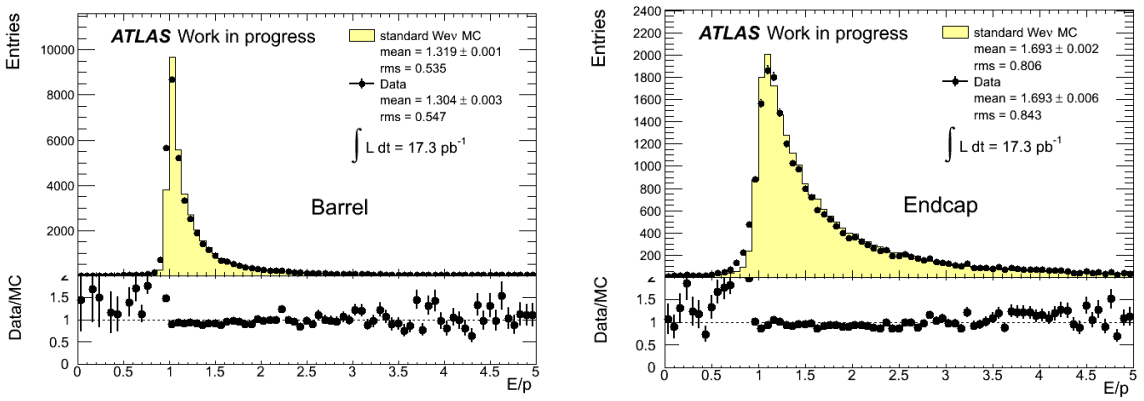


Figure 5.9 – *Distributions de la variable E/p pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson W, pour le tonneau à gauche, et les bouchons à droite. Les points noirs correspondent aux données (17 pb^{-1}), l'histogramme jaune à une simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ avec la géométrie nominale.*

liés à la forme de la gerbe [163]. Comme on a vu au paragraphe précédent que les variables transverses n'étaient pas bien décrites par la simulation, seules les variables longitudinales peuvent être utilisées pour l'instant. Parmi elles, la variable $E1/E2$ qui est le rapport de l'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre et celle déposée dans le deuxième compartiment. On a montré en test en faisceaux que cette variable était sensible à la matière avant le calorimètre, et qu'une augmentation de 3% de celle-ci conduisait à une augmentation de 1.5% de la variable $E1/E2$ [100].

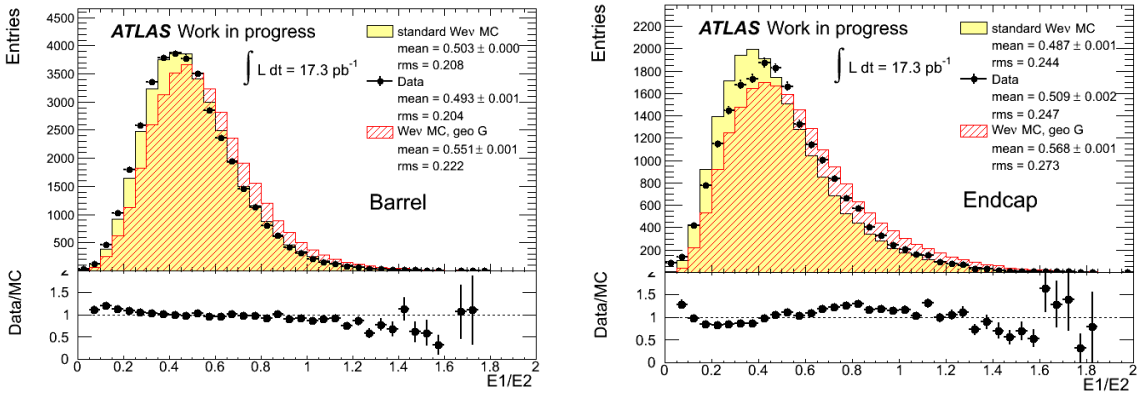


Figure 5.10 – *Distributions de la variable E1/E2 pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson W, pour le tonneau à gauche, et les bouchons à droite. Les points noirs correspondent aux données (17 pb^{-1}), l'histogramme jaune à une simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ avec la géométrie nominale, et l'histogramme en rouge une simulation avec une géométrie qui contient plus de matière avant le calorimètre.*

Pour plusieurs études de physique, notamment la mesure de section efficace de production du boson W présentée au chapitre 6, des simulations Monte-Carlo ont été créées, dans lesquelles les événements sont générés avec une géométrie qui contient plus de matière, puis sont reconstruits avec la géométrie nominale.

Une des configurations (désignée par le nom *s831*) inclut à la fois une augmentation de matière avant le calorimètre (0.1 X_0), une augmentation de 10% de la quantité totale de matière dans le détecteur interne et une augmentation de 20% des services du détecteur à pixels et du SCT. La figure 5.10 montre la distribution de la variable $E1/E2$ pour les données,

et pour des simulations Monte-Carlo avec la configuration nominale de matière et avec la configuration augmentée. Sur la figure 5.11, on voit la moyenne de cette distribution, mais aussi celle de la proportion d'événements tels que $E/p > 3$, en fonction de la pseudo-rapidité. Dans le tonneau, les distributions de $E1/E2$ pour les données et la simulation sont compatibles, mais qu'il y a plus de queues de distribution de E/p au-dessus de $|\eta| > 0.6$. Ceci indiquerait que la matière juste avant le calorimètre est bien modélisée, mais qu'il manque de la matière dans la simulation du détecteur interne. Dans les bouchons, on constate un désaccord entre les données et la simulation pour les deux variables, ce qui pourrait indiquer qu'il manque de la matière dans la simulation à la fois dans le détecteur interne et juste avant le calorimètre.

Enfin, il est intéressant de noter que la géométrie avec plus de matière surestime la quantité de matière, puisque la variable $E1/E2$ a une moyenne supérieure à celle dans les données sur toute la couverture en pseudo-rapidité. Cette géométrie, qui est utilisée pour calculer les erreurs systématiques dues à la matière dans les études avec les données enregistrées en 2010, est donc conservative [164].

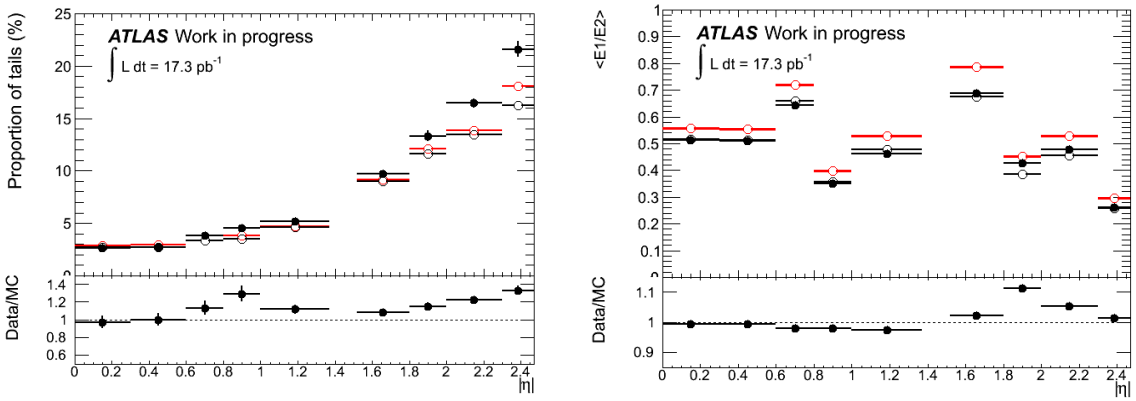


Figure 5.11 – *Proportion d'événements au-dessus de 3 dans la distribution de E/p (à gauche), et moyenne de la variable E1/E2 (à droite) pour des électrons sélectionnés avec les coupures de sélection d'un boson W, en fonction de la pseudo-rapidité. Les points noirs pleins correspondent aux données (17 pb^{-1}), les points noirs ouverts à une simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ avec la géométrie nominale, et les points rouges à une simulation Monte-Carlo avec plus de matière avant le calorimètre.*

L'influence de la matière sur les variables $E1/E2$ et E/p peut être comparée en utilisant plusieurs simulations Monte-Carlo contenant différentes configurations de matière ajoutée :

- *s885* (en vert clair) : + 5% X_0 entre le pré-échantilloneur et le premier compartiment du calorimètre, + 20% X_0 dans le cryostat avant le calorimètre et + 20% X_0 dans le cryostat après le calorimètre ;
- *s886* (en bleu) : + 5% X_0 dans tout le détecteur interne ;
- *s887* (en jaune) : + 10% X_0 dans tout le détecteur interne ;
- *s888* (en rose) : + 20% X_0 dans les services du détecteur à pixels ;
- *s889* (en bleu clair) : + 20% X_0 dans les services du SCT ;
- *s890* (en vert) : + 15% X_0 à la fin des bouchons des SCT et TRT.

Les variables sont complémentaires, puisque $E1/E2$ est sensible à la matière juste avant le calorimètre, et E/p est sensible à la matière à petit rayon. La figure 5.12 montre la moyenne de la variable $E1/E2$ en fonction du nombre de queues de la distribution E/p (E/p > 3). Deux régions en $|\eta|$ sont considérées en guise d'illustration. Sur la figure de gauche, pour $0.3 < |\eta| < 0.6$, on voit que la valeur moyenne de $E1/E2$ augmente quand on ajoute de la matière avant le calorimètre (configurations *s831* et *s885*), et que le nombre de queues de distribution de E/p

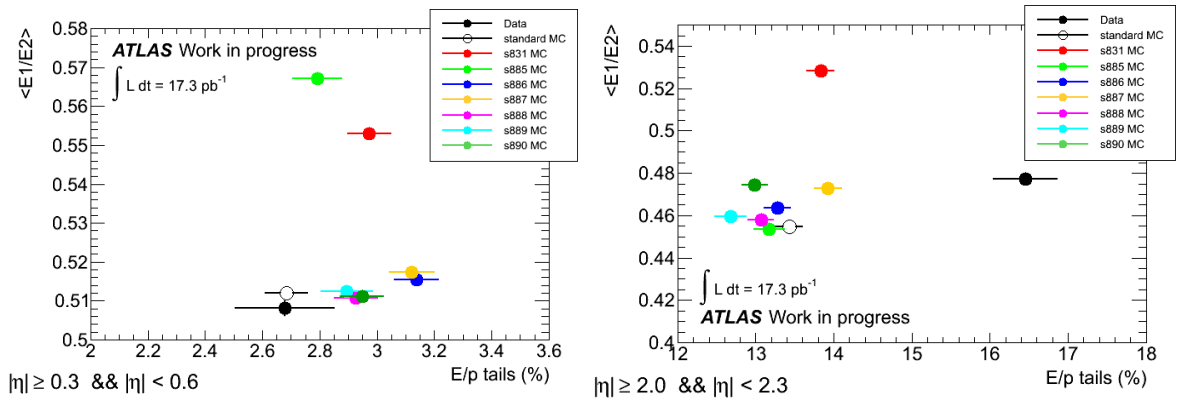


Figure 5.12 – *Moyenne de la variable $E1/E2$ en fonction du nombre de queues de la distribution E/p, pour les données et des simulations Monte-Carlo avec différentes configurations de matière avant le calorimètre, pour 2 régions en η [164].*

augmente quand on ajoute de la matière dans le détecteur interne (configurations *s886* et *s887*, et dans une moindre mesure *s888*, *s889* et *s890*). Sur la figure de droite, pour $2.0 < |\eta| < 2.3$, on note bien l'augmentation de la moyenne de $E1/E2$ pour la configuration *s831* avec plus de matière avant le calorimètre (la configuration *s885* n'ayant pas de matière ajoutée dans cette zone de η). En revanche, on ne note pas d'augmentation du nombre de queues de distribution pour la variable E/p quand on ajoute de la matière dans le détecteur interne. Un travail de compréhension de ces variables est encore à faire pour pouvoir les utiliser pour étudier la matière. On remarque par ailleurs sur la figure de droite une valeur pour les données qui ne peut être expliquée par aucune configuration de matière dans la simulation.

Chapitre 6

Première mesure de section efficace du boson W avec 315 nb^{-1} de données

"*Les savants ont calculé que les chances d'exister d'un phénomène aussi manifestement absurde sont de une sur un million. Mais les magiciens, eux, ont calculé que les chances uniques sur un million se réalisent neuf fois sur dix.*"

Terry Pratchett, *Mortimer*, 1987.

Avec les premières collisions du LHC à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, un des premiers buts de l'expérience ATLAS a été la "redécouverte" du Modèle Standard, avec l'observation puis la mesure de la section efficace de ses différentes particules. Parmi elles, le boson W a été le premier observé, quelques semaines après les premières collisions, et la mesure de sa section efficace a donné lieu à une des premières publications de physique d'ATLAS. L'observation des premiers bosons W coïncide avec la première observation de leptons de grande énergie, et d'énergie transverse manquante. Cette mesure a donc été l'occasion de mettre en place des méthodes d'estimation des erreurs systématiques liées à ses deux quantités, mais aussi de méthodes de traitement du phénomène d'empilement ou des zones à problèmes du calorimètre. Méthodes qui seront reprises par la suite dans toutes les autres mesures ou recherche de particules. Ce chapitre est organisé comme suit : après une présentation de la production et de l'intérêt de la mesure dans le paragraphe 6.1, et du traitement de l'empilement dans le paragraphe 6.3, la sélection des bosons W et l'estimation du bruit de fond sera détaillée au paragraphe 6.4. Le paragraphe 6.5 est consacré à la mesure proprement dite de la section efficace et à l'estimation des incertitudes de la mesure. Enfin, les paragraphes 6.6 et 6.7 présentent les résultats avec 315 nb^{-1}, puis 36 pb^{-1}.

6.1 Phénoménologie/introduction

6.1.1 Historique

Comme on l'a vu au chapitre 1, les bosons W et Z ont été prédits dans les années 1966-1967 par la théorie de Weinberg, Salam et Ward. Par ailleurs, la découverte des courants neutres faibles avec l'expérience Gargamelle au CERN en 1973 a montré que ces hypothèses

étaient plausibles [165]. Néanmoins, il a fallu attendre la transformation du SPS en collisionneur proton-antiproton en 1981 pour pouvoir observer des événements $p\bar{p} \to W + X \to e\nu$ [166].

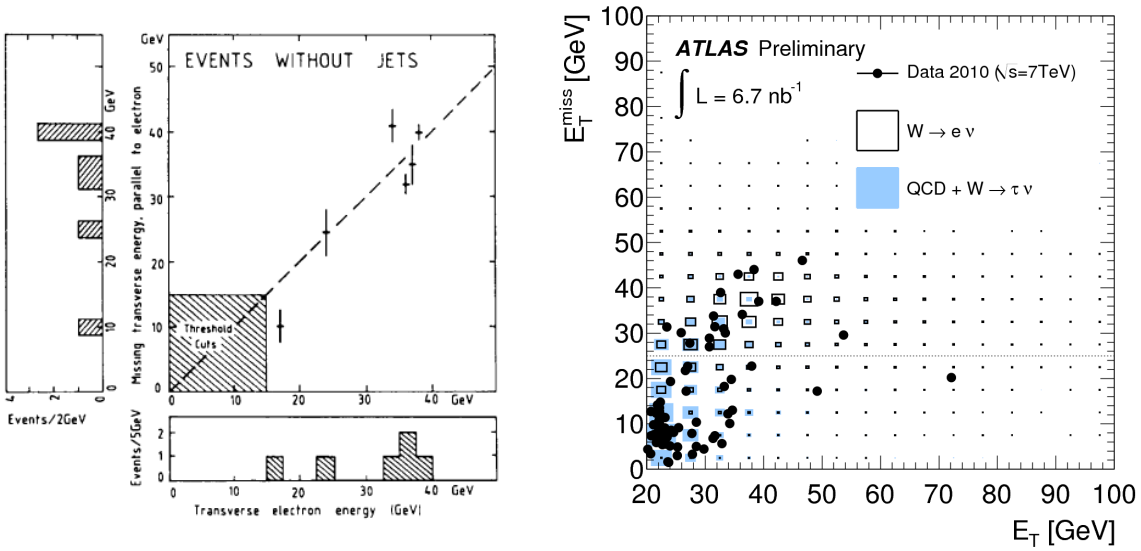


Figure 6.1 – *Graphique en 2 dimensions de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron. A gauche, avec les 5 premiers candidats W observés par l'expérience UA1 [167], à droite avec les 17 premiers candidats observés par ATLAS [45].*

Le boson W a été observé pour la première fois fin 1982/début 1983 par les expériences UA1 et UA2 auprès du SPS [167]. L'énergie dans le centre de masse était de 540 GeV et la luminosité intégrée totale au moment de la découverte de 17 nb^{-1}. Pour les deux expériences, on a demandé un amas électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 15 GeV et dont le profil de gerbe était compatible avec celui d'un électron, une trace pointant vers l'amas, pas de jet dans la direction opposée à l'électron dans le plan transverse. Dans le cas d'UA1, on demandait en plus de l'énergie transverse manquante supérieure à 15 GeV, tandis que dans UA2, dont la couverture angulaire était moins étendue, on faisait des coupures sur l'isolation dans la région centrale, ou sur la variable p/E. Ceci a permis de trouver cinq et quatre candidats pour UA1 et UA2 respectivement. Pour UA1, on peut voir sur la figure 6.1 à gauche la distribution de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron pour ces candidats. On peut également voir sur la figure 6.1 à droite le même type d'histogramme contenant les 17 premiers candidats observés par ATLAS avec 7 nb^{-1} de données, et sélectionnés avec les coupures détaillées au paragraphe 6.4.

La section efficace de production du boson W a été mesurée à différentes énergies dans le centre de masse auprès de collisionneurs hadroniques. Elle a d'abord été mesurée auprès de collisionneurs $p\bar{p}$, par les expériences UA1 [168] et UA2 [169] auprès du SPS, et par les expériences D0 [170, 171] et CDF [172, 173] auprès du Tevatron. Puis elle a été mesurée auprès de collisionneurs $p - p$, auprès du LHC comme on va le voir dans ce chapitre, et récemment par l'expérience PHENIX [174] auprès du RHIC. Le tableau 6.1 résume les différentes valeurs mesurées, que l'on retrouve également dans la figure 6.11.

6.1.2 Production du boson W au LHC

Les annihilations quarks-antiquarks sont le processus dominant de production des bosons W au LHC, selon un procédé dit de Drell-Yan décrit au début des années 70 [175], et dont on

Expérience	type de collision	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathscr{L}_{int}$ (pb^{-1})	$\sigma.BR(W \to \ell\nu)$ (nb)
UA1	$p\bar{p}$	0.630	-	0.630 ± 0.100
UA2	$p\bar{p}$	0.630	-	0.682 ± 0.418
D0	$p\bar{p}$	1.80	84.5	2.310 ± 0.112
		1.96	177.3	2.865 ± 0.201
CDF	$p\bar{p}$	1.80	19.7	2.490 ± 0.120
		1.96	72.0	2.749 ± 0.174
PHENIX	pp	0.500	8.6	(W^+) $0.144\ ^{+0.031}_{-0.032}$
				(W^-) $0.032\ ^{+0.17}_{-0.05}$

Tableau 6.1 – *Sections efficaces de production du boson W se désintégrant leptoniquement (dans le canal électron, muon, ou combiné suivant les expériences), mesurées par différentes expériences auprès de collisionneurs hadroniques.*

peut voir le diagramme de Feynman à l'ordre des arbres sur la figure 6.2. Comme on le verra au chapitre 7, les bosons W^+ sont principalement produits à partir d'une paire $u\bar{d}$, et les bosons W^- à partir de collisions $\bar{u}d$. Il est à noter que contrairement au boson Z qui peut être produit directement par une annihilation e^+e^-, comme cela a été fait au LEP, le boson W ne peut être créé à l'ordre des arbres qu'avec des collisions hadroniques.

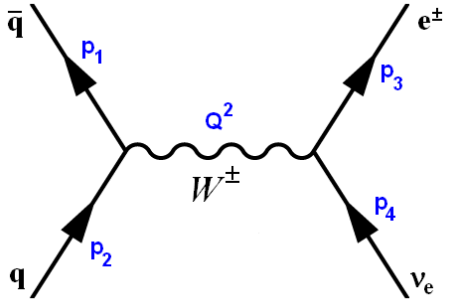


Figure *6.2* – *Diagramme de Feynman de la production d'un boson $W^\pm$ se désintégrant en $e\nu$.*

Le mode de décroissance leptonique est étudié ici, en particulier la décroissance en un électron et un neutrino, et qui est représenté sur la figure 6.2. Mais le boson W^+peut décroître en $e^+\nu_e$, $\mu^+\nu_\mu$, $\tau^+\nu_\tau$, $u\bar{d}$, ou $c\bar{s}$ [i], et en leur conjugué pour le boson W^-. Comme le couplage du boson W aux fermions est universel, et en tenant compte des 3 états de couleurs des quarks, le rapport d'embranchement peut être estimé simplement à 1/9 pour chaque famille de fermions, et à 2/3 pour les états finaux hadroniques. Ainsi, les rapports d'embranchement mesurés sont $BR(W \to \ell\nu) = 10.80 \pm 0.09\%$ et $BR(W \to hadrons) = 67.60 \pm 0.27\%$. Le rapport d'embranchement pour l'état final étudié ici est quant à lui $BR(W \to e\nu) = 10.75 \pm 0.13\%$ [10].

La création d'un boson W en collisions hadroniques se fait par collision de deux partons q_1 et $\bar{q}_2$ du proton portant chacun une fraction x_1 et x_2 de la quadri-impulsion P_1 et de P_2 de leur proton. Le moment transféré Q^2 est alors défini par $Q^2 = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = sx_1x_2$, avec

i. Les autres paires quarks-antiquarks sont minoritaires, à cause des termes diagonaux dominants dans la matrice CKM présentée au chapitre 1.

$p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$, p_3 et p_4 les impulsions des particules finales e et ν_e, et s l'énergie des protons dans le centre de masse ($\sqrt{s} = P_1 + P_2$). Dans le cas d'une production résonante de W, on a $Q^2 = m_W$.

D'après le modèle des partons, la section efficace de production $\sigma_{PP\to W}$ se calcule comme le produit de la section efficace partonique $\sigma_{q\bar{q}\to W}$, et des fonctions de distribution de partons $f_i(x_i,Q^2)$, c'est-à-dire la probabilité de trouver un parton i de fraction d'impulsion x_i dans un proton, pour un transfert d'impulsion donné. La section efficace se calcule alors avec la formule :

$$\sigma_{PP\to W} = \sum_{q\bar{q}'} \int dx_1 dx_2 f_1(x_1,Q^2) f_2(x_2,Q^2) \sigma_{q\bar{q}'\to W} \tag{6.1}$$

avec

$$\sigma_{q\bar{q}'\to W} = 2\pi \left|V_{q\bar{q}'}\right| \frac{G_F}{\sqrt{2}} M_W^2 \delta(x_1 x_2 s - M_W) \tag{6.2}$$

où $\left|V_{q\bar{q}'}\right|$ est l'élément de matrice CKM.

Les valeurs théoriques [176] auxquelles sont comparées les valeurs expérimentales incluent des corrections au second ordre des perturbations (NNLO), et sont calculées à l'aide des programmes FEWZ [177] and ZWPROD [178, 179], avec la paramétrisation MSTW08 NNLO des fonctions de distribution [180].

Cette section efficace augmente avec l'énergie dans le centre de masse. A haute énergie (au-delà de quelques TeV dans le centre de masse), la section efficace de production est identique pour les collisions $p - p$ et $p - \bar{p}$, car les quarks de la mer jouent un rôle de plus en plus important.

6.1.3 Intérêt de la mesure

6.1.3.1 Mesures de précision

L'étude de la section efficace de production du boson W peut en soi servir à la compréhension du Modèle Standard, et à la compréhension de la modélisation des interactions entre protons.

En particulier, elle peut servir à vérifier les corrections électrofaibles et QCD. En effet, la section efficace de production est aujourd'hui calculée avec des corrections QCD au deuxième ordre des perturbations NNLO [177]. La section efficace est augmentée de 15 à 30% (suivant la rapidité y_W) en passant de l'ordre des arbres au premier ordre des perturbations, et diminuée de 1 à 2% en passant du premier au deuxième ordre des perturbations. La précision sur les prédictions est alors de quelques pourcents. Les corrections électrofaibles à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha)$ modifient quant à elles la section efficace de quelques pourcents [181].

L'étude de la section efficace de production du W peut aussi permettre de mesurer directement ou indirectement la largeur du boson W [ii]. Cette largeur est mesurée actuellement avec une précision relative de 2% ($\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042 GeV$), alors qu'elle est calculée avec une précision relative de 0.03% par le modèle standard ($\Gamma_W = 2.0910 \pm 0.007 GeV$) [10]. Sa mesure est donc un test du Modèle Standard et serait sensible à des nouveaux modes de décroissance invisibles, non prédits par le modèle standard. La mesure du rapport des sections efficaces σ_W/σ_Z permet de calculer cette largeur [182, 183], en décomposant la mesure en

ii. c'est-à-dire le paramètre de largeur de la distribution de Breit-Wigner avec une largeur dépendant de la masse.

$\frac{\sigma(p^{(-)}p \to W \to \ell\nu)}{\sigma(p^{(-)}p \to Z \to \ell\ell)} = \frac{\sigma(p^{(-)}p \to W)}{\sigma(p^{(-)}p \to Z)} \times \left(\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{Z\to\ell\ell}}\right) \times \left(\frac{\Gamma_{W\to\ell\nu}}{\Gamma_W}\right)$, où les sections efficaces de production totales $\sigma(pp \to W)$ et $\sigma(pp \to Z)$, ainsi que la largeur partielle $\Gamma_{W\to\ell\nu}$ sont calculables théoriquement, et $\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{Z\to\ell\ell}}$ a été mesuré très précisément au LEP [64].

De plus, l'étude de la production d'un boson W en association avec un ou plusieurs jets (qui n'est pas présentée ici mais constitue une étude séparée dans ATLAS [184]) est particulièrement sensible à cet effet, puisque les calculs au premier ordre des perturbations QCD n'ont été faits que jusqu'à 4 jets. Les premiers résultats d'ATLAS montrent clairement qu'une description à l'ordre des arbres n'est pas suffisante pour décrire la multiplicité des jets.

Enfin, l'étude de l'asymétrie de charge dans la production du boson W sert à établir des contraintes sur les fonctions de distribution de partons, en particulier à petite fraction d'impulsion x, comme on le verra plus en détails au chapitre 7.

6.1.3.2 Intérêt en tant que bruit de fond

Une bonne connaissance de la section efficace de production du boson W est indispensable, puisque ce boson est un bruit de fond de nombreux processus.

Par exemple, on a vu au paragraphe 2.3.3 que de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard prédisent l'existence d'un **boson de jauge lourd chargé**, de type W'. La recherche de ce boson se base souvent sur la recherche d'un excès de signal dans les distributions de masse transverse m_T dans les canaux de désintégrations $W \to e\nu$ et $W \to \mu\nu$, dont on peut voir une distribution sur la figure 6.3 à gauche. Les queues de distributions dues au boson W constituent le principal bruit de fond (75% du bruit de fond pour $m_T > 400GeV$, 90% pour $m_T > 750GeV$). Ainsi, dans le canal électron, avec l'expérience ATLAS, l'erreur principale sur l'évaluation du bruit de fond est due à la méconnaissance de la section efficace.

Le **quark top** se désintégrant en un boson W et un quark b dans presque 100% des cas, les événements W+jets constitueront le bruit de fond dominant dans l'étude des événements $t\bar{t}$, produits en abondance au LHC, dans le cas où l'un des deux W se désintègre leptoniquement (34.4% des cas), puisque l'événement contient un lepton, de l'énergie transverse manquante, et des jets (dont deux jets b). La section efficace de production $t\bar{t}$ a déjà été mesurée par ATLAS et CMS avec 3pb^{-1} [185, 186], puis 35 pb^{-1} [187, 188] de données. A chaque fois, pour estimer le bruit de fond dû aux événements W+jets, la normalisation du bruit de fond se fait à partir des données, puisque la valeur calculée n'est pas connue suffisamment précisément, surtout lorsque plus de 2 jets sont produits en association avec le W. Mais afin d'estimer ce bruit de fond, la forme des signaux est le plus souvent tirée de la simulation Monte-Carlo. Il en est de même pour les premières études de la production d'un seul quark top via interaction faible [189, 190]. Les événements W + jets peuvent également être des bruits de fond lors des recherches du **boson de Higgs** décroissant en deux bosons, en particulier dans le canal $H \to \ell\nu qq$ [191], et dans une moindre mesure dans le canal $H \to \ell\nu\ell\nu$ [192]. Encore une fois, les formes de distribution sont tirées des simulations Monte-Carlo, mais ce bruit de fond doit être normalisé en utilisant les données.

Dans certaines recherches de **supersymétrie**, les événements W + jets peuvent également constituer des bruits de fond non négligeables. Ainsi, dans des mesures avec 1 lepton, des jets et de l'énergie transverse manquante, le bruit de fond W + jets constitue environ un quart du bruit de fond, et est estimé à partir des données dans une région de contrôle [193]. On peut voir la distribution de la masse transverse sur la figure 6.3 à droite. Dans des mesures avec des jets, de l'énergie transverse manquante et aucun lepton, les événements constituent environ un

tiers du bruit de fond [71, 194]. Dans le cas par exemple où ce bruit de fond est estimé à l'aide des simulations Monte-Carlo [71], une incertitude de 25% lui est attribuée due aux incertitudes théoriques, dont la section efficace.

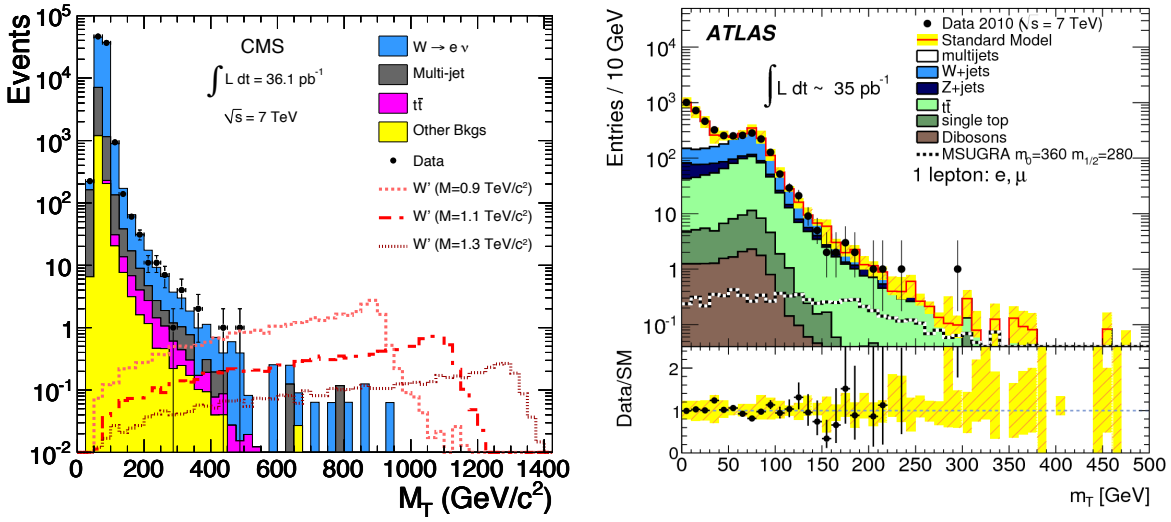


Figure 6.3 – *Distribution de la masse transverse (définie par la formule 6.3) dans la recherche d'un boson de jauge lourd $W' \to e\nu$ [81], ou dans la recherche de supersymétrie avec 1 lepton, des jets, et de l'E_T^{miss} [193]. On peut constater la contribution au bruit de fond des événements avec un boson W.*

On a vu qu'une mesure précise de la section efficace du boson W est nécessaire, tant pour la vérification des calculs aux ordres supérieurs des perturbations et la détermination des PDFs que pour la mesure ou la recherche d'autres particules. La première mesure de la section efficace inclusive va donc maintenant être décrite.

6.2 Données et Monte-Carlo

Les données utilisées pour la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal $W \to e\nu$ ont été enregistrées de fin mars à fin juillet 2010. Elles correspondent à des moments où les faisceaux étaient déclarés stables et où le champ solénoïdal était à sa valeur nominale. De plus, on demande à ce que la qualité des données soit bonne (cf annexe C), que ce soit celle du détecteur interne, du système calorimétrique, des électrons ou de l'énergie transverse manquante. Ces données correspondent à une luminosité intégrée de 315 nb^{-1}, comme précisé dans la table 2.2.

Les données sont comparées à des simulations Monte-Carlo du signal $W \to e\nu$ et des bruits de fond. Pour les bosons W et Z, et les événements $t\bar{t}$, la section efficace est calculée au plus grand ordre des corrections QCD. La section efficace du bruit de fond di-jets est calculée à l'ordre des arbres, et est divisée par un facteur 2.4 dans les figures, car son incertitude est de l'ordre de 100% ou plus [195]. Ce facteur est calculé en ajustant le nombre d'événements issus de la simulation aux données pour une sélection qui est dominée par ce bruit de fond QCD (en demandant uniquement un électron de grande énergie transverse tel que défini au paragraphe 6.4.2, mais avec une sélection *loose*). Tous ces échantillons, générés à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV sont ensuite traités par la simulation GEANT4 [196] du détecteur ATLAS [129], puis passent par une chaîne de reconstruction identique à celle des

données.

Les bruits de fond pour la sélection de bosons $W \to e\nu$ sont, par ordre décroissant d'importance :

- Jets (échantillons de di-jet) : ce bruit de fond dominant peut provenir de jets reconstruits comme des électrons, de quarks b ou c qui se désintègrent semi-leptoniquement, ou d'électrons provenant de conversions de photons ;
- $W \to \tau\nu$: en particulier, lorsque le lepton τ se désintègre en un électron et des neutrinos (rapport d'embranchement de 17.84%) ;
- $t\bar{t}$: car les quarks top se désintègrent presque à 100% en boson W et quark b ;
- $Z \to ee$: en particulier lorque qu'un des deux électrons n'est pas ou mal reconstruit ;
- $Z \to \tau\tau$.

La table 6.2 résume ces différents échantillons Monte-Carlo ainsi que leur section efficace de production théorique.

Processus physique	σ.BR [nb]		générateur
$W \to \ell\nu$ ($\ell = e,\mu$)	10.46 ± 0.52	NNLO	Pythia
$W^+ \to \ell^+\nu$	6.16 ± 0.31	NNLO	
$W^- \to \ell^-\bar{\nu}$	4.30 ± 0.21	NNLO	
di-jet ($\hat{p}_T > 15GeV$)	$1.2.10^6$	LO	Pythia
$W \to \tau\nu$	10.46 ± 0.52	NNLO	Pythia
$W \to \tau\nu \to \ell\nu\nu\nu$	3.68 ± 0.18	NNLO	
$t\bar{t}$	0.16 ± 0.01	NLO+NNLL	MC@NLO
$Z/\gamma* \to \ell\ell$ ($m_{\ell\ell} > 60$ GeV et $\ell = e,\tau$)	0.99 ± 0.05	NNLO	Pythia

Tableau 6.2 – *Simulations Monte-Carlo pour le signal et les bruits de fond, ainsi que les générateurs utilisés. A chaque fois, la section efficace de production a été multipliée par le rapport d'embranchement auquel les simulations ont été normalisées. Ces simulations ont été générées avec des conditions sur l'impulsion transverse des partons impliqués dans le processus de diffusion dur, $\hat{p}_T$. Toutes les simulations Monte-Carlo ont une erreur statistique négligeable (pour une mesure avec 315 nb^{-1}).*

6.3 Traitement de l'empilement

Au LHC, plusieurs interactions ont souvent lieu à chaque croisement de faisceau (phénomène d'empilement). Ainsi, à énergie ($\sqrt{s} = 7TeV$) et luminosité nominale (10^{34} cm^{-2} s^{-1}), on s'attend à avoir une vingtaine d'interactions à chaque croisement. En 2010, ce nombre était de quelques interactions par croisement, et environ 10 en 2011. Le détecteur ATLAS a été conçu pour répondre à cette contrainte, par exemple dans la mise en forme des signaux des cellules du système calorimétrique, comme on l'a vu au paragraphe 3.2.2.

Pour décrire ce phénomène dans les simulations Monte-Carlo, des interactions de biais minimum sont ajoutées au processus d'interaction dur. Dans les échantillons utilisés ici, ce nombre d'interaction est issu d'une loi de Poisson de paramètre 2.

Un bon estimateur du nombre d'interactions supplémentaires est le nombre de vertex primaires qui ont été reconstruits avec au moins 3 traces, et dont la position est compatible avec celle du croisement de faisceau. On peut voir sur la figure 6.4 à gauche la distribution de ce nombre de vertex après coupure sur le déclenchement, normalisée à 1, pour les données et

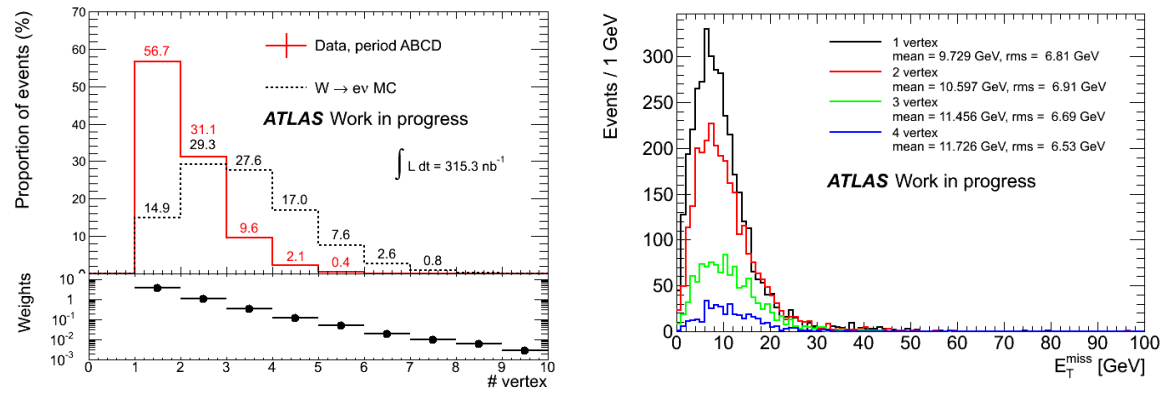


Figure 6.4 – *A gauche, nombre de vertex primaires avec au moins 3 traces pour les données et la simulation de signal.*

l'échantillon Monte-Carlo $W \to e\nu$. Pour avoir une description exacte de l'empilement dans la simulation, un poids est attribué à chaque événement de la simulation (table 6.3). Ils correspondent au rapport entre les deux distributions de la figure 6.4.

L'énergie transverse manquante est particulièrement sensible à ce phénomène d'empilement. On peut voir ainsi sur la figure 6.4 à droite les distributions de E_T^{miss} pour les données, après avoir sélectionné un électron de grande énergie transverse avec une coupure d'identification *loose*, séparées pour les différents nombres de vertex primaires reconstruits. On peut voir que la moyenne de cette énergie transverse manquante augmente avec le nombre d'interactions par croisement.

Nombre de vertex primaires	1	2	3	4	5	6 et +
Poids	3.88	1.06	0.34	0.12	0.05	0.01

Tableau 6.3 – *Poids appliqués à la simulation Monte-Carlo avec empilement, appliqué à chaque événement. A droite, distributions de E_T^{miss} dans les données, après sélection d'un électron loose, pour différents nombres de vertex primaires.*

6.4 Sélection des bosons W

La stratégie actuelle de l'expérience ATLAS pour mesurer la section efficace de production des bosons W (et Z) consiste à sélectionner un échantillon le plus pur possible, notamment en sélectionnant des électrons de haute énergie avec une très grande réjection des jets, afin de diminuer l'erreur due au bruit de fond.

6.4.1 Sélection des événements

Au moment où les données servant à la mesure présentée ici ont été prises, le dernier niveau du système de déclenchement était encore en phase de mise en œuvre, et n'était pas encore activé. La basse luminosité (inférieure à 2.10^{30} cm^2.s^{-1}) permettait d'utiliser uniquement le premier niveau de déclenchement, L1, présenté au paragraphe 2.2.4. On demande à ce que dans un amas de 2×2 tours de déclenchement, l'énergie totale de 2 tours contiguës soit strictement supérieure à un seuil d'environ 10 GeV (L1_EM10). Ce même type de déclenchement

est appliqué aux données et à la simulation.

Ensuite, pour s'assurer que ces dépôts d'énergie proviennent bien d'une collision, on demande à ce qu'un vertex primaire ait été reconstruit dans le détecteur interne, avec au moins trois traces, et avec une position compatible (paramètre d'impact transverse d_0 des traces inférieur à 4 mm) avec le point de collision (défini comme la position moyenne des vertex primaires sur une période d'environ 10 minutes) [197]. De plus, comme on a vu au paragraphe 4.4.3.1 que de la fausse énergie transverse manquante pouvait être créée par des problèmes du système calorimétrique ou par des muons cosmiques, on rejette les événements qui ont un jet d'énergie transverse supérieure à 10 GeV à l'échelle électromagnétique et qui correspondraient à ces critères de *jet-cleaning*.

6.4.2 Sélection d'un électron de grande énergie transverse

Les électrons sélectionnés pour cette analyse ont une énergie transverse déposée dans le calorimètre supérieure à 20 GeV, et une pseudo-rapidité $\eta < 2.47$, ce qui correspond à la zone de précision du calorimètre. De plus, on rejette les électrons dont la pseudo-rapidité est comprise entre 1.37 et 1.52, qui correspond à la zone de transition entre les calorimètres tonneau et bouchons.

Un électron est rejeté si une de ces cellules appartient à une carte électronique non lue (cf paragraphe 2.2.5) ou est considérée comme une cellule très bruyante, ce qui correspond à 4.8% [46] des électrons reconstruits. Ces cellules défectueuses sont incluses dans les simulations Monte-Carlo.

Enfin, on demande à ce que ces électrons passent la coupure d'identification *tight*, présentée au paragraphe 5.3. L'efficacité de cette coupure d'identification est estimée à partir de simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$, et est de 74.9%. Elle ne prend en compte que les événements avec un seul électron, et celui-ci doit correspondre à la vérité, ce qui explique l'efficacité différente de celle donnée au paragraphe 5.3. Cette coupure d'identification a de plus une réjection des jets de 77000 [198]. On peut voir sur la figure 6.5 la distribution d'énergie transverse de l'électron sélectionné, et on peut observer un bon accord entre les données et la simulation.

Par ailleurs, afin de mieux rejeter les événements avec un boson Z qui se désintègre en 2 électrons, on rejette les événements qui comportent un deuxième électron sélectionné de la même manière, mais avec la coupure d'identification *medium*.

6.4.3 Coupure sur l'énergie transverse manquante

Une coupure similaire sur l'énergie transverse manquante ($E_T^{miss} > 25$ GeV) est appliquée pour sélectionner les neutrinos venant du boson W. Cela permet également de réduire le bruit de fond QCD, qui ne contient pas de neutrinos et dont l'énergie transverse manquante est uniquement due à la résolution du calorimètre. Comme on a affaire à une topologie simple (un électron et un neutrino, avec éventuellement un ou deux jets), on utilise une définition simple, basée sur les cellules du calorimètre, c'est-à-dire la reconstruction à partir des topoclusters étudiée avec les événements de biais minimum (paragraphe 4.4), et calibrée par la méthode LCW détaillée au paragraphe 4.1.

On peut voir sur la figure 6.5 cette distribution de E_T^{miss} après la coupure sur l'électron. Le signal apparaît clairement au-dessus de 25 GeV. D'après des études sur des échantillons

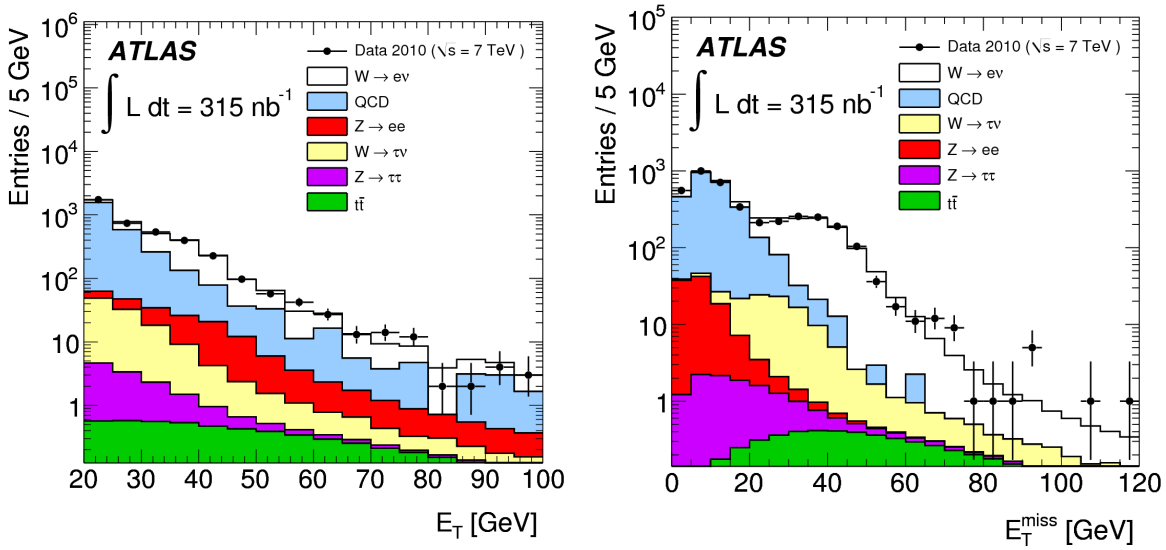


Figure *6.5* – *Distributions de l'énergie transverse des électrons (à gauche) et de E_T^{miss} (à droite) après la coupure sur les électrons. Les points noirs représentent les données, et la simulation Monte-Carlo est normalisée à la luminosité intégrée.*

Monte-Carlo, l'efficacité de cette coupure est de 82% et 1.9% pour les échantillons de $W \to e\nu$ et di-jet respectivement [199].

6.4.4 Coupure sur la masse transverse

Comme on ne connaît pas toute l'information cinématique du neutrino, on ne peut pas reconstruire la masse invariante du boson W, mais seulement sa masse transverse, définie comme :

$$m_T = \sqrt{2E_T^{electron} E_T^{neutrino}(1 - \cos(\varphi^{electron} - \varphi^{neutrino}))} \tag{6.3}$$

où $E_T^{neutrino}$ et $\varphi^{neutrino}$ sont E_T^{miss} et φ^{miss} respectivement.

La figure 6.6 montre la distribution de cette masse transverse en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite). On peut voir à droite que cette distribution présente un pic jacobien à la masse du boson W. On voit de plus qu'une coupure sur cette masse transverse à 40 GeV rejette la moitié du bruit de fond QCD restant.

La table 6.4 résume le nombre d'événements après chaque coupure. Au final, 1069 candidats W (637 positrons et 432 électrons) sont sélectionnés, avec un rapport signal sur bruit de 20.

Coupure	Nombre d'événements
Déclenchement	6.5×10^6
Electron de grande énergie transverse	4003
$E_T^{miss} > 20$ GeV	1116
$m_T > 40$ GeV	1069

Tableau 6.4 – *Nombre d'événements après chaque coupure, pour $\mathscr{L}_{int} = 315$ nb^{-1} et $\sqrt{s} = 7$ TeV.*

On peut voir sur la figure 6.7 les propriétés des candidats sélectionnés, avec la distribution de l'énergie transverse de l'électron à gauche, et la distribution de l'impulsion transverse du boson W à droite. On peut voir sur la première distribution un pic jacobien à $M_W/2$, dégradé

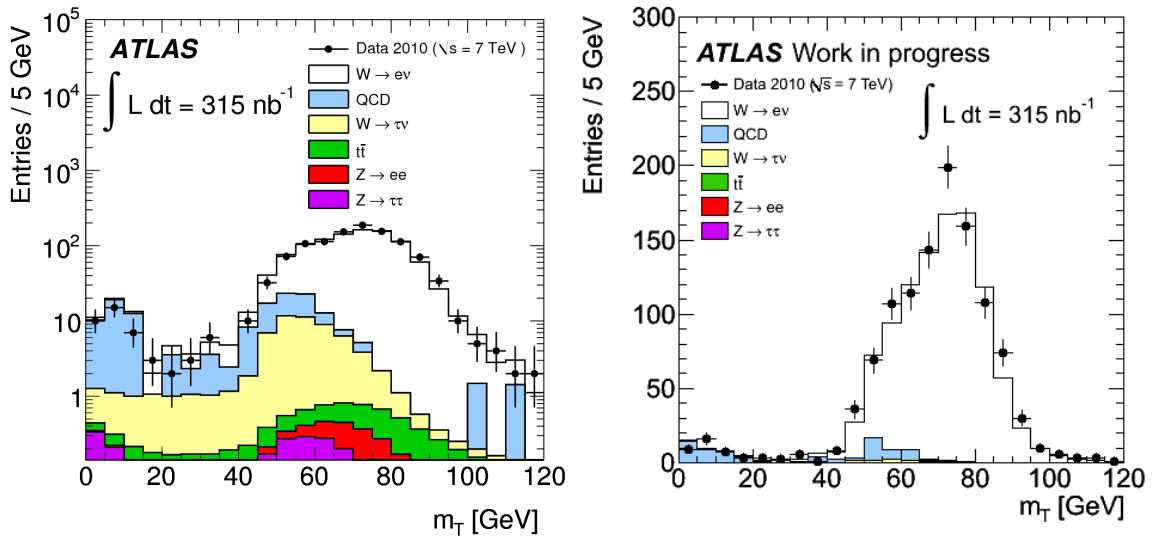


Figure 6.6 – *Distributions de m_T après la coupure sur E_T^{miss}, à gauche en échelle logarithmique, et à droite en échelle linéaire.*

par la résolution finie du détecteur. Quant à la distribution de l'impulsion transverse du boson W, comme les partons produisant le boson ont une impulsion transverse nulle, elle devrait être nulle à l'ordre des arbres. En revanche, aux ordres supérieurs des perturbations, on peut avoir des gluons rayonnés, créant une valeur non nulle de p_T^W. On observe sur la figure que presque toutes les données ont une valeur petite de p_T^W, et les queues de distributions peuvent être utilisées pour étudier les corrections QCD [200].

On peut voir dans ces histogrammes que le signal du boson W apparaît clairement, avec une contribution presque négligeable du bruit de fond, ce qui va permettre de calculer la section efficace.

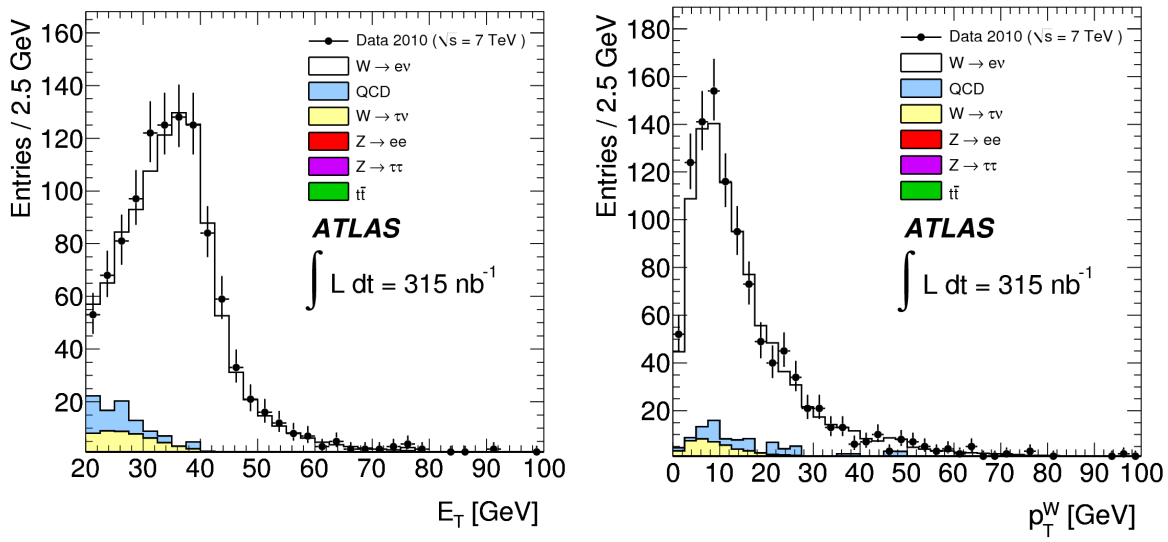


Figure 6.7 – *Distributions E_T de l'électron (à gauche) et p_T du boson W (à droite) après la sélection finale.*

6.4.5 Estimation du bruit de fond

Les bruits de fond électrofaibles (W et Z), ainsi que $t\bar{t}$, sont estimés à partir des simulations Monte-Carlo, et normalisés à $\mathscr{L}_{int} = 315$ nb^{-1}. Les valeurs attendues pour les processus $W \to \tau\nu$, $t\bar{t}$, $Z \to ee$ et $Z \to \tau\tau$ sont de 25.9, 4.1, 1.9, et 1.6 respectivement. On peut remarquer que les valeurs pour $Z \to ee$ et $Z \to \tau\tau$ sont comparables, car si le rapport d'embranchement $\tau \to e\nu\nu$ n'est que de 18%, l'énergie transverse manquante est augmentée par la présence de neutrinos. Si l'erreur statistique sur ces valeurs est presque négligeable, une erreur systématique de 9.1% et 9.7% est assignée au nombre d'événements électrofaibles et $t\bar{t}$ respectivement. Elle est due à une erreur de 5%/6% sur les sections efficaces, une erreur de 3% sur l'acceptance, et une erreur de 7% sur l'efficacité de reconstruction, et ces erreurs sont considérées comme complètement corrélées entre les différents bruits de fond. De plus, une erreur de 11% est due à l'incertitude sur la luminosité.

Le bruit de fond QCD ne peut pas être estimé à partir de la simulation, d'une part parce que la section efficace de production n'est pas connue (elle est calculée à l'ordre des arbres dans Pythia), et d'autre part à cause des désaccords entre données et Monte-Carlo sur la forme de E_T^{miss} (figure 4.28 à droite) et de $\sum E_T$ (paragraphe 4.4.2.3). Une méthode basée sur les données a donc été utilisée, avec une méthode de maximum de vraisemblance par classe sur la distribution d'énergie transverse manquante, en appliquant toutes les coupures de sélection sauf celle sur cette variable. Elle consiste à ajuster un histogramme du signal attendu aux données. La forme du signal attendue pour les événements $W \to e\nu$ et $W \to \tau\nu$ est tirée des échantillons Monte-Carlo. Pour le bruit de fond QCD, un échantillon de données est sélectionné en appliquant les coupures de sélection d'un boson W, mais en inversant certaines coupures d'identification de l'électron et en demandant à ce que l'électron ne soit pas isolé (la coupure d'isolation porte sur la fraction d'énergie calorimétrique ou sur la fraction d'impulsion de la trace dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.3$). Ceci permet de sélectionner un échantillon de données pauvre en signal, et dont la forme de la distribution de E_T^{miss} est semblable à ce que l'on attend d'un bruit de fond QCD. La figure 6.8 montre la distribution de E_T^{miss} pour les données, le template pour $W \to e\nu \ + W \to \tau\nu$ et celui pour le bruit de fond QCD. Le nombre d'événements QCD estimé est alors de 28, avec une erreur statistique de 3 événements. En changeant les coupures pour sélectionner l'échantillon de bruit de fond de données sur l'identification de l'électron et l'isolation, on estime que l'erreur systématique est de ± 10 événements.

La table 6.5 montre le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus ou mesurés, ainsi que la somme d'événements de bruit de fond attendus, avec les erreurs statistiques, systématiques et de luminosité associées. Ainsi, dans la formule 6.4, le terme $N^{bruit\ de\ fond}$ vaut $61.5 \pm 3.0\ (stat) \pm 10.4\ (syst) \pm 3.7\ (lumi)$. L'incertitude sur la section efficace due au bruit de fond, $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst)$, est de 1%.

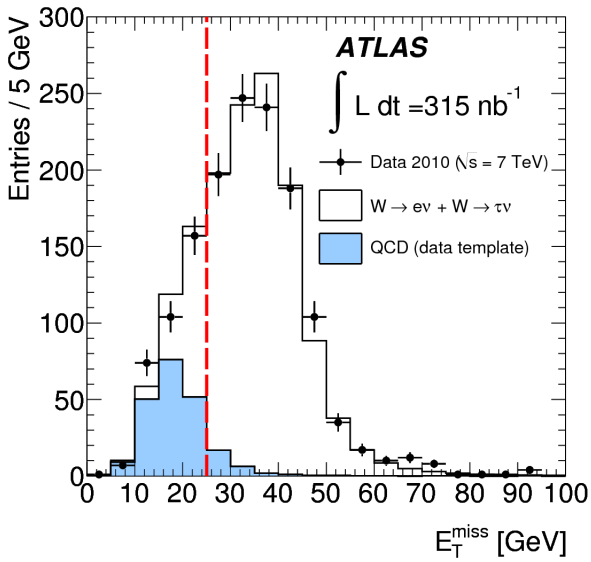


Figure *6.8* – *Distribution de E_T^{miss} en appliquant toutes les coupures de sélection d'un boson W sauf la coupure sur cette variable. Les points noirs représentent les données, et les histogrammes les résultats de l'ajustement avec en blanc le template du signal $W \to e\nu$ et du bruit de fond $W \to \tau\nu$, et en bleu ciel le template du bruit de fond QCD. Le ligne pointillée rouge représente la coupure sur la variable.*

Processus physique	Nombre attendu	Erreur statistique	Erreur systématique	Erreur sur la luminosité
$W \to e\nu$	997.4	1.8	90.9	109.7
$W \to \tau\nu$	25.9	0.2	2.4	2.8
$t\bar{t}$	4.1	0.0	0.4	0.5
$Z \to ee$	1.9	0.0	0.2	0.2
$Z \to \tau\tau$	1.6	0.0	0.1	0.2
Bruit de fond total (hors QCD)	33.5	0.2	3.0	3.7
Bruit de fond QCD	28.0	3.0	10	-
Bruit de fond total	61.5	3.0	10.4	3.7
Total des événements attendus	1058.9	3.5	94.3	113.4

Tableau 6.5 – *Nombre de d'événements de signal et de bruits de fond attendus pour une luminosité intégrée de 315 nb^{-1}. Le nombre d'événements observé dans les données est 1069.*

6.5 Calcul de la section efficace

6.5.1 Méthodologie

La section efficace totale inclusive de production du boson W se désintégrant en électron et neutrino est donnée par la formule :

$$\sigma_{tot}.BR(W \to e\nu) = \frac{N^{signal}}{A_W.C_W.\mathscr{L}_{int}} = \frac{N^{observé} - N^{bruit\ de\ fond}}{A_W.C_W.\mathscr{L}_{int}} \tag{6.4}$$

où :

- $N^{observé}$ est le nombre d'événements sélectionnés dans les données ;
- $N^{bruit\ de\ fond}$ est le nombre d'événements de bruit de fond estimé ;
- A_W est un terme d'acceptance, défini comme le rapport entre le nombre d'événements générés passant les coupures d'acceptance et le nombre total d'événements générés ;
- C_W est un terme de correction, défini comme le rapport entre le nombre d'événements passant les coupures de sélection et le nombre d'événements générés passant les coupures d'acceptance ;
- $\mathscr{L}_{int}$ est la luminosité intégrée.

Ces différents termes sont détaillés dans les paragraphes suivants.

6.5.2 Le terme d'acceptance A_W

Pour calculer le facteur A_W, les coupures géométriques et cinématiques suivantes sont appliquées aux événements au niveau du générateur, et définissent ce que l'on appelle la région "fiducielle" :

- $E_T^e > 20\ GeV$;
- $|\eta^e| < 2.47$ mais sans la zone $1.37 < |\eta^e| < 1.52$;
- $E_T^\nu > 25\ GeV$;
- $m_T > 40\ GeV$.

Ce terme A_W est calculé à partir de simulations Monte-Carlo, et est donc sensible aux différents PDFs et générateurs Monte-Carlo. La valeur centrale utilisée pour le calcul de la section efficace, calculée avec le générateur pythia, le PDF MRST LO* et le tune ATLAS MC09 associé [201], est de 0.462 [iii]. L'erreur systématique relative associée à cette valeur vaut ±3.0%, et provient principalement de la méconnaissance des PDFs du proton (erreur au sein d'un PDF et erreur entre différents PDFs avec le même générateur), et de la modélisation de la production des bosons W au LHC (en comparant différents générateurs avec un même PDF).

6.5.3 Les termes d'efficacité C_W

Le facteur C_W est un facteur qui corrige des effets de déclenchement, de reconstruction et d'identification de l'électron. Dans cette étude, il est calculé à l'aide des simulations Monte-Carlo, mais une partie des erreurs systématiques a pu être calculée à partir des données. De plus, ici, du fait de la grande erreur statistique, un seul facteur C_W est calculé. Avec plus de données, il devient nécessaire de calculer ces facteurs pour différentes valeurs de pseudo-rapidité et d'énergie transverse de l'électron, afin d'éviter des biais qui pourraient apparaître si les distributions de ces deux variables étaient différentes entre les données et la simulation.

La valeur centrale du facteur C_W, calculée à partir d'un échantillon Monte-Carlo de $W \to e\nu$ est de 65.9 % (65.6% pour les W^+ et 66.2% pour les W^-), et l'erreur systématique de 7% est détaillée par la suite.

iii. En d'autres termes, la région "fiducielle" correspond à 46% de l'espace des phases.

6.5.3.1 Erreur systématique due au déclenchement

L'efficacité du déclenchement L1_EM10 pour les électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV sélectionnés dans l'étude du W est définie à l'aide du déclenchement L1_EM5 qui est supposé avoir une efficacité de 100% pour de tels électrons [iv]. Cette efficacité est définie comme le rapport entre le nombre d'événements contenant un électron sélectionné par les coupures de l'étude et déclenchant L1_EM10 et L1_EM5 et le nombre d'événements ne déclenchant que L1_EM5. Elle a été mesurée avec les données comme étant $0.998 \pm 0.002\%$ [202], et l'erreur relative de $\pm 0.2\%$ est considérée comme l'erreur systématique sur C_W due au déclenchement.

6.5.3.2 Erreurs systématiques dues aux électrons

La plus grande source d'incertitudes sur le facteur C_W provient de la mesure des électrons, en particulier la méconnaissance de la matière devant le calorimètre, la reconstruction et l'identification de l'électron, mais aussi les limites sur la connaissance de son échelle d'énergie et la résolution de celle-ci.

Incertitude due à la matière devant le calorimètre

Comme on l'a vu au paragraphe 2.2.1, la matière avant le calorimètre électromagnétique est de l'ordre 2.5 X_0. Cette matière peut avoir un impact sur la reconstruction et l'identification des électrons si la gerbe démarre en amont du calorimètre (paragraphe 5.4).

Afin de mesurer l'impact de la connaissance encore non parfaite de la matière avant le calorimètre sur la reconstruction et l'identification des électrons, des lots Monte-Carlo de $W \to e\nu$ ont été générés avec des géométries modifiées contenant plus de matière, puis reconstruits avec la géométrie nominale. Certaines géométries ajoutent de la matière juste avant le calorimètre (0.1 X_0 dans le cryostat et 0.05 X_0 entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment), augmentent de 5 ou 10% la quantité totale de matière dans les parties non actives du détecteur interne, ou augmentent de 20% la quantité de matière dans les services du détecteur à pixels. En combinant les efficacités de reconstruction avec et sans augmentation de matière, et en les comparant avec celles obtenues avec la géométrie nominale, l'erreur sur l'efficacité de reconstruction de l'électron est $\frac{\delta\epsilon^{matière}_{reconstruction}}{\epsilon^{matière}_{reconstruction}} = 1.4\%$, et celle sur l'efficacité d'identification d'un électron *tight* est $\frac{\delta\epsilon^{matière}_{identification}}{\epsilon^{matière}_{identification}} = 1.6\%$ [203]. Comme ces deux erreurs sont complètement corrélées, elles sont additionnées linéairement pour le calcul de l'erreur sur le facteur C_W.

De plus, ces erreurs sont conservatrices, car la quantité de matière ajoutée dans ces simulations correspond à une limite supérieure estimée à partir de données de biais minimum. Ainsi, dans la région jusqu'à $|\eta| = 2.0$, on pense que l'excès de matière par rapport à notre connaissance actuelle ne dépasse pas 5%, alors qu'elle pourrait aller jusqu'à 10% dans les régions plus à l'avant [161, 204].

Incertitude due à l'identification des électrons

L'efficacité d'identification d'un électron *tight* est calculée avec une simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ (cf paragraphe 6.4.2), mais son incertitude est estimée à partir des

iv. méthode de "bootstrap"

données.

Une méthode "tag-and-probe" à partir d'événements $W \to e\nu$ a été utilisée [205], qui considère le neutrino comme "tag" et l'électron comme "probe". Un échantillon de données riche en événements $W \to e\nu$ est sélectionné à l'aide de l'énergie transverse manquante : on choisit des événements passant la coupure de déclenchement L1_EM14, et avec une énergie transverse manquante supérieure à 25 GeV et isolée. On obtient un échantillon contenant des électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV, avec un rapport signal sur bruit d'environ 4.

Le bruit de fond est estimé en créant un lot de données riche en bruit de fond QCD en inversant certaines coupures d'identification des électrons, puis soustrait.

La différence entre l'efficacité d'identification calculée avec la simulation et estimée avec les données est considérée comme incertitude. Le rapport des efficacités entre données et simulation Monte-Carlo $\epsilon(données)/\epsilon(Monte-Carlo)$ est de $99.2 \pm 1.7(stat) \pm 4.5(syst)\%$. L'erreur systématique est composée de l'erreur sur la sélection d'un lot riche en bruit de fond, de celle sur la soustraction du bruit de fond, et de celle sur la coupure sur la variable E_T^{miss}. Comme les efficacités avec les données et la simulation sont compatibles dans la limite de l'erreur de 5%, l'erreur $\frac{\delta\epsilon_{identification}}{\epsilon_{identification}}$ due à l'identification des électrons *tight* est estimée conservativement à 5%.

Cette erreur est compatible avec les résultats trouvés dans les données avec une méthode "tag-and-probe" avec des événements $Z \to ee$, mais qui sont limités par la faible statistique (70 bosons $Z \to ee$ reconstruits avec 315 nb^{-1} de données.) [198].

Les effets sur l'identification dus à la matière avant le calorimètre sont inclus dans cette erreur de 5%. Pour calculer l'erreur totale sur le facteur C_W, l'erreur de 1.6% sur l'identification due à la matière doit être soustraire quadratiquement de cette erreur de 5%. L'erreur totale sur la matière, la reconstruction, et l'identification, s'écrit :

$$\begin{aligned}\frac{\delta C_W}{C_W} &= \left(\frac{\delta\epsilon^{matière}_{reconstruction}}{\epsilon^{matière}_{reconstruction}} + \frac{\delta\epsilon^{matière}_{identification}}{\epsilon^{matière}_{identification}}\right) \oplus \left(\frac{\delta\epsilon_{identification}}{\epsilon_{identification}} \ominus \frac{\delta\epsilon^{matière}_{identification}}{\epsilon^{matière}_{identification}}\right) \\ &= (1.4\% + 1.6\%) \oplus (5\% \ominus 1.6\%) \\ &= 5.6\%\end{aligned}$$

Incertitude due à l'échelle d'énergie et à la résolution

Au moment de l'étude, l'incertitude sur l'échelle absolue de l'énergie de l'électron était de 3% tant pour le tonneau que pour les bouchons, valeur extrapolée à partir des tests en faisceaux [101], et vérifiée par les premières mesures de $\pi^0 \to \gamma\gamma$ [206].

Pour évaluer l'impact de cette incertitude, l'échelle d'énergie des électrons d'un lot Monte-Carlo $W \to e\nu$ est modifiée : $E^e \to E^e(1 \pm \delta\alpha)$, avec $\delta\alpha = 3\%$. L'efficacité de reconstruction d'un électron de $E_T > 20$ GeV est alors modifiée de $\sim$1.5%, et l'efficacité d'identification de $\sim$0.3%. Comme l'énergie transverse manquante est dominée par la contribution de l'énergie transverse de l'électron, on recalcule l'efficacité de la coupure $E_T^{miss} > 25$ GeV en la modifiant par la formule : $E^{miss}_{X,Y} \to E^{miss}_{X,Y} - E^e_{X,Y}.\delta\alpha$. Elle est modifiée de $\sim$1.8%, et cette erreur est entièrement corrélée à celle sur l'électron.

L'erreur systématique relative sur le facteur C_W due à l'échelle d'énergie des électrons est de $(1.5 \oplus 0.3) + 1.8 = 3.3\%$ [207].

Incertitude due aux régions problématiques du calorimètre

Comme on l'a vu dans le paragraphe 2.2.5, certaines cellules du calorimètre n'étaient pas lues ou leur information n'était pas transmise, en particulier à cause de la transmission optique défectueuse de certaines cartes électroniques. Tout électron ayant une cellule de ce type était rejeté. En excluant également ces cellules des simulations Monte-Carlo, la perte d'événements due à cette coupure a été calculée en demandant uniquement un électron *loose* (encore largement dominée par le bruit de fond QCD) à la fois pour les données et la simulation Monte-Carlo de di-jets. La différence entre les données et la simulation est de 0.8%, et est comptée comme erreur systématique pour le facteur C_W.

De plus, comme on l'a vu dans le paragraphe 3.2.2, l'énergie d'une cellule est multipliée par l'un des trois gains 1, 10, ou 100. Au moment de la prise de données, au sein d'une carte électronique de 128 cellules, deux d'entre elles avaient leur gain remplacé par celui d'une autre cellule de la carte, conduisant potentiellement à une sous-estimation ou sur-estimation de l'énergie de la cellule d'un facteur 10 [208]. En utilisant une simulation Monte-Carlo $W \to e\nu$ dédiée à ce problème, une erreur de 0.2% sur la reconstruction des électrons, et de 1% sur leur identification ont été calculées. Comme ces deux erreurs sont totalement corrélées, l'erreur sur le facteur C_W totale due à ce problème de gain est de 1.2% [209].

L'incertitude sur le facteur C_W due aux problèmes de fonctionnement du calorimètre est de $0.8 \oplus 1.2 = 1.4\%$.

Incertitude due à l'empilement

Comme on l'a vu au paragraphe 6.3, l'empilement des collisions doit être traité. Pour cela les simulations Monte-Carlo contiennent des termes d'empilement qui sont repondérées pour correspondre à la distribution du nombre de vertex primaires dans les données. Pour estimer l'erreur systématique due à l'empilement, les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons ont été calculées avec les échantillons Monte-Carlo avec et sans terme d'empilement, conduisant à des variations de 0.1% et 0.5% respectivement. La somme quadratique de ces erreurs, 0.5%, est considérée comme l'erreur systématique sur le facteur C_W.

6.5.3.3 Erreurs systématiques dues à l'énergie transverse manquante

On va étudier dans ce paragraphe les différentes sources d'incertitude sur l'énergie transverse manquante qui peuvent avoir un impact sur l'efficacité de la coupure sur E_T^{miss}.

Incertitude due à l'échelle d'énergie des topoclusters

Dans un événement $W \to e\nu$, l'énergie transverse manquante est dominée par l'énergie de l'électron. L'incertitude sur l'énergie transverse manquante due à l'échelle d'énergie de l'électron est déjà prise en compte dans l'incertitude liée au électrons. L'incertitude principale sur l'énergie transverse manquante provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des topoclusters formés à partir des particules de l'événement sous-jacent.

Des études ont été menées sur le rapport E/p de l'énergie du topocluster sur l'énergie d'une trace isolée, en considérant les topoclusters dans un cône d'ouverture $\Delta R = 0.2$. Elles ont montré que la différence sur l'échelle d'énergie des topoclusters entre les données et la simulation Monte-Carlo était d'environ 20% pour une trace d'impulsion transverse 500 MeV, et de

$\pm 5\%$ pour des traces de grande impulsion transverse [210, 211]. Afin d'étudier l'effet de cette incertitude sur l'efficacité de la coupure sur l'énergie transverse manquante, l'énergie des topoclusters (sans ceux correspondant à l'électron et au calorimètre à l'avant) a été multipliée par un facteur dépendant de l'énergie transverse du topocluster et qui tient compte de ces incertitudes mesurées : $1 \pm a \times (1 + b/p_T(\text{GeV}))$, avec a = 5% et b = 1.5 GeV, et l'énergie transverse manquante recalculée (cf figure 6.9 à gauche). La différence sur l'efficacité de la coupure à 25 GeV, et qui est considérée comme une incertitude, est de $\pm 1.5\%$.

Incertitude due à la réponse de E_T^{miss}

L'énergie transverse manquante reconstruite peut avoir une réponse différente de la "vraie" énergie transverse manquante issue du neutrino, à cause d'effets du détecteur. Ainsi, la figure 6.9 à droite [212] représente la distribution de E_T^{miss} après avoir fait toutes les coupures sauf celle sur la variable étudiée et sur la masse transverse, pour un échantillon Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$. Elle est tracée pour la vérité en ligne pointillée noire, et pour la méthode des topoclusters calibrée locale en rose (la méthode des topoclusters à l'échelle électromagnétique, en bleu, est tracée pour référence). On peut constater un bon accord entre la vérité et l'énergie transverse manquante reconstruite. L'efficacité de la coupure à 25 GeV est de 81% en utilisant la vérité, et de 82% en utilisant la variable reconstruite, et la différence relative de 1% entre ces deux efficacités est utilisée comme erreur systématique pour le facteur C_W.

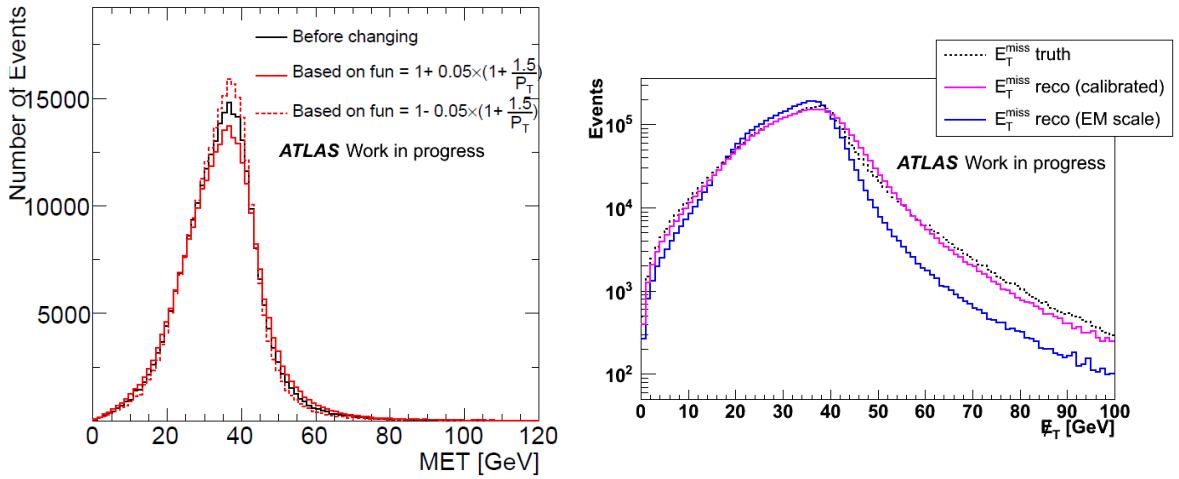


Figure 6.9 – *A gauche, distributions de E_T^{miss} multipliées par la fonction décrite dans le texte. A droite, distributions de E_T^{miss}, avec des événements de simulation $W \to e\nu$, reconstruites par différentes méthodes. La ligne pointillée noir correspond à la vérité, la ligne bleue à la méthode des topoclusters à l'échelle électromagnétique, et la ligne rose à la méthode des topoclusters avec une calibration hadronique locale.*

Incertitude due à la résolution de E_T^{miss}

On a vu au paragraphe 4.4.4 que la résolution de l'énergie transverse manquante était proportionnelle à $\sqrt{\sum E_T}$, avec un facteur α de 0.49. Ce facteur augmente de 0.04 lorsque l'on demande qu'un jet d'énergie transverse supérieure à 20 GeV soit présent dans l'événement, tandis que la résolution calculée avec la simulation Monte-Carlo est en accord avec les données à un facteur α différent de 0.02. L'erreur systématique sur l'énergie transverse manquante est calculée de façon conservative en considérant une erreur $\Delta\alpha$ de 0.04, et elle est de 0.4%.

Incertitude due à l'empilement

L'empilement a un impact sur la reconstruction et l'identification des électrons, ainsi que sur l'énergie transverse manquante. On peut ainsi voir sur la figure 6.10 à gauche la distribution de l'énergie transverse manquante avec des événements d'un lot Monte-Carlo $W \to e\nu$, sans empilement, et avec des événements d'empilement repondérés (cf paragraphe 6.3). La différence relative d'efficacité sur la coupure à 25 GeV entre la configuration sans empilement, et avec empilement repondéré est de 0.2%, et cette différence est comptée comme erreur systématique.

De plus, la résolution est également dégradée de 5%, ce qui aboutit à une erreur systématique de 0.2%. Enfin, l'échelle d'énergie absolue des topoclusters peut être plus grande en cas d'empilement, et si on suppose une erreur de 25% au lieu de 20% pour une trace d'impulsion transverse de 500 MeV (le terme b devient 2.0 GeV), alors ceci conduit à une erreur systématique supplémentaire sur l'efficacité de la coupure sur E_T^{miss} de 0.2%.

Ces erreurs étant indépendantes, leur somme quadratique, 0.3%, est considérée comme erreur due à l'empilement sur l'efficacité de coupure.

Incertitude due à la simulation de l'événement sous-jacent

Comme on l'a vu au paragraphe 4.4.4, le désaccord de la distribution de l'énergie transverse manquante entre les données et la simulation Monte-Carlo dans des événements avec un jet, ainsi que le désaccord de la distribution de $\sum E_T$ pour des événements de biais minimum pouvaient s'expliquer en partie par une sous-estimation de l'événement sous-jacent, en particulier dans le calorimètre à l'avant. Afin de mieux estimer l'impact de cette modélisation de l'événement sous-jacent sur l'énergie transverse manquante, une simulation Monte-Carlo $W \to e\nu$ a été générée, avec une augmentation de la contribution des interactions multiples dans l'événement sous-jacent (paragraphe 4.4.2.3). Les distributions de E_T^{miss} pour la simulation standard en bleu et pour la simulation avec événement sous-jacent augmenté en rouge sont visibles dans la figure 6.10. La distribution de E_T^{miss} n'est que peu modifiée, et la différence relative d'efficacité de la coupure $E_T^{miss} > 25$ GeV est de 0.4%, différence qui est comptée comme erreur systématique.

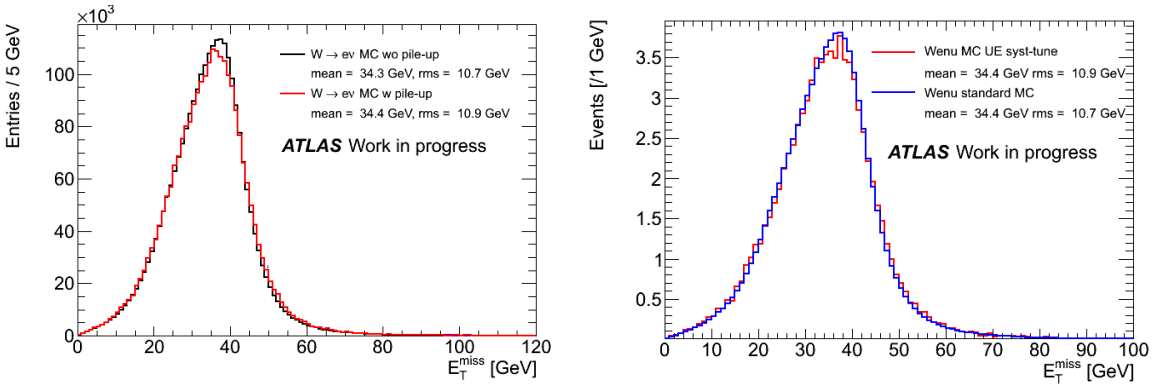


Figure 6.10 – *A gauche, distributions de E_T^{miss}, avec des événements de simulation $W \to e\nu$, avec différentes configurations d'empilement. A droite, distribution de E_T^{miss} avec la simulation du signal pour deux descriptions différentes de l'événement sous-jacent dans la simulation Monte-Carlo.*

Incertitude due à la reconstruction de l'énergie dans le calorimètre à l'avant

Moins de 20% de l'énergie transverse totale est déposée dans le calorimètre à l'avant. L'incertitude sur l'échelle d'énergie dans ce calorimètre a été estimée à 10% à partir des données [211]. L'erreur systématique liée à cet effet a été estimée à 0.1%.

De plus, on a vu au paragraphe 4.4.2.5 que le calorimètre était déplacé par rapport au centre du détecteur, causant une modulation de la distribution de φ^{miss}. Cet effet est particulièrement visible dans le calorimètre à l'avant. Même si cet effet est aussi présent dans la simulation, la méconnaissance de la position verticale de ce calorimètre produit encore un désaccord entre données et Monte-Carlo. En estimant que cette position est méconnue à 10% près, une erreur de 0.04% est attribuée à l'efficacité de coupure sur E_T^{miss}.

Par ailleurs, la reconstruction de l'énergie dans les 2 dernières rangées de cellules du calorimètre à l'avant, correspondant à la région $|\eta| > 4.5$, est encore mal comprise. Cependant, en excluant cette région du calcul de l'énergie transverse manquante, l'impact sur l'efficacité de la coupure sur la variable est négligeable.

L'erreur totale sur l'efficacité de la coupure sur E_T^{miss} est calculée en sommant quadratiquement les différentes contributions résumées par ordre d'importance dans le tableau 6.6, et vaut 1.9%. Une incertitude conservatrice de 2% due à énergie transverse manquante est alors attribuée au facteur C_W.

Paramètre	$\delta\epsilon/\epsilon$(%)
Echelle d'énergie des topoclusters	1.5
Réponse de l'énergie transverse manquante	1.0
Résolution de l'énergie transverse manquante	0.4
Modélisation de l'événement sous-jacent	0.4
Empilement	0.3
Régions problématiques du calorimètre	< 0.2
Calorimètre à l'avant	0.11
Total	1.9%

Tableau 6.6 – *Résumé des différents termes contribuant à l'incertitude sur l'efficacité de la coupure sur l'énergie transverse manquante.*

6.5.3.4 Erreurs systématiques dues à la théorie

L'erreur systématique due à l'incertitude sur les PDFs est moins importante sur le facteur d'efficacité C_W que sur le facteur d'acceptance A_W (paragraphe 6.5.2). Dans les simulations d'événements $W \to e\nu$, le nombre d'électrons produits est différent d'environ 5% dans la région centrale, et jusqu'à 15% à grand η lorsque l'on utilise différents PDFs. Mais une fois les coupures cinématiques appliquées, la différence sur les facteurs C_W est inférieure à 0.3%, et une incertitude de 0.3% due aux PDFs est donc attribuée aux facteurs C_W.

Une erreur sur les facteurs C_W peut aussi venir de la radiation de photons dans l'état final (FSR). Si l'impact de la modélisation théorique est négligeable, une erreur sur les facteurs C_W est due à la méconnaissance du transport des photons dans le détecteur interne, et à la réponse du calorimètre électromagnétique, dans le cas de photons de basse énergie (< 1 GeV) émis

collinéairement à l'électron. Cette erreur sur les facteurs C_W, évaluée à partie de simulations d'événements $W \to e\nu$, est de 0.3%.

6.5.3.5 Résumé des erreurs systématiques

Les différentes erreurs systématiques sur le facteur C_W détaillées dans les paragraphes précédents sont résumées dans la tableau 6.7. Les différents effets ont été choisis de telle sorte que la corrélation entre eux soit presque nulle. L'incertitude systématique totale sur le facteur C_W est obtenue en sommant quadratiquement tous les différents termes, ce qui aboutit à une erreur systématique relative de 7.0%, pour une valeur centrale de 0.659.

Paramètre	$\delta C_W/C_W(\%)$
Efficacité de trigger	< 0.2
Effet de matière, de reconstruction, et d'identification	5.6
Echelle d'énergie et résolution de l'électron	3.3
Régions problématiques du calorimètre	1.4
Empilement	0.5
Echelle d'énergie et résolution de E_T^{miss}	2.0
Modélisation de la FSR	0.3
Incertitude théorique (PDFs)	0.3
Incertitude totale	7.0

Tableau 6.7 *– Résumé des différents termes contribuant à l'incertitude sur le facteur C_W.*

6.6 Résultats avec 315 nb^{-1}

En utilisant la formule 6.4 avec les différents termes et leurs erreurs systématiques détaillées dans les précédents paragraphes, on peut calculer la section efficace de production du boson W se désintégrant dans le canal électron.

L'erreur systématique totale est calculée avec la formule suivante [213] :

$$\frac{\delta\sigma_{tot}}{\sigma_{tot}} = \frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(stat) \oplus \frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst) \oplus \frac{\delta C_W}{C_W} \oplus \frac{\delta A_W}{A_W} \oplus \frac{\delta \mathscr{L}_{tot}}{\mathscr{L}_{tot}} \tag{6.5}$$

où :

- $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(stat) = 1/\sqrt{N^{observé}} = 3\%$;
- $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst)$ est l'erreur de 1% due à l'évaluation du bruit de fond ;
- $\frac{\delta C_W}{C_W}(syst) = 7\%$;
- $\frac{\delta A_W}{A_W} = 3\%$
- $\frac{\delta \mathscr{L}_{tot}}{\mathscr{L}_{tot}}$ est l'erreur sur la luminosité intégrée, essentiellement due à la méconnaissance de l'intensité des faisceaux (n^2 dans la formule 2.1). Cette erreur vaut 11% [214].

L'erreur systématique totale est de 7.7%.

Les valeurs mesurées, pour tous les bosons W, mais aussi par charge, sont :

$$\begin{aligned}
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to e\nu) &= 10.51 \pm 0.34\ (\text{stat}) \pm 0.81\ (\text{syst}) \pm 1.16\ (\text{lumi})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^+}.BR(W \to e^+\nu) &= 6.27 \pm 0.26\ (\text{stat}) \pm 0.48\ (\text{syst}) \pm 0.69\ (\text{lumi})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^-}.BR(W \to e^-\bar{\nu}) &= 4.23 \pm 0.22\ (\text{stat}) \pm 0.33\ (\text{syst}) \pm 0.47\ (\text{lumi})\ \text{nb}
\end{aligned}$$

L'erreur relative totale sur la mesure de la section efficace est donc de 14%, et est complètement dominée par les incertitudes sur l'identification des électrons et sur le calcul de la luminosité.

Ces sections efficaces ont également été calculées dans le canal $W \to \mu\nu$, détaillées dans [215]. L'erreur systématique totale est de 4%, et la différence avec l'erreur dans le canal $W \to e\nu$ s'explique par le fait que les électrons sont plus sensibles que les muons à la matière dans le détecteur interne, et par le fait que l'échelle d'impulsion absolue des muons est mieux connue que l'échelle d'énergie des électrons. On peut alors combiner les résultats des deux canaux :

$$\begin{aligned}
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to \ell\nu) &= 9.96 \pm 0.23\ (\text{stat}) \pm 0.50\ (\text{syst}) \pm 1.10\ (\text{lumi})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^+}.BR(W \to \ell^+\nu) &= 5.93 \pm 0.17\ (\text{stat}) \pm 0.30\ (\text{syst}) \pm 0.65\ (\text{lumi})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^-}.BR(W \to \ell^-\bar{\nu}) &= 4.00 \pm 0.15\ (\text{stat}) \pm 0.20\ (\text{syst}) \pm 0.44\ (\text{lumi})\ \text{nb}
\end{aligned}$$

Ces valeurs peuvent être comparées aux valeurs théoriques prédites :

$$\begin{aligned}
\sigma^{NNLO}_{W}.BR(W \to \ell\nu) &= 10.46 \pm 0.52\ \text{nb} \\
\sigma^{NNLO}_{W^+}.BR(W \to \ell^+\nu) &= 6.16 \pm 0.31\ \text{nb} \\
\sigma^{NNLO}_{W^-}.BR(W \to \ell^+\nu) &= 4.30 \pm 0.21\ \text{nb}
\end{aligned}$$

On peut constater que les valeurs calculées sont en bon accord avec la prédiction, comme cela est illustré dans la figure 6.11. Ces valeurs sont aussi en accord avec celles mesurées par l'expérience CMS avec une quantité de données comparable (198 nb^{-1}) [216] :

$$\begin{aligned}
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to e\nu) &= 9.34 \pm 0.36\ (\text{stat}) \pm 0.70\ (\text{syst}) \pm 1.03\ (\text{lumi})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to \ell\nu) &= 9.22 \pm 0.24\ (\text{stat}) \pm 0.47\ (\text{syst}) \pm 1.01\ (\text{lumi})\ \text{nb}
\end{aligned}$$

Dans la mesure de CMS, il n'y a pas de coupure sur l'énergie transverse manquante ni sur la masse transverse, mais le signal et le bruit de fond sont extraits d'un ajustement du maximum de vraisemblance de la variable E_T^{miss} dans le canal électron et m_T dans le canal muon (une méthode semblable à celle présentée au paragraphe 6.4.5). Les erreurs systématiques sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans ATLAS. Les erreurs dominantes dans le canal électron sont la reconstruction et l'identification des électrons (6.1%), et l'échelle d'énergie des électrons (2.7%).

Dans cette étude, l'incertitude principale est due à l'erreur sur l'estimation de la luminosité intégrée. Des mesures comme l'asymétrie de charge du boson W, comme on va le voir au chapitre 7, ou le rapport des sections efficaces de production des bosons W et Z [215], permettent d'éliminer le terme de luminosité, et donc de supprimer cette source d'erreur.

6.7 Résultats avec 36 pb^{-1} de données

La mesure de la section efficace de production du boson $W \to e\nu$ a depuis été mesurée avec l'ensemble des données enregistrées en 2010, soit 36.2 pb^{-1} [217].

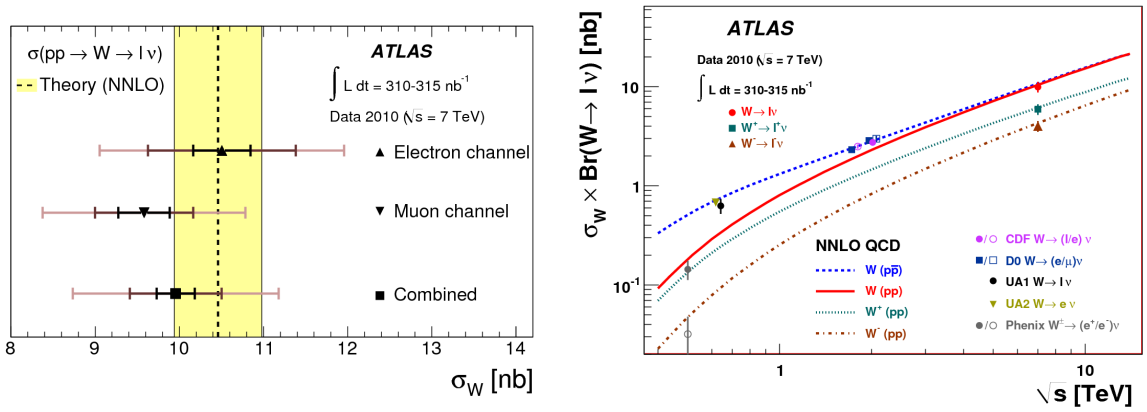


Figure *6.11* – *Section efficace de production du boson W, comparée aux prédictions théoriques basées sur des calculs NNLO de QCD. A droite, on peut également voir les résultats d'autres expériences.*

Un certain nombre de critères de sélection ont été modifiés, notamment l'identification des électrons, la méthode de calcul de l'énergie transverse manquante, et le déclenchement. Ce dernier a été modifié pour tenir compte de l'augmentation de la luminosité instantanée, et qui sera détaillé au paragraphe 7.3.1.1. Ainsi, 130741 candidats W ont été utilisés pour calculer la section efficace avec la formule 6.4.

On voit l'évolution temporelle de la sélection avec les critères utilisés pour la mesure avec 315 nb^{-1} de données sur la figure 6.12, où l'on voit le nombre de candidats W par nb^{-1} pour chaque run des périodes B [v] à I (définies dans la table 2.2). La ligne rouge représente la valeur attendue (avec un changement au moment où le système de déclenchement utilisé a changé), tandis que les boîtes colorées représentent la valeur moyenne par période. On peut observer la stabilité de cette sélection sur une période de 7 mois.

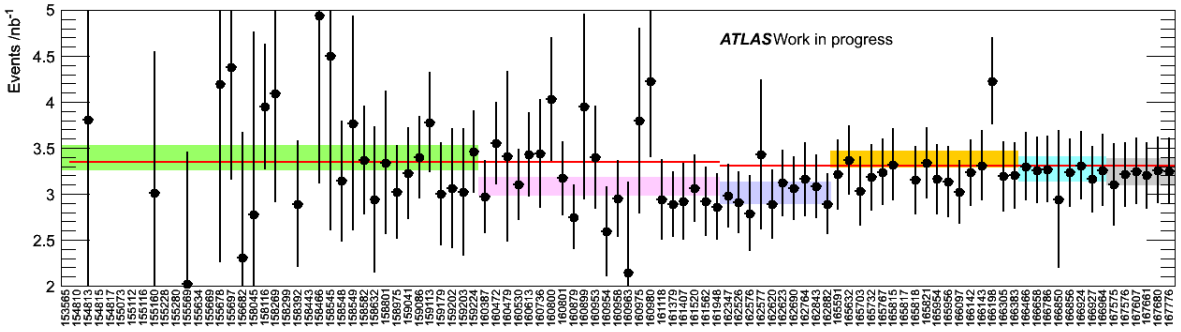


Figure *6.12* – *Nombre de candidats W par nb^{-1} pour chaque run des périodes B à I. Les barres d'erreur sont calculées à partir de l'erreur statistique sur le nombre d'événements et de l'incertitude de 11% sur la luminosité. La ligne rouge correspond au nombre attendu, tandis que les zones colorées correspondent à la valeur moyenne par période, de largeur la barre d'erreur sur cette moyenne : vert, rose, violet, orange, bleu et gris pour les périodes BCD, E, F, G, H et I respectivement [218].*

La méthode d'estimation du bruit de fond n'a pas changé, mais le plus grand nombre d'événements permet un meilleur ajustement des templates, permettant de diminuer l'erreur sur l'estimation du bruit de fond QCD. Si la fraction d'événements de bruit de fond électrofaible

v. la période A ne contenant que 2 candidats W

reste inchangée, celle d'événements QCD passe de 2.6% à 4.0% en raison de l'augmentation de l'empilement. L'incertitude sur la section efficace due au bruit de fond passe de 1% à 0.4%.

L'identification des électrons est faite avec le critère *medium* auquel une coupure sur le nombre de hits dans la couche la interne du détecteur à pixels et une coupure sur l'isolation de l'électron sont ajoutées. Les efficacités de reconstruction et d'identification (∼85%) est faite avec une méthode "tag-and-probe" sur les événements $W \to e\nu$ et $Z \to ee$ dans les données et la simulation. La différence entre ces valeurs sont corrigées dans la simulation. Avec cent fois plus de statistique, l'erreur sur le facteur C_W passe de 5.6% à 1.2% (dont 0.8% pour la reconstruction, 0.9% pour l'identification et 0.3% pour l'isolation). L'échelle absolue d'énergie et la résolution des électrons sont déterminées à partir de la masse invariante m_{ee} des événements $Z \to ee$ en 50 régions en η dans la région centrale. L'échelle d'énergie est estimée avec une erreur comprise entre 0.3 et 1.6% et l'énergie des électrons peut être corrigée [99]. L'incertitude sur la section efficace passe alors de 3.3% à 0.5%. L'énergie transverse manquante dans cette étude est calculée avec une méthode plus raffinée, qui sépare les contributions des objects reconstruits (électrons, photons, jets, muons, taus) et ajoute les dépôts d'énergie dus à l'événement sous-jacent, et donc non associés à aucun objet. Les erreurs systématiques dues à cette variable sont dues l'échelle d'énergie et la résolution des jets, ainsi qu'à la calibration des topoclusters créés par l'événement sous-jacent. Elle est de 0.8%. L'erreur systématique totale sur le facteur C_W est donc de 1.8%, au lieu de 7%.

L'erreur sur l'acceptance A_W est à présent séparée de l'erreur expérimentale, et est de 1.4% au lieu de 3%, et l'amélioration est en grande partie due au fait qu'un générateur à l'ordre NLO (MC@NLO) est utilisé pour calculer l'acceptance, au lieu d'un générateur à l'ordre dominant (Pythia).

L'incertitude sur la luminosité passe de 11% à 3.4%. Elle est essentiellement due à l'amélioration de l'estimation de l'intensité des faisceaux, qui a une meilleure précision quand l'intensité augmente, et qui était la source d'erreur dominante [219].

Les valeurs mesurées dans le canal électron sont toujours en accord avec les prédictions :

$$\begin{aligned}
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to e\nu) &= 10.255 \pm 0.031\ (\text{stat}) \pm 0.190\ (\text{syst}) \pm 0.349\ (\text{lumi}) \pm 0.156\ (\text{acc})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^+}.BR(W \to e^+\nu) &= 6.063 \pm 0.023\ (\text{stat}) \pm 0.108\ (\text{syst}) \pm 0.206\ (\text{lumi}) \pm 0.104\ (\text{acc})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^-}.BR(W \to e^-\bar{\nu}) &= 4.191 \pm 0.020\ (\text{stat}) \pm 0.085\ (\text{syst}) \pm 0.142\ (\text{lumi}) \pm 0.084\ (\text{acc})\ \text{nb}
\end{aligned}$$

L'erreur totale sur la mesure de section efficace est donc passée de 14% à 5%. Elle est à présent identique à celle mesurée dans le canal $W \to \mu\nu$. En combinant les deux canaux, on trouve des valeurs de :

$$\begin{aligned}
\sigma^{tot}_{W}.BR(W \to \ell\nu) &= 10.207 \pm 0.021\ (\text{stat}) \pm 0.121\ (\text{syst}) \pm 0.347\ (\text{lumi}) \pm 0.164\ (\text{acc})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^+}.BR(W \to \ell^+\nu) &= 6.048 \pm 0.016\ (\text{stat}) \pm 0.072\ (\text{syst}) \pm 0.206\ (\text{lumi}) \pm 0.096\ (\text{acc})\ \text{nb} \\
\sigma^{tot}_{W^-}.BR(W \to \ell^-\bar{\nu}) &= 4.160 \pm 0.014\ (\text{stat}) \pm 0.057\ (\text{syst}) \pm 0.141\ (\text{lumi}) \pm 0.083\ (\text{acc})\ \text{nb}
\end{aligned}$$

Les valeurs mesurées avec l'expérience ATLAS, mais également avec l'expérience CMS pour une quantité équivalente de données (36 pb^{-1}) [220] sont illustrées sur la figure 6.14. La mesure faite par CMS a une erreur systématique de 1.6%, avec une décomposition semblable à celle mesurée dans ATLAS, à l'exception de l'erreur sur l'énergie transverse manquante qui est de 0.3% au lieu de 0.8% (sachant que dans la mesure de CMS il n'y a pas de coupure sur cette variable).

On constate que l'erreur sur la mesure combinée de la section efficace totale est dominée par l'erreur sur la luminosité et par l'incertitude théorique, et non plus par l'erreur systématique

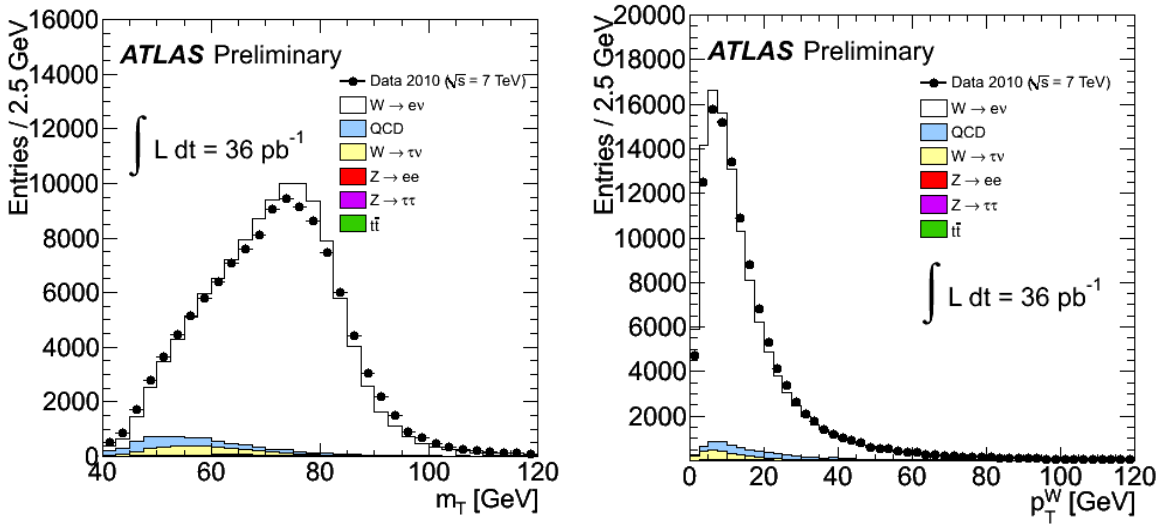


Figure *6.13* – *Distributions de la masse et de l'impulsion transverses du W après la sélection finale [221].*

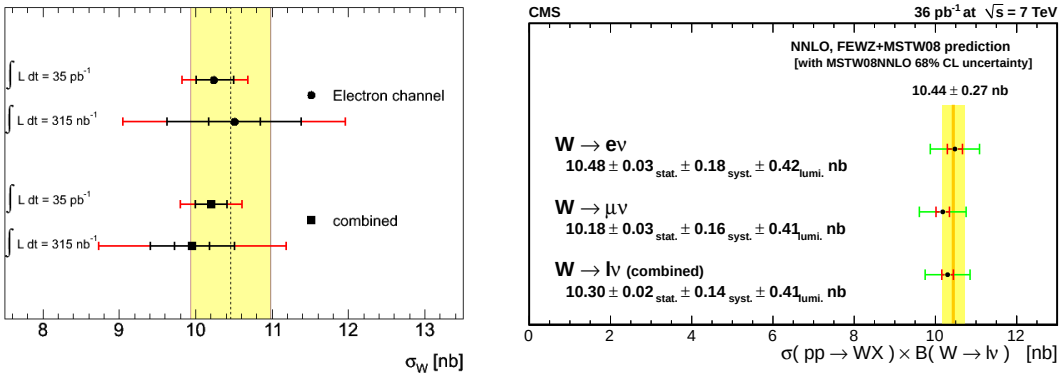


Figure *6.14* – *Sections efficaces de production du boson W, mesurées avec 37-36 pb^{-1} de données, et comparées aux prédictions théoriques, à gauche pour ATLAS, à droite pour CMS.*

expérimentale. L'erreur théorique est dominée par l'incertitude sur les PDFs, qu'il faut donc diminuer, comme on le verra au chapitre 7. De plus, l'augmentation de la luminosité intégrée (1 fb^{-1} au 16 juin 2011) permet la mesure différentielle de la section efficace, en fonction de la pseudo-rapidité ou en fonction de l'impulsion p_T^W du boson W [222], ce qui nécessite également une bonne compréhension de cette variable.

Chapitre 7

Première mesure d'asymétrie de charge du boson W

"*Je n'ai d'autre arme que mon esprit. Mon frère a son épée, le roi Robert a sa masse d'armes, et moi mon esprit..., et l'esprit a autant besoin de livres qu'une épée de pierre à aiguiser pour conserver son tranchant.*"

G.R.R. Martin, *A Game of thrones*, 1995.

Une bonne description de la structure du proton est indispensable à toutes les mesures de physique. Le LHC va en particulier explorer de nouvelles régions cinématiques pour lesquelles la connaissance de la structure du proton ne se fait actuellement que par extrapolation des mesures d'autres expériences. La mesure d'asymétrie de charge du boson W permet de contraindre cette structure, et en particulier la description des quarks légers u et d. Dans ce chapitre, après une description de la structure du proton et de l'intérêt de la mesure au paragraphe 7.1, on s'intéressera aux mesures effectuées par ATLAS avec les données enregistrées en 2010. Le paragraphe 7.2 détaillera la première mesure réalisée avec 315 nb^{-1} de données, et qui a montré la faisabilité d'une telle mesure. Dans le paragraphe 7.3, on verra la mesure de l'asymétrie avec toutes les données enregistrées en 2010, soit 36 pb^{-1}. Enfin, on comparera ces résultats à ceux obtenus avec les autres expériences du LHC, et comment ces résultats peuvent être utilisés.

7.1 Intérêt de la mesure

7.1.1 Structure du proton

On sait depuis les années soixante que les nucléons ne sont pas ponctuels, mais sont constitués de quarks. Dans la première théorie des quarks de Gell-Mann, le proton était ainsi constitué de 2 quarks *up* et un quark *down*. On sait de plus que d'après les lois de l'interaction forte, les quarks sont confinés à l'intérieur des nucléons, mais qu'ils peuvent y être considérés comme quasi-libres (liberté asymptotique), et la théorie des perturbations de la chromodynamique peut ainsi être appliquée. Cependant, comme on l'a vu au chapitre 1, les quarks sont entourés de paires de quarks-antiquarks qui se créent et s'annihilent sans cesse. On peut ainsi séparer les quarks dits *de valence* u_v, et d_v qui sont responsables des propriétés principales du proton comme la charge ou le spin, les quarks de la mer u_s, d_s, mais aussi dans une moindre mesure s_s, b_s, et c_s. Tous ces quarks échangent également des gluons, qui représentent à eux seuls presque

la moitié de l'énergie du proton. De façon générale, les quarks et gluons sont appelés *partons*.

Deux quantités sont importantes dans l'étude de la structure du proton : le moment transféré Q^2 entre un parton donné et une sonde (un électron ou un neutrino dans les expériences de diffusion profondément inélastique, un autre quark dans le cas d'un processus de diffusion Drell-Yan, etc), et la fraction d'impulsion x portée par un parton par rapport à l'impulsion totale du proton.

La probabilité de trouver un parton avec une fraction d'impulsion x est donnée par des *fonctions de distribution de partons*, appelées par la suite PDFs. Elles dépendent de x et de Q^2, et on peut en voir un exemple pour deux valeurs de Q^2 sur la figure 7.1. On peut remarquer qu'à grand x, les quarks de valence dominent, même si leur importance décroît quand l'échelle d'énergie augmente. On peut voir aussi que les gluons dominent à petit x, et que les quarks de la mer $\bar{u}_s$ et $\bar{d}_s$ ont des distributions similaires. Par la suite, les fonctions de distribution seront notées de façon générale $q_i(x,Q^2)$ et $\bar{q}_i(x,Q^2)$ pour les quarks et antiquarks respectivement, et $g(x,Q^2)$ pour les gluons. Les PDFs et leur détermination seront discutés plus en détails au paragraphe suivant.

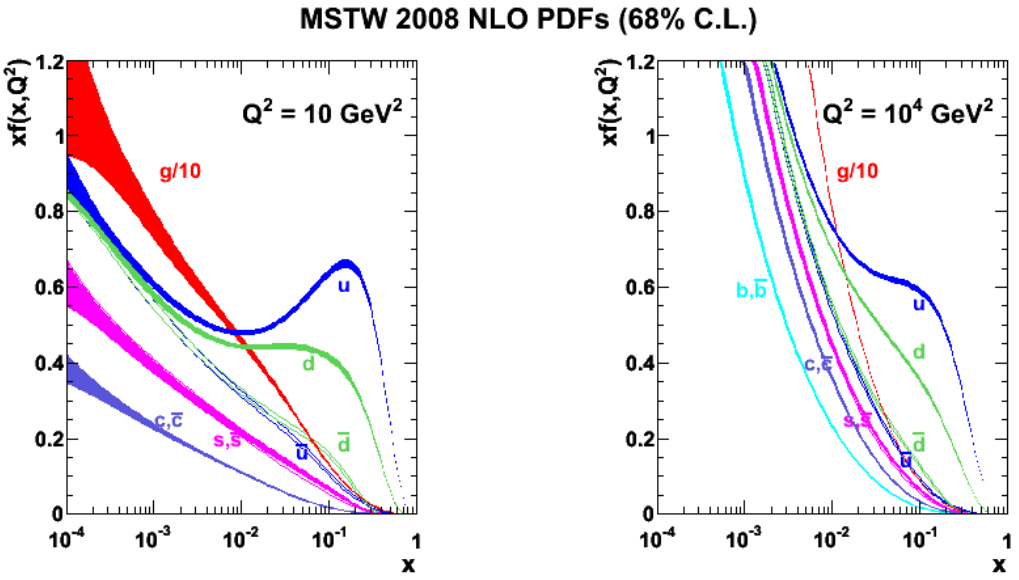


Figure 7.1 – *PDFs calculés à l'ordre NLO par MSTW 2008, à* $Q^2 = 10GeV^2$ *et* $Q^2 = 10^4GeV^2$ *[223].*

Si ces PDFs ne peuvent être calculés par la théorie des perturbations, leur évolution en fonction de l'échelle d'énergie Q peut être elle calculée par une équation d'évolution dite DGLAP [i], et donnée par :

$$\frac{dq_i(x,Q^2)}{d\log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dy}{y}\left[q_i(y,Q^2)P_{gq}(x/y) + g(y,Q^2)P_{gg}(x/y)\right] \tag{7.1}$$

où P_{gq} et P_{gg} sont les probabilités d'avoir les réactions $q \to qg$ et $q \to gg$ respectivement, qui peuvent être calculées par la théorie des perturbations, et qui dont connues aujourd'hui à l'ordre NNLO.

i. pour Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

7.1.2 Détermination des PDFs

Comme on l'a dit précédemment, les PDFs ne peuvent être calculés, et doivent donc être déduits de différentes mesures qui leurs sont sensibles, à différentes fractions d'impulsions x, le plus souvent en effectuant des ajustements globaux de quantités mesurées. Les expériences de diffusion profondément inélastiques y ont beaucoup contribué, que ce soit des expériences de diffusion électron-proton auprès d'accélérateurs (en particulier les expériences H1 et ZEUS auprès d'HERA [224]), ou des diffusion neutrino-proton sur cible fixe (comme NuTeV ou CCFR [225]), ou des diffusions muon-proton (comme NMC [226], BCDMS [227], ou E665 [228]). On peut voir sur la figure 7.2 les valeurs de Q^2 et x accessibles par les différentes expériences. Ainsi, les expériences H1 et ZEUS sont sensibles à des PDFs sur 6 ordres de grandeur en x et Q^2, et en particulier à des petits x, alors que les expériences sur cible fixe sont sensibles à de plus grands x. Les mesures de sections efficaces inclusives de jets dans les collisions hadroniques permettent quant à elles d'avoir des informations à plus grand Q^2.

Néanmoins, ces mesures ne donnent pas forcément la même information pour tous les partons [229]. Ainsi, la somme des distributions des quarks $\sum q_i(x,Q^2) + g(x,Q^2)$ est très bien connue sur plusieurs ordres de grandeur grâce aux expériences de diffusion profondément inélastiques. En revanche, les distributions individuelles des quarks $q_i(x,Q^2)$ sont elles moins bien connues, et nécessitent d'étudier des processus qui dépendent de la saveur, comme l'asymétrie de charge du boson W, ou la distribution en rapidité du boson Z.

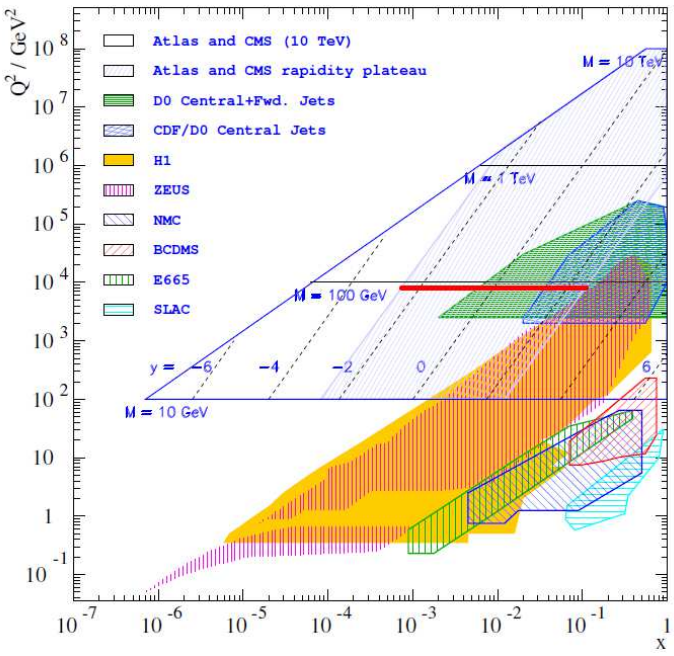


Figure 7.2 – *Plan des régions cinématiques (Q^2 ; x) accessibles par les expériences de diffusion profondément inélastique auprès d'HERA ou d'expériences de collision sur cible fixe ou du Tevatron, et leur équivalent auprès du LHC (pour $\sqrt{s}$ = 10 TeV), avec les valeurs de M^2 et y associées [230]. La ligne rouge représente la zone accessible par l'étude du boson W dans ATLAS.*

D'après le théorème de factorisation décrit au paragraphe 6.1.2, les PDFs sont universels, c'est-à-dire qu'ils sont indépendants du processus étudié. A partir de ces différents résultats, on peut donc extraire des PDFs qui seront applicables pour tous les processus. On détaillera ici les trois classes de PDFs utilisées par ATLAS dans l'étude de l'asymétrie de charge : HERAPDF1.0 [231, 232], CTEQ6.6 [233, 234], et MSTW08 [223, 180]. La première collaboration

utilise les résultats de diffusion profondément inélastique combinés entre H1 et ZEUS, tandis que les deux autres utilisent les résultats de différentes expériences comme celles décrites précédemment. Elles effectuent toutes des ajustements globaux en combinant différents résultats, à une échelle de référence Q_0^2 donnée. Elles choisissent ensuite une paramétrisation des PDFs, souvent sous la forme $xq_i(x,Q^2) = A_i x^{B_i}(1-x)^{C_i}$, ou sous des formes plus compliquées, aboutissant à une vingtaine de degrés de liberté A_i, B_i, C_i, ..., à déterminer à partir des ajustements. La collaboration HERAPDF1.0 effectue des ajustements pour les variables $xu_v(x,Q^2)$, $xd_v(x,Q^2)$, $xg(x,Q^2)$, $x\bar{u}_s(x,Q^2)$, $x\bar{u}_v(x,Q^2)$, des variables auxquelles sont plus sensibles les expériences auprès d'HERA, alors que la collaboration MSTW08 utilise $xu_v(x,Q^2)$, $xd_v(x,Q^2)$, $xg(x,Q^2)$, $x\sum \bar{q}_s(x,Q^2)$, $x\bar{d}(x,Q^2) - x\bar{u}(x,Q^2)$, $xs(x,Q^2) + x\bar{s}(x,Q^2)$ et $xs(x,Q^2) - x\bar{s}(x,Q^2)$. Par ailleurs, certaines règles de somme sont imposées, pour tenir compte de la structure dominante du proton :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx(u(x,Q^2) - \bar{u}(x,Q^2)) &= 2 \\ \int_0^1 dx(d(x,Q^2) - \bar{d}(x,Q^2)) &= 1 \\ \int_0^1 dx(s(x,Q^2) - \bar{s}(x,Q^2)) &= 0 \\ \sum_{a=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx(xa(x,Q^2)) &= 2 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Une fois que les valeurs des PDFs sont déterminées pour la valeur Q_0^2, l'équation DGLAP est appliquée, à l'ordre NLO pour HERAPDF1.0 et CTEQ6.6, à l'ordre NNLO pour MSTW08. Les erreurs sur ces PDFs proviennent des erreurs expérimentales des données utilisées, des erreurs de modélisation (choix de Q_0, des masses des quarks lourds, etc), et des erreurs de paramétrisation. La méthode dite de Hess est généralement utilisée pour estimer l'impact de ces erreurs sur la calcul d'un section efficace. L'ensemble des N paramètres libres de l'ajustement (20 pour CTEQ6.6, 15 pour MSTW08) sont mis dans une matrice $N \times N$ qui est diagonalisée. Les N valeurs propres vont permettre de constituer N ensembles de PDFs d'erreur, faits en variant les paramètres positivement et négativement autour de la valeur de référence. Pour une variable X donnée, si on appelle X_0 sa valeur avec l'ensemble de PDFs qui sert de référence pour le calcul de la valeurs centrale, les incertitudes $\Delta X^{\pm}$ sur la variable sont données par les formules :

$$\begin{aligned} \Delta X^+ &= \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left[max\left(X_i^+ - X_0; X_i^- - X_0\right)\right]^2} \\ \Delta X^- &= \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \left[max\left(X_0 - X_i^+; X_0 - X_i^-\right)\right]^2} \end{aligned} \tag{7.3}$$

Les différences entre les ensembles de PDFs peuvent s'expliquer par les choix théoriques : ordre des perturbations QCD (NLO pour HERAPDF1.0 et CTEQ6.6, NNLO pour MSTW08), traitement des quarks lourds b et c (dans MSTW08 et CTEQ6.6), flexibilité des paramétrisations, données utilisées et leurs erreurs expérimentales, etc. Et ils ne contiennent pas forcément tous la même information. Ainsi par exemple, les erreurs sur les PDFs HERAPDF1.0 sont inférieures à celles des PDFS MSTW08 ou CTEQ6.6, mais n'ont pas de séparation des quarks de la mer.

Dans des collisions hadroniques, sachant que $\sqrt{s} = 2P$, où P est l'énergie des protons, les quadrivecteurs des partons incidents peuvent s'écrire $p_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1, 0, 0, x_1)$ et $p_2^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_2, 0, 0, -x_2)$, en supposant que leur moment transverse est nul. La rapidité y_X [ii] de la particule créée par la collision peut donc s'écrire :

$$y_X = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2} \tag{7.4}$$

De plus, on a vu au paragraphe 6.1.2 que dans le cas de productions résonantes de particules par diffusion Drell-Yan, on avait la relation $Q^2 = M_X = (p_1 + p_2)^2 = s x_1 x_2$, donc les fractions d'impulsions des partons peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{M_X}{\sqrt{s}} e^y \\ x_2 &= \frac{M_X}{\sqrt{s}} e^{-y} \end{aligned} \tag{7.5}$$

On peut ainsi déterminer la plage de fractions d'impulsions x et d'échelle d'énergie Q^2 accessibles au LHC (pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV sur la figure 7.2). On peut voir que des zones non couvertes par les expériences précédentes vont pouvoir être explorées, en particulier à très petit x. La zone accessible par l'étude du boson W avec l'expérience ATLAS est notée par une ligne rouge.

7.1.3 Asymétrie de charge du boson W dans les collisions p-p

7.1.3.1 Définition

On a vu au chapitre 6 que les bosons W^+ et W^- sont créés majoritairement par des collisions $u\bar{d}$ et $d\bar{u}$. On peut voir sur la figure 7.1 à droite ($Q^2 = 10^4$ GeV correspondant à $M_X = 100$ GeV) que les distributions de $\bar{u}(x,Q^2)$ et $\bar{d}(x,Q^2)$ sont similaires, surtout à petit x ; mais on peut voir que $u(x,Q^2)$ est plus grand que $d(x,Q^2)$, et que le quark u porte en moyenne une fraction d'énergie plus grande que de quark d. Ceci explique que la section efficace de production du boson W^+ est supérieure à celle du boson W^-, et que les bosons W^+ sont produits à plus grande rapidité que les bosons W^-. On peut voir sur la figure 7.3 les distributions en rapidité prédites (avec les PDFs HERAPDF1.0), et on peut voir que celle pour le boson W^+ est plate pour des rapidités comprises entre -2.5 et 2.5, alors que celle pour le boson W^- est piquée en 0. On peut voir également qu'en collisions protons-protons les distributions sont symétriques par rapport à 0.

L'asymétrie de charge du boson W est définie par la formule suivante :

$$A(y_W) = \frac{\frac{d\sigma_{W+}}{dy_{W+}} - \frac{d\sigma_{W-}}{dy_{W+}}}{\frac{d\sigma_{W+}}{dy_{W+}} + \frac{d\sigma_{W-}}{dy_{W+}}} \tag{7.6}$$

où y_W est la rapidité du boson W et $\sigma_{W^\pm}$ est la section efficace fiducielle de production du boson $W^\pm$, définie par :

$$\sigma_{tot}^{fid}.BR(W \to e\nu) = \frac{N^{signal} - N^{bruit\ de\ fond}}{C_W.\mathscr{L}_{tot}} \tag{7.7}$$

et qui correspond à la section efficace définie par la formule 6.4, dans lequel on enlève à dessein le terme d'acceptance A_W, car ce terme dépend des PDFs. On constate que lorsque

ii. avec X = W ou Z

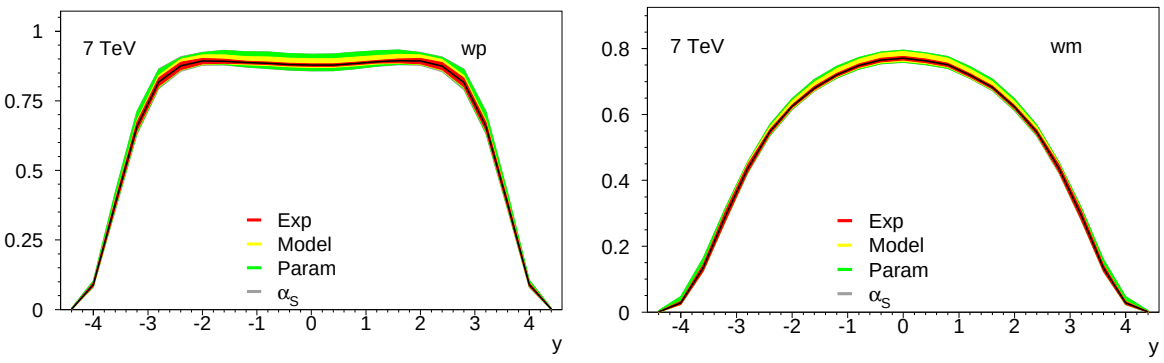


Figure 7.3 – *Prédictions des distributions en rapidité des bosons W^+ (à gauche) et W^- (à droite) avec l'ensemble de PDFs HERAPDF1.0, pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [235].*

l'on calcule l'asymétrie de charge, le terme $\mathscr{L}_{tot}$ s'annule au premier ordre.

On peut voir sur la figure 7.4 à gauche la distribution de cette asymétrie en fonction de la rapidité y_W, calculée avec différents ensembles de PDFs. On peut voir que cette asymétrie est strictement positive (pour $y_W \lesssim 4.5$), et qu'elle croît avec la rapidité dans le domaine mesurable avec l'expérience ATLAS. Elle est également symétrique en la rapidité y_W, ce qui fait que l'on peut la mesurer en fonction de $|y_W|$. On constate aussi que les différents ensembles de PDFs ne sont pas en accord, et que donc une mesure de l'asymétrie de charge peut permettre de différencier les PDFs.

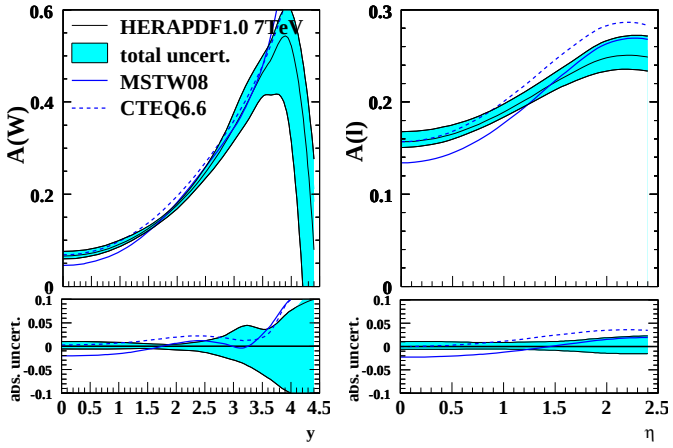


Figure 7.4 – *Prédiction de l'asymétrie de charge du boson W en fonction de la rapidité (à gauche), et asymétrie leptonique en fonction de la pseudo-rapidité (à droite) avec les trois ensembles de PDFs décrits dans ce document, pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [235].*

En termes de partons, les sections efficaces différentielles de production des bosons W^+ et W^- peuvent être écrites à l'ordre des arbres et en négligeant les autres contributions que celles

impliquant les quarks u, d, $\bar{u}$ et $\bar{d}$ [236] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(W^+)}{dy} &\propto u(x_1)\bar{d}(x_2) + u(x_2)\bar{d}(x_1) \\ \frac{d\sigma(W^-)}{dy} &\propto d(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_2)\bar{u}(x_1) \end{aligned} \tag{7.8}$$

En faisant l'hypothèse que $\bar{u}(x) = \bar{d}(x)$, et en supposant $x_1 \approx 1$ et $x_2 \ll 1$, l'asymétrie de charge du boson W s'écrit alors :

$$A(y_W) \approx \frac{u(x_1) - d(x_1)}{u(x_1) + d(x_1)} \tag{7.9}$$

et donc on peut avoir accès à l'information sur le rapport $u(x)/d(x)$ pour $Q^2 = M_X$, rapport qui est mal connu par les expériences de diffusion profondément inélastique, en particulier à petit x :

$$\frac{u(x_1)}{d(x_1)} = \frac{1 - A(y_W)}{1 + A(y_W)} \tag{7.10}$$

En utilisant les formules 7.5, à 7 TeV, cette étude ($Q^2 = M_W \approx 100GeV$), dans le domaine de précision du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 2.5$) permet a priori d'avoir accès aux informations pour des valeurs de $0.001 < x < 0.2$. Avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, on pourra même avoir accès à des valeurs de x aussi petites que 0.0005. L'expérience LHCb, quant à elle, peut effectuer des mesures jusqu'à $\eta = 4.9$ ce qui pourrait permettre d'accéder, à 7 TeV, à des petites valeurs de x jusqu'à 0.0001.

7.1.3.2 Asymétrie de charge du boson W et leptonique

Lorsque l'on étudie l'asymétrie de charge d'un boson W décroissant en $\ell\nu$, comme on ne peut pas avoir accès à l'information longitudinale du neutrino, on ne peut pas calculer la rapidité y du boson W [iii]. On calcule donc l'asymétrie de charge *leptonique* :

$$A_\ell = \frac{\frac{d\sigma_{W+}}{d\eta_{\ell+}} - \frac{d\sigma_{W-}}{d\eta_{\ell+}}}{\frac{d\sigma_{W+}}{d\eta_{\ell+}} + \frac{d\sigma_{W-}}{d\eta_{\ell+}}} \tag{7.11}$$

Du fait des distributions angulaires différentes des bosons $W^\pm$ et des électrons $e^\pm$, que l'on peut voir sur la figure 7.5, l'asymétrie leptonique A_ℓ va être différente de l'asymétrie bosonique $A(y_W)$. En particulier, les positrons sont décalés vers les régions plus centrales en pseudo-rapidité, tandis que les électrons sont décalés vers les régions plus extérieures. On voit ainsi sur la figure 7.4 à droite que l'asymétrie de charge leptonique est plus importante que l'asymétrie de charge bosonique dans la région centrale, mais croît moins vite selon η.

La rapidité y_W et la pseudo-rapidité η^e sont néanmoins fortement corrélées, tout du moins dans la région d'étude du détecteur ATLAS, comme on peut le constater sur la figure 7.6. A l'ordre des arbres, à cause de l'interaction V-A entre le W et ses produits de décroissance, on a la relation [238, 239] :

$$\eta^e = y_W + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1 + \cos\theta^*}{1 - \cos\theta^*}\right) \tag{7.12}$$

iii. Même si une mesure récente de CDF utilise la contrainte sur la masse du W pour avoir accès à cette rapidité [237].

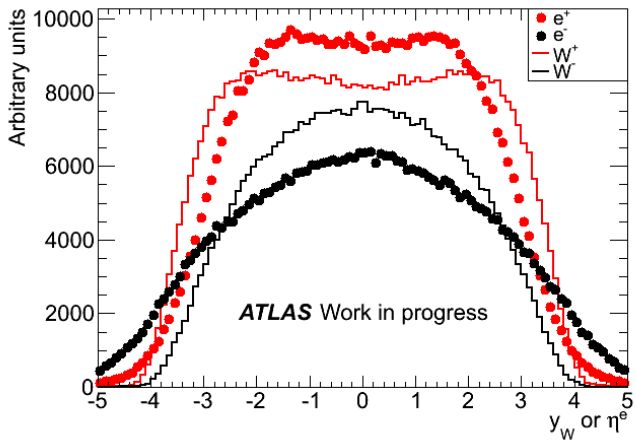


Figure 7.5 – *Distributions de la rapidité/pseudo-rapidité pour les bosons $W^{\pm}$et les $e^{\pm}$ respectivement.*

où θ^* est l'angle entre la direction du boson W et celle l'électron dans le référentiel du centre de masse.
En supposant que le boson W est créé sur sa couche de masse et en utilisant la relation 7.4, on peut réécrire cette relation [240] :

$$y_W = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{x_1}{x_2}\right) = \eta^e \pm \ln\left(\frac{M_W}{2p_T^e} + \sqrt{\left(\frac{M_W}{2p_T^e}\right)^2 - 1}\right) \tag{7.13}$$

De cette relation, on voit premièrement que la différence entre y_W et η^e diminue lorsque l'on impose une coupure sur l'impulsion de l'électron (c'est le cas sur la figure 7.6). Mais surtout, à une valeur de η^e donnée, l'énergie de l'électron permet d'avoir accès à différents rapports $\frac{x_1}{x_2}$. C'est pourquoi certaines mesures du Tevatron [241] et de CMS [242] sont faites pour différentes plages de p_T^e.

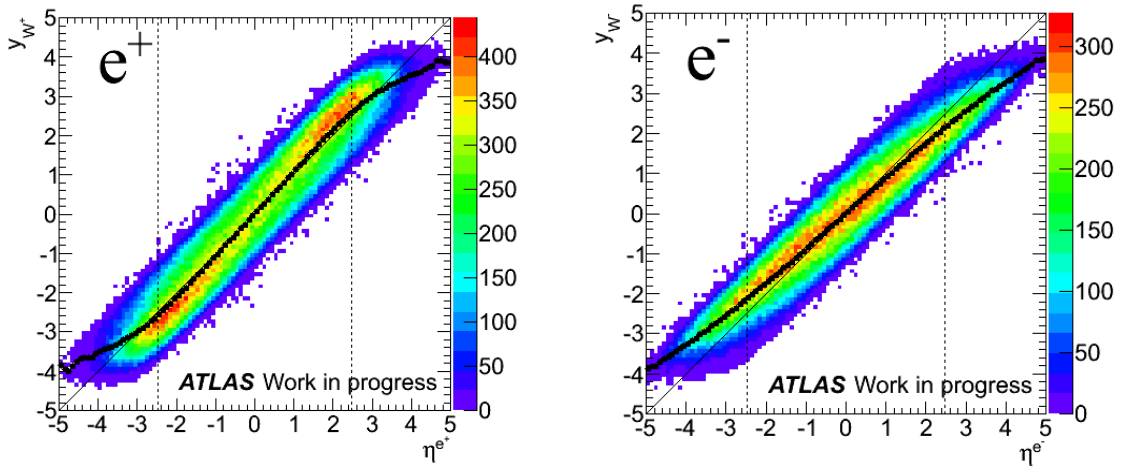


Figure 7.6 – *Rapidité y_W du boson W en fonction de la pseudo-rapidité η^e de l'électron, au niveau de la vérité, pour un échantillon Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$, à gauche pour les W^+ et à droite pour les W^-. Les coupures de sélection présentées au chapitre 6 sur E_T^e, E_T^{miss} et m_T sont appliquées. Les points noirs correspondent à la moyenne de y_W, la ligne noire d'équation $y = x$ sert à guider l'oeil, tandis que les lignes pointillées représentent les coupures sur la pseudo-rapidité de l'électron appliquée dans la sélection.*

7.1.4 Résultats du Tevatron

L'asymétrie de charge du boson W est également visible en collisions $p-\bar{p}$. Comme dans le proton (antiproton) le quark u ($\bar{u}$) porte en moyenne plus d'impulsion que le quark d ($\bar{d}$), un W^+ (W^-) aura tendance à suivre la direction du proton (antiproton). Ainsi, la distribution en rapidité du W^+ (W^-) sera décalée vers les rapidités positives (négatives), comme on peut le voir sur la figure 7.7 à gauche. L'asymétrie de charge A(y_W) est donc anti-symétrique en rapidité. Le lepton, lui, va avoir tendance à être émis dans la direction opposée dans le référentiel du boson W, à cause de l'interaction V-A.

Comme pour les collisions $p-p$, l'asymétrie de charge est sensible au rapport des PDFs u/d [236]. Ainsi, en négligeant la contribution des quarks de la mer, et à l'ordre des arbres, on a la relation :

$$\frac{u(x_1)/d(x_1)}{u(x_2)/d(x_2)} = \frac{1-A(y_W)}{1+A(y_W)}$$

Les mesures d'asymétrie de charge au Tevatron ont été utilisées pour la détermination de plusieurs classes de PDFs. Ainsi, les mesures de A_e par l'expérience CDF [243] avec les données du run I du Tevatron sont utilisées pour l'ensemble de PDFs CTEQ6.6. Et les mesures du run II du Tevatron de A_e avec l'expérience CDF [244] et de A_e et A_μ [245, 246] avec l'expérience D0 sont utilisées pour les PDFs MSTW08 et permettent notamment de contraindre la distribution $d(x,Q)$ pour $x \gtrsim 0.05$, et les distributions des quarks de la mer $u_s(x,Q)$ et $d_s(x,Q)$ pour $x \simeq 0.1$ [180].

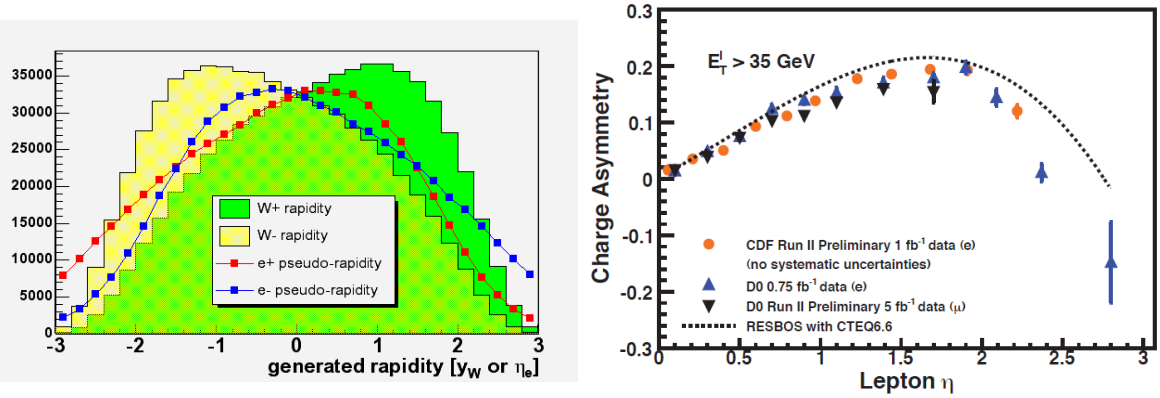


Figure 7.7 – *A gauche, distribution de la rapidité/pseudo-rapidité du boson W/électron dans une collision $p-\bar{p}$. A droite, différentes mesures d'asymétrie de charge avec les expériences D0 et CDF [241].*

Des résultats récents montrent en revanche quelques désaccords avec les prédictions, et ne sont toujours pas entièrement compris. Ainsi, la mesure de A_μ par l'expérience D0 avec 5 fb^{-1} de données (et confirmée par l'expérience CDF avec 1 fb^{-1} et des coupures similaires à D0) montre que l'accord avec les prédictions théoriques est bon pour un échantillon de données inclusif, mais que si l'on divise cet échantillon selon l'impulsion du muon : $25 < p_T^\mu < 35GeV$ et $p_T^\mu > 35GeV$, cet accord disparaît [241] (ce que l'on peut voir sur la figure 7.7 à droite).

Par ailleurs, la collaboration CTEQ a voulu inclure les résultats des runs II du Tevatron des expériences CDF et D0 (ceux utilisés par MSTW08) dans des nouveaux ajustements (CT10) [247]. Il apparaît que les résultats de D0 ne sont pas en accord avec les contraintes sur le rapport $u(x,Q)/d(x,Q)$ issus des expériences de diffusion muon-proton (expériences NMC et

BCDMS), et qu'une certaine tension existe lors des ajustements des asymétries A_e et A_μ avec l'expérience D0. Deux ensembles de PDFs ont alors été crées : les résultats de D0 ne sont pas inclus dans l'ensemble CT10, et ils sont inclus, mais en leur donnant plus d'importance que ceux des diffusions muon-proton, dans l'ensemble CT10W.

Les résultats du LHC permettront de rajouter des contraintes afin de mieux comprendre ces phénomènes.

Une bonne connaissance des PDFs est essentielle pour les mesures de physique, et sont dès à présent des limitations des mesures. Par exemple, on a vu au paragraphe 6.7 que l'incertitude due aux PDFs est supérieure à l'incertitude expérimentale dans la mesure de la section efficace du boson W avec 36 pb^{-1} de données. Les mesures du LHC permettront de contraindre les PDFs, notamment à très petit x, parmi lesquelles les mesures d'asymétrie de charge leptonique du boson W.

7.2 Mesure avec 315 nb^{-1} de données

Une première mesure de l'asymétrie de charge leptonique du boson W a été effectuée avec 315 nb^{-1} de données [215, 248], suite à la première mesure de section efficace présentée au chapitre 6.

7.2.1 Données et simulation

Les coupures pour sélectionner les candidats W sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul de la section efficace de production des bosons W présenté au paragraphe 6.4. Afin de pouvoir combiner les résultats des canaux $W \to e\nu$ et $W \to \mu\nu$, la mesure est faite pour des valeurs de pseudo-rapidité inférieures à 2.4, ce qui correspond à la limite du déclenchement du spectromètre à muons, mais en excluant la zone de transition du système calorimétrique. On sélectionne ainsi 633 positrons et 426 électrons issus d'un candidat W. En raison de ce faible de nombre de candidats, la mesure est faite en fonction de la valeur absolue de η, et pour deux plages de pseudo-rapidité : une partie dite "tonneau" pour $0 < |\eta| < 1.37$ et une partie dite "bouchon" pour $1.52 < |\eta| < 2.4$.

On peut voir sur la figure 7.8 les distributions en pseudo-rapidité pour les positrons et les électrons issus des candidats W. On observe que les distributions entre positrons et électrons sont différentes, comme attendu, et que la simulation Monte-Carlo est en bon accord avec les données.

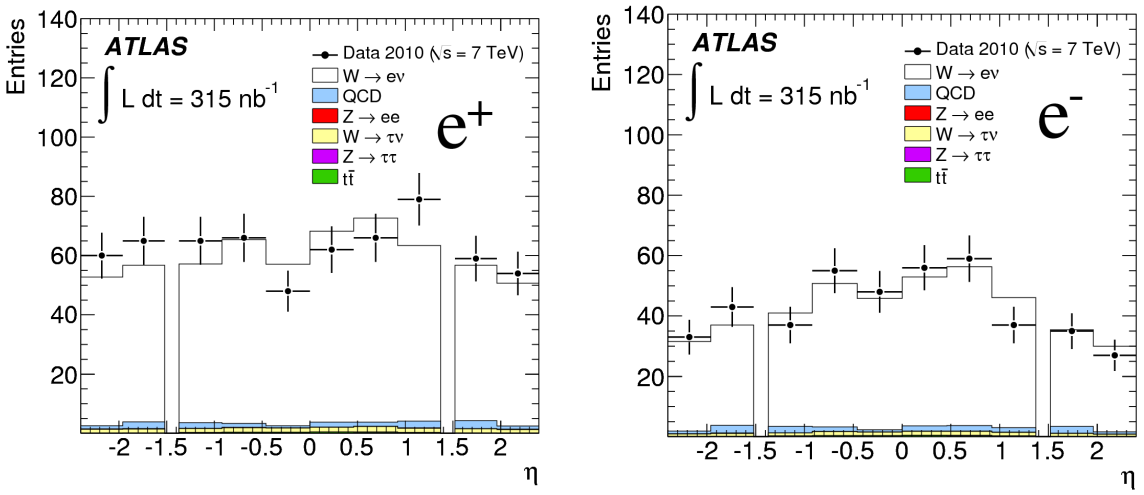


Figure 7.8 – *Distribution de la pseudo-rapidité η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 300 nb^{-1} de données. Les histogrammes correspondent aux prédictions, et sont calculés à partir des simulations Monte-Carlo, sauf le bruit de fond QCD qui est estimé à partir des données.*

Les données sont comparées aux mêmes échantillons Monte-Carlo que dans le chapitre 6 : $W \to \tau\nu$, $t\bar{t}$, $Z \to ee$ et $Z \to \tau\tau$, et le bruit de fond QCD est estimé avec la même méthode que celle présentée au paragraphe 6.4.5. Le tableau 7.1 résume le nombre d'événements sélectionnés dans les données, ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond attendus ou mesurés. Comme attendu, le bruit de fond $W \to \tau\nu$ montre une asymétrie entre les charges positives et négatives, alors que les autres bruits de fond non-QCD sont identiques pour les deux charges. On peut aussi constater que le bruit de fond QCD est identique pour les charges positives et négatives, et qu'il est uniformément réparti entre tonneau et bouchons.

	e^+			e^-		
	intégré	tonneau	bouchons	intégré	tonneau	bouchons
Nombre d'événements	633	392	241	426	291	135
$W \to \tau\nu$	14.3	9.2	5.1	10.5	7.2	3.3
$t\bar{t}$	2.2	1.8	0.4	2.2	1.8	0.4
$Z \to ee$	1.0	0.6	0.4	0.9	0.6	0.4
$Z \to \tau\tau$	0.8	0.5	0.3	0.8	0.5	0.3
Bruit de fond électrofaible	18.2	12.1	6.2	14.4	10.0	4.4
Bruit de fond QCD	14	7	7	14	7	7
Bruit de fond total	32.2	19.4	13.2	28.4	17.0	11.4

Tableau 7.1 – *Nombre d'événements sélectionnés dans les données par charge, et nombre d'événements de bruit de fond attendus. Le bruit de fond non-QCD est calculé à partir des simulations Monte-Carlo et normalisé à la luminosité intégrée. Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données.*

Par ailleurs, les facteurs C_W sont calculés à partir de l'échantillon Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ comme pour la mesure de section efficace, mais pour chaque charge, et pour chaque zone du calorimètre. Le tableau 7.2 résume les valeurs de ces facteurs, dont les erreurs seront évaluées dans le paragraphe suivant.

	intégré	tonneau	bouchon
C_{W+}	0.662	0.706	0.595
C_{W-}	0.667	0.708	0.591

Tableau 7.2 – *Résumé des erreurs systématiques relatives, pour les deux zones de mesure et pour tout le calorimètre.*

7.2.2 Erreurs systématiques

Comme l'asymétrie se mesure à partir des sections efficaces fiducielles, l'erreur systématique sur cette mesure peut provenir à la fois de l'erreur sur l'estimation du bruit de fond, et de l'erreur sur les facteurs C_W. De plus, comparativement aux incertitudes estimées pour la mesure de section efficace de production inclusive détaillées au chapitre 6, les erreurs sur le facteur C_W s'annulent si elles sont identiques entre électrons et positrons. Ainsi, les erreurs dues à l'empilement, à l'énergie transverse manquante, au déclenchement, ou aux régions problématiques du calorimètre sont négligées ici.

7.2.2.1 Incertitude due au bruit de fond

Comme expliqué au paragraphe précédent, le bruit de fond non-QCD est estimé à partir des simulations Monte-Carlo, et normalisé à la luminosité intégrée. Ce nombre d'événements possède une incertitude de 13%, principalement due à l'incertitude sur le calcul de la luminosité (11%), mais aussi à une incertitude de 3% sur les prédictions théoriques des sections efficaces, et une incertitude de 5% sur les PDFs. En variant le nombre d'événements de bruit de fond non-QCD de ±15%, l'erreur sur l'asymétrie est de **0.2%**, que ce soit pour la partie tonneau, la

partie bouchons, ou pour tout le calorimètre.

L'estimation de l'erreur sur la mesure du bruit de fond QCD a été détaillée au paragraphe 6.4.5. A cause du faible nombre d'événements, l'erreur systématique sur l'estimation du bruit de fond total de 40% est utilisée pour chaque partie du calorimètre et chaque charge. L'erreur statistique pour chaque chiffre est elle de 14%. En faisant varier le nombre d'événements de bruit de fond QCD de cette erreur totale, l'erreur sur l'asymétrie est de **0.7%** dans la partie tonneau, **1.7%** dans la partie bouchons, et **1.5%** pour tout le calorimètre.

7.2.2.2 Incertitude due à l'identification des électrons

Comme on l'a vu au paragraphe 5.3.1, l'identification *tight* des électrons dépend d'une quinzaine variables. Afin de comprendre la différence entre l'identification des électrons et des positrons, il faudrait comparer ses variables séparément par charge. On peut ainsi voir sur la figure 7.9 les distributions de deux variables d'identification, R_η et E/p, avec les données. On peut constater que ces variables ont l'air en accord pour les électrons et positrons issus du W. Il est à noter que les coupures d'identification sur les variables dépendent de l'énergie transverse (11 plages d'énergie) et de la pseudo-rapidité (10 plages).

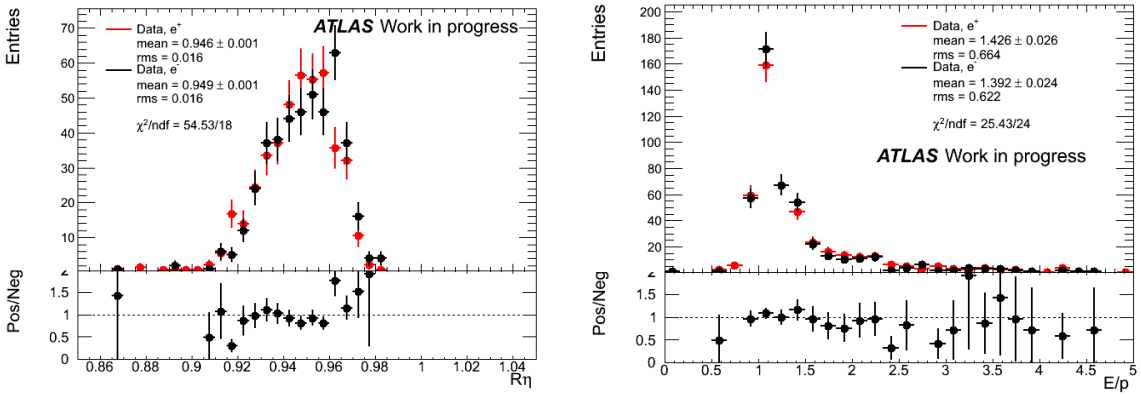


Figure 7.9 – *Distributions de deux variables d'identification des électrons pour les positrons (en rouge) et les électrons (en noir), avec 315 nb^{-1} de données.*

Pour cette étude, l'effet des variables d'identification sur l'asymétrie est calculé à partir de la simulation Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$. Afin d'estimer cet effet, la méthode utilisée est basée sur le fait qu'une mesure physique doit être indépendante d'une variable d'identification donnée. Ainsi, on compare la valeur de l'asymétrie avec la sélection nominale d'un électron *tight* et la sélection avec un électron *tight* avec une variable en moins, et la différence est comptée comme une erreur systématique. Le tableau 7.3 montre la différence relative entre l'asymétrie nominale et l'asymétrie recalculée pour les variables d'identification ayant un effet visible, ainsi que la somme quadratique de ces différences. Certaines variables ont été enlevées en même temps, car elles sont fortement corrélées. Avec cette méthode, l'erreur relative sur l'asymétrie due à l'identification des électrons est estimée à environ 0.8% dans la partie tonneau, 2.5% dans la partie bouchons, et 0.7% pour tout le calorimètre. Elle principalement due à la variable E/p et à la variable de conversion des photons, deux variables reliées à la més-identification de la charge des électrons. Cette valeur est par ailleurs une valeur conservative, car elle suppose que les variables d'identification sont toutes indépendantes, ce qui n'est pas le cas.

Même si le nombre d'événements dans les données n'est pas suffisant pour faire la même

Coupure enlevée		$R_\eta + w_{\eta 2}$	$w_{tots1} + E_{ratio}$	Npix	$\Delta\eta$	E/p	A0	b-layer	TRT hits	conv	total
$\frac{\Delta A}{A}$ (%)	tonneau	-0.22	-0.09	0.00	0.00	-0.50	0.00	0.06	0.16	-0.58	0.8
	bouchons	-0.08	0.00	-0.02	-0.02	-2.01	0.00	-0.38	0.02	-1.50	2.5
	intégré	-0.14	-0.16	-0.01	-0.01	-0.48	0.00	-0.03	0.15	-0.48	0.7

Tableau 7.3 – *Différence relative en pourcents entre l'asymétrie calculée en utilisant un électron passant toutes les coupures d'identification tight, et utilisant un électron passant toutes les coupures sauf une. La dernière colonne est la somme quadratique des valeurs.*

étude, on peut néanmoins essayer de comparer l'efficacité des variables de sélection entre les données et la simulation, afin de voir si l'erreur calculée avec la simulation peut être appliquée aux données. Pour cela, l'efficacité de chaque coupure d'identification (c'est-à-dire le rapport du nombre de candidats W avec et sans la coupure) est calculée pour les données et la simulation, et pour chaque charge. On peut voir dans le tableau 7.4 la valeur de ces efficacités pour quelques variables caractéristiques, ainsi que la différence relative entre électrons et positrons. L'erreur sur cette différence est statistique uniquement.
On peut constater que la différence positron/électron est très faible (inférieure à 0.2%) dans la simulation. Il semblerait que cette différence soit plus grande dans les données, même si à cause de la grande erreur statistique, toutes ces différences sont compatibles avec 0.
Néanmoins, en attendant d'avoir plus de données, il a été décidé d'attribuer un facteur 2 de sûreté aux valeurs d'erreur systématique calculées avec la simulation. Elle est donc de 2% dans la partie tonneau, 5% dans la partie bouchons, et 2% pour tout le calorimètre.

Coupure enlevée		$R_\eta + w_{\eta 2}$	E/p	b-layer	conv
MC $W \to e\nu$	Efficacité pour e^+	1.00	0.94	0.99	0.96
	Efficacité pour e^-	1.00	0.94	0.99	0.96
	Différence relative (%)	0.05 ± 0.02	0.17 ± 0.09	0.01 ± 0.04	0.17 ± 0.07
Données	Efficacité pour e^+	0.97	0.95	0.97	0.96
	Efficacité pour e^-	0.98	0.94	0.96	0.96
	Différence relative (%)	0.61 ± 0.94	1.08 ± 1.48	0.81 ± 1.14	0.27 ± 1.20

Tableau 7.4 – *Efficacités de certaines coupures d'identification pour les positrons et électrons, et différence relative entre les deux efficacités, pour la simulation et pour les données.*

7.2.2.3 Incertitude due à l'échelle d'énergie des électrons

Comme expliqué au paragraphe 6.5.3 lors de la mesure de la section efficace, l'erreur sur l'échelle d'énergie des électrons est estimée à 3% au moment de l'analyse. Afin de déterminer l'influence de cette échelle d'énergie sur l'asymétrie, celle-ci a été recalculée en changeant l'énergie transverse E_T des électrons, ainsi que l'énergie transverse manquante. L'erreur relative sur l'asymétrie est ainsi estimée à 1.5% dans la partie tonneau, 0.6% dans la partie bouchons, et 2.2% pour tout le calorimètre.

7.2.2.4 Résumé des incertitudes

Le tableau 7.5 résume les différentes sources d'erreur prises en compte pour la mesure de l'asymétrie de charge, ainsi que les erreurs systématiques totales et statistiques. On peut voir que cette erreur est très largement dominée par l'erreur statistique.

	$\frac{\delta A}{A}$ (%)		
Effet	Intégré	Tonneau	Bouchons
Bruit de fond QCD	1.5	0.7	1.7
Bruit de fond non-QCD	0.2	0.2	0.2
Identification des électrons	2.0	2.0	5.0
Echelle d'énergie des électrons	1.2	1.5	0.6
Erreur systématique totale	2.9	2.6	5.5
Erreur statistique	15.0	25.3	17.5
Erreur totale	15.0	25.3	18.2

Tableau 7.5 – *Résumé des erreurs systématiques relatives, pour les deux zones de mesure et pour tout le calorimètre, ainsi que les erreurs systématiques et statistiques totales.*

7.2.3 Résultats

L'asymétrie de charge est calculée à partir des sections efficaces fiducielles à l'aide de la formule 7.11. Les résultats, ainsi que les erreurs systématiques, sont rassemblés dans le tableau 7.6. Y sont aussi présentés les résultats dans le canal $W \to \mu\nu$, qui ne sont pas détaillés dans le présent document, mais qu'on peut trouver dans [215], ainsi que la combinaison des deux résultats.
Même si l'erreur statistique est dominante, on peut voir que l'asymétrie de charge de production est clairement mise en évidence, puisque pour les valeurs combinées, la valeur de l'asymétrie est supérieure à 0 avec une significance supérieure à 5σ. On voit aussi que l'asymétrie augmente avec la pseudo-rapidité, comme attendu.

		A_ℓ		σ_{stat}		σ_{syst}	σ_{total}
Electron	Intégré	0.21	±	0.03	±	0.01	0.03
	Tonneau	0.15	±	0.04	±	0.00	0.04
	Bouchons	0.29	±	0.05	±	0.02	0.05
Muon	Intégré	0.19	±	0.03	±	0.01	0.03
	Tonneau	0.12	±	0.04	±	0.01	0.04
	Bouchons	0.32	±	0.05	±	0.02	0.05
Combiné	Intégré	0.20	±	0.02	±	0.01	0.02
	Tonneau	0.14	±	0.03	±	0.01	0.03
	Bouchons	0.31	±	0.04	±	0.01	0.04

Tableau 7.6 – *Asymétrie calculée pour les canaux électron et muon, et les valeurs combinées, pour la partie tonneau, la partie bouchons, et tout le calorimètre, avec les erreurs associées.*

Ces résultats sont également comparés aux valeurs prédites avec différents PDFs : CTEQ6.6, HERAPDF1.0 et MSTW2008, décrits au paragraphe 7.1.2. Les coupures cinématiques sont alors directement appliquées au niveau de la vérité. On peut voir sur la figure 7.10 que les trois prédictions sont compatibles avec les données. On a néanmoins pu montrer la faisabilité de la mesure.

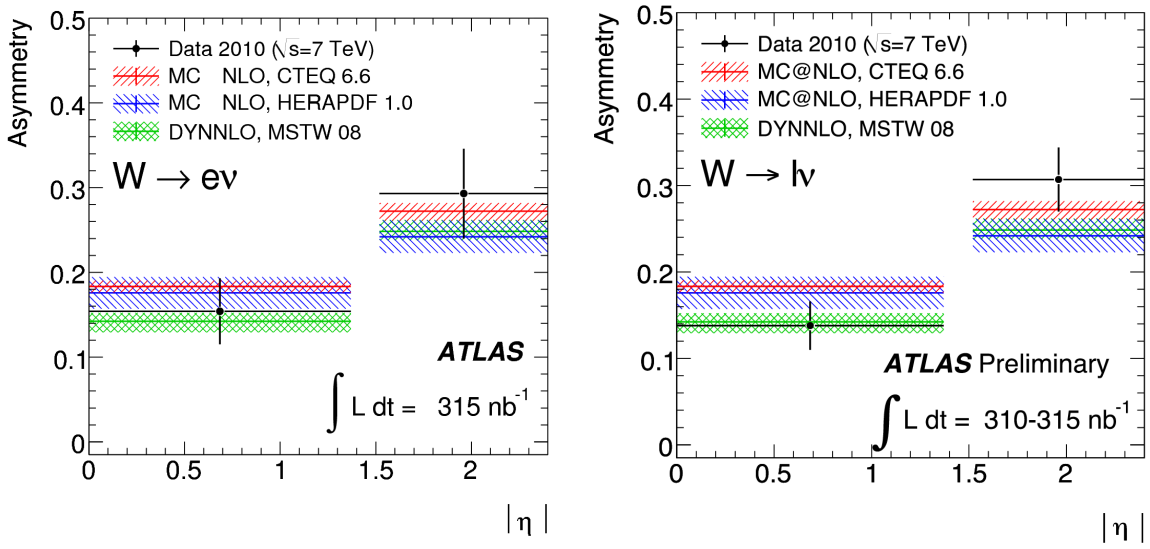


Figure 7.10 – *Asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité, pour le canal électron à gauche, et résultats combinés entre électrons et muons à droite.*

7.3 Mesure avec 36 pb^{-1} de données

Une étude analogue a été entreprise avec la quantité totale des données recueillies en 2010. On demande à ce que les détecteurs soient en fonctionnement nominal et que la qualité des données soit bonne (cf annexe C), ce qui conduit à une luminosité intégrée de 36.4 pb^{-1}.

7.3.1 Sélection des données et bruit de fond

7.3.1.1 Données et sélection des événements

La sélection des données est la même que lors de la mesure de la section efficace de production du boson W ou de l'étude de la faisabilité de la mesure d'asymétrie, et est décrite au paragraphe 6.4. Le seule différence concerne le déclenchement.

Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour cette étude sont les mêmes que ceux décrits dans le paragraphe 6.2 et le tableau 6.2. Ils contiennent des termes d'empilement qui seront discutés au paragraphe suivant.

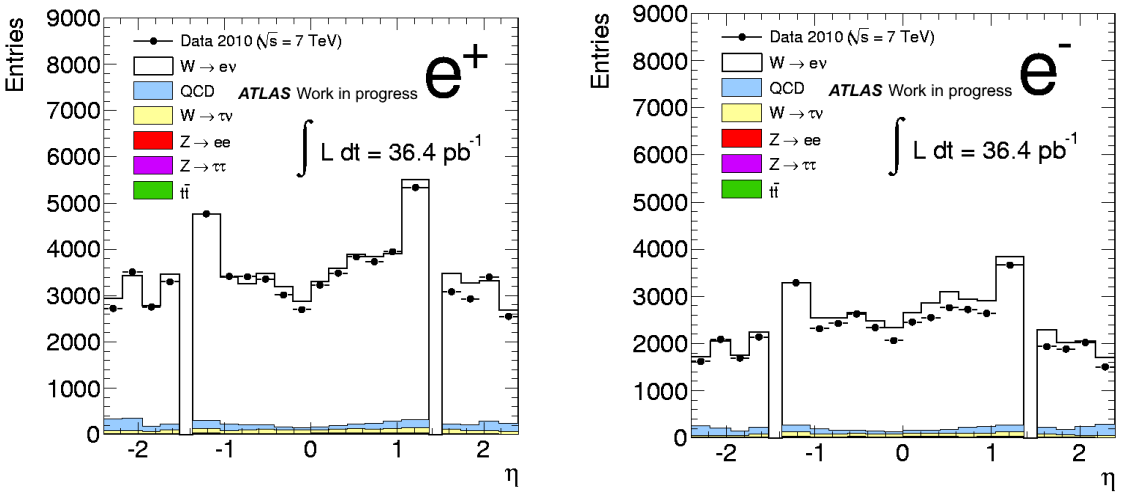


Figure 7.11 – *Distribution de la pseudo-rapidité η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.*

Les figures 7.11, 7.12, et 7.13 montrent les distributions de la pseudo-rapidité de l'électron, de la masse transverse des candidats W et l'énergie transverse des électrons après ces coupures, séparés par charge. Les échantillons Monte-Carlo pour le signal et le bruit de fond non-QCD sont normalisés à la luminosité intégrée, tandis que pour le bruit de fond QCD, les distributions sont tirées du Monte-Carlo, mais normalisées au nombre d'événements mesurés avec la méthode basée sur les données détaillée au paragraphe 7.3.1.4. On peut voir sur ces figures un accord entre les données et la simulation meilleur pour les positrons que pour les électrons.

7.3.1.2 Evolution des conditions de prises de données

Cette étude utilisant des données prises pendant 7 mois, le déclenchement, les zones mortes du calorimètre, l'empilement, etc, ont évolué. Afin de refléter cela dans les simulations, ces différentes conditions par périodes de prises de données sont appliquées aux échantillons Monte-Carlo, puis pondérées par la luminosité intégrée correspondante.

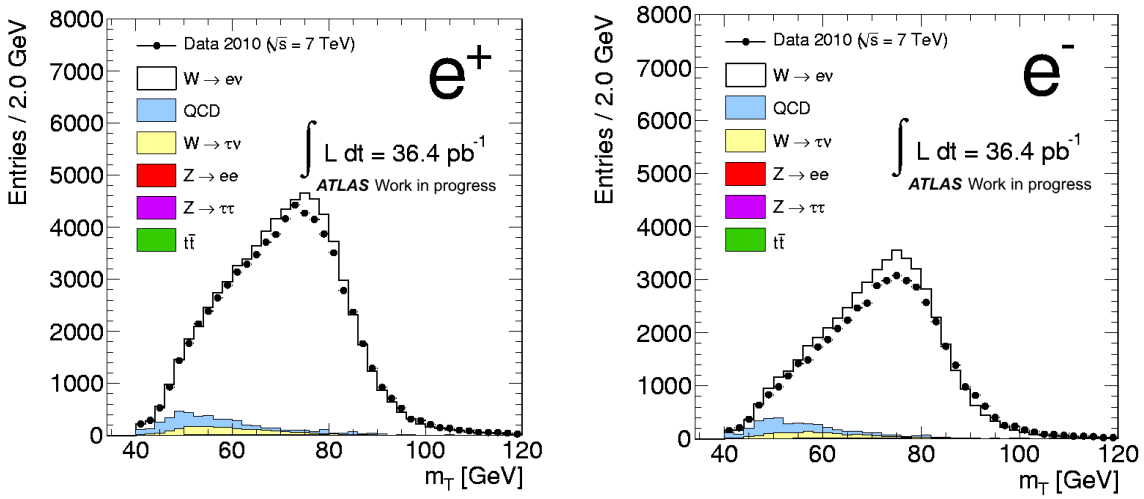


Figure 7.12 – *Masse transverse des bosons W^+ (à gauche) et W^- (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.*

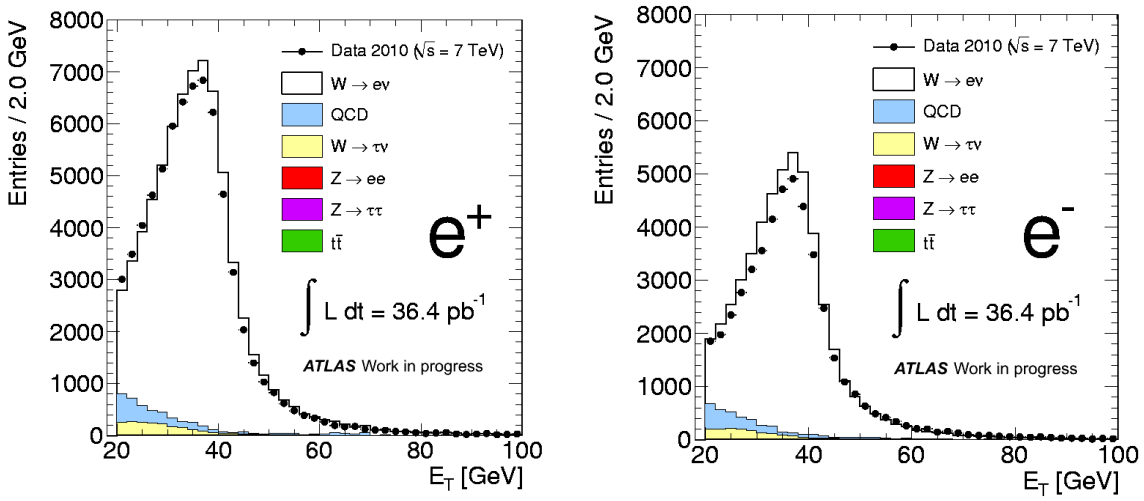


Figure 7.13 – *Energie transverse des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.*

Evolution du déclenchement

Au début de la prise de données seul le déclenchement de niveau 1 était activé. Par ailleurs, on cherche à utiliser le déclenchement avec la coupure la plus basse et sans prescale. Le choix commun des groupes d'étude de la physique des bosons de jauge W et Z et du groupe de mesures électrofaible [249] a donc été d'utiliser le déclenchement L1_EM14 pour les données à basse luminosité et avant l'activation du déclenchement de niveau 3, soit 2% des données, et le déclenchement EF_e15_medium pour les données à plus haute luminosité, doit 98% des données. Pour la simulation Monte-Carlo, seul le déclenchement de niveau 1 L1_EM14 est appliqué. Dans les deux cas, l'efficacité du déclenchement au niveau du plateau, normalisée aux coupures hors-ligne, est supérieure à 99%, avec une erreur systématique associée inférieure à 1% [250]. Comme de plus on suppose que ces efficacités sont indépendantes de la charge, l'effet du déclenchement sur l'asymétrie est supposé négligeable.

Evolution de l'empilement

Comme on l'a vu dans le paragraphe 6.3, l'augmentation de la luminosité instantanée, mais aussi le regroupement des paquets de protons en "trains", ont conduit à l'augmentation du phénomène d'empilement. La figure 7.14 montre la distribution du nombre de vertex pour les différentes périodes de prises de données, de mars à octobre 2011, et on peut voir que ce nombre de vertex augmente avec le temps. On peut aussi remarquer que la distribution pour la période I (soit 40% des données) est très proche de celle pour la simulation. De plus, à partir de la période G (soit 90% des données), les paquets de protons ont été regroupés en "trains". Par conséquent, en plus de l'empilement "en temps", c'est-à-dire que les interactions supplémentaires ont lieu pendant le même croisement de faisceau, de l'empilement "hors temps", c'est-à-dire entre protons appartenant à des paquets différents, peut se produire. Seul le premier type d'empilement est modélisé dans les simulations Monte-Carlo.

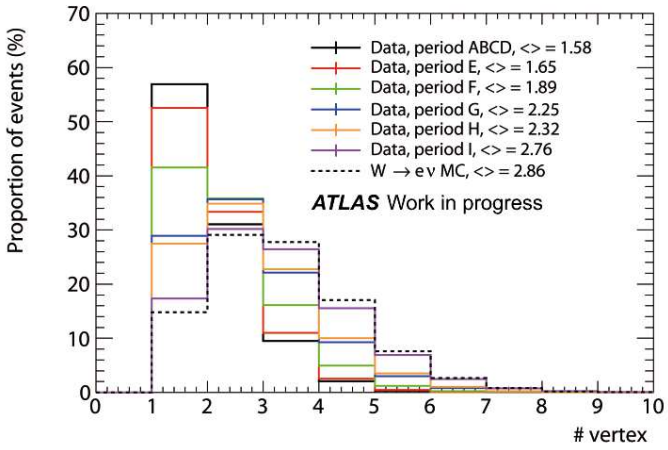


Figure 7.14 – *Nombre de vertex primaires pour les différentes périodes de prise de données, et pour la simulation Monte-Carlo. Les nombres entre crochets correspondent à la moyenne des distributions. La courbe noire correspond à la distribution de la figure 6.4.*

Afin de faire correspondre au mieux la modélisation de l'empilement dans les simulations aux données, des poids sont appliqués à la simulation, événement par événement, comme détaillé au paragraphe 6.3. Ces poids sont calculés pour chaque période et moyennés avec une pondération par la luminosité intégrée de chaque période (que l'on peut voir dans le tableau 2.2). Ces poids sont visibles dans le tableau 7.7.

Nombre de vertex primaires	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 et +
Poids	1.63	1.11	0.86	0.72	0.65	0.63	0.63	0.74	0.75	1.60

Tableau 7.7 – *Poids appliqué à la simulation Monte-Carlo avec empilement, appliqués à chaque événement, pour 36 pb^{-1} de données.*

Evolution des zones à problèmes du calorimètre

Comme on l'a vu aux paragraphes 2.2.5 et 6.4.2, certaines zones du calorimètre n'étaient pas lues à cause des défaillances des câbles de transmission optique des FEBs. Ainsi, entre le

30 mars et le 28 octobre, le nombre de cellules à problèmes a augmenté d'un tiers, passant de 1.6% à 2.2% des cellules. Ces différents états du calorimètre sont enregistrés dans une base de données, et appliqués lors de la sélection des électrons. Pour calculer le nombre d'événements de bruit de fond non-QCD avec les simulations Monte-Carlo, toutes les configurations du calorimètre sont appliquées une à une aux échantillons Monte-Carlo, puis ce nombre d'événement est pondéré par la luminosité intégrée correspondant à chaque état. Comme pour l'empilement, l'état correspondant à la période I représente plus de la moitié des données, et donc domine la pondération.

date	30/03	18/05	25/05	26/06	10/07	12/07
% de cellules à problèmes	1.612	1.542	1.619	1.695	1.835	1.918
$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	8.6	7.2	2.0	65.4	27.7	1126.7
Fraction de la luminosité totale (poids appliqués)	0.0002	0.0002	0.0001	0.0018	0.0008	0.0309
date	17/08	22/09	03/10	08/10	11/10	22/10
% de cellules à problèmes	1.974	2.048	2.122	2.140	2.140	2.196
$\mathcal{L}$ (nb^{-1})	1898.1	3650.9	4541.5	4052.6	1937.3	19098.9
Fraction de la luminosité totale (poids appliqués)	0.0521	0.1003	0.1247	0.1113	0.0532	0.5245

Tableau 7.8 – *Nombre de cellules à problèmes dans le calorimètre à argon liquide à différentes dates de la prise de données en 2010, et la luminosité intégrée correspondant aux données enregistrées pour chaque état du détecteur.*

Stabilité de la sélection

La figure 7.15 montre l'asymétrie "brute" (c'est-à-dire le nombre $\frac{N^+-N^-}{N^++N^-}$ sans correction aucune), calculée pour chaque run, en fonction du temps. On peut voir que les résultats sont stables, et un ajustement linéaire des données donne un χ^2/ndf de 85.1/86.

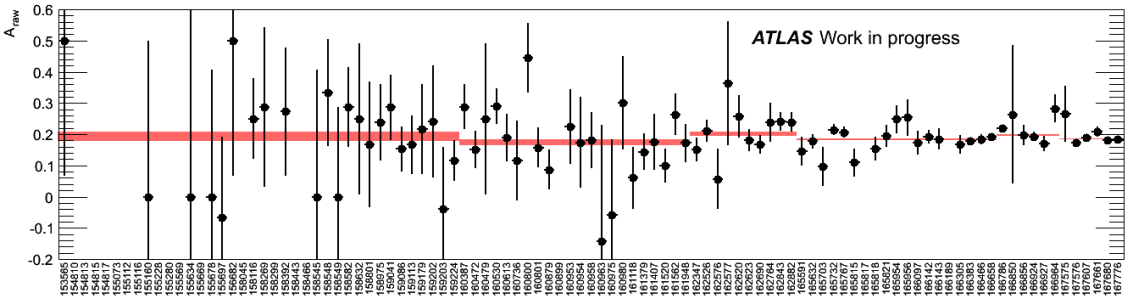


Figure *7.15* – *Asymétrie de charge brute en fonction du temps, pour les périodes B à I. Chaque point correspond à un run avec son erreur statistique, et les rectangles rouges correspondent à la moyenne par période, de largeur égale à l'erreur statistique.*

7.3.1.3 Binning

On a vu au paragraphe 7.1.3.2 que l'asymétrie de charge augmentait avec la rapidité, et en collisions p-p l'asymétrie est symétrique en η ; on a donc réalisé cette mesure en fonction

de la valeur absolue de la pseudo-rapidité de l'électron $|\eta|$. Comme la mesure est réalisée à la fois dans les canaux de désintégration $W \to e\nu$ et $W \to \mu\nu$, on a voulu choisir un binning commun aux deux canaux, qui tient compte des caractéristiques principales des détecteurs utilisés. Ainsi, la zone de transition du calorimètre électromagnétique définit deux bornes : $|\eta| = 1.37$ et $|\eta| = 1.52$, tandis que la limite du déclenchement du spectromètre à muons arrête la mesure à $|\eta| = 2.4$, et la zone de transition entre le tonneau et les bouchons du spectromètre à muons définit une borne à $|\eta| = 1.05$. En tenant compte de la quantité de données disponibles à la fois pour la mesure et pour l'évaluation des erreurs systématiques, 11 bins ont été choisis, 6 dans la partie appelée "tonneau" dans l'étude de la faisabilité de la mesure, 4 dans la partie appelée "bouchons", et un dans la zone de transition du calorimètre (qui n'est utilisée que dans le canal $W \to \mu\nu$), résumés dans le tableau 7.9.

	tonneau							bouchons				
Bornes des bins en $\|\eta\|$	0.00	0.21	0.42	0.63	0.84	1.05	1.37	1.52	1.74	1.95	2.18	2.40

Tableau 7.9 – *Limites des 11 bins (10 pour le canal électron) communs utilisés pour les mesures d'asymétrie dans les deux canaux $W \to e\nu$ et $W \to \mu\nu$.*

7.3.1.4 Estimation du bruit de fond

Bruit de fond non-QCD

Comme précédemment, le bruit de fond non-QCD est estimé à partir des simulations Monte-Carlo. Pour faire correspondre l'influence de l'empilement entre les données et la simulation, les événements sont pondérés par les poids du tableau 7.7. Et pour tenir compte de l'évolution du nombre de cellules à problèmes dans le calorimètre, le nombre d'événements du bruit de fond est calculé pour les différentes configurations du calorimètre, puis moyenné en utilisant les poids détaillés dans le tableau 7.8.

Ce nombre d'événements est détaillé pour chaque échantillon Monte-Carlo par bin et par charge dans le tableau 7.10, et visible sur la figure 7.16.

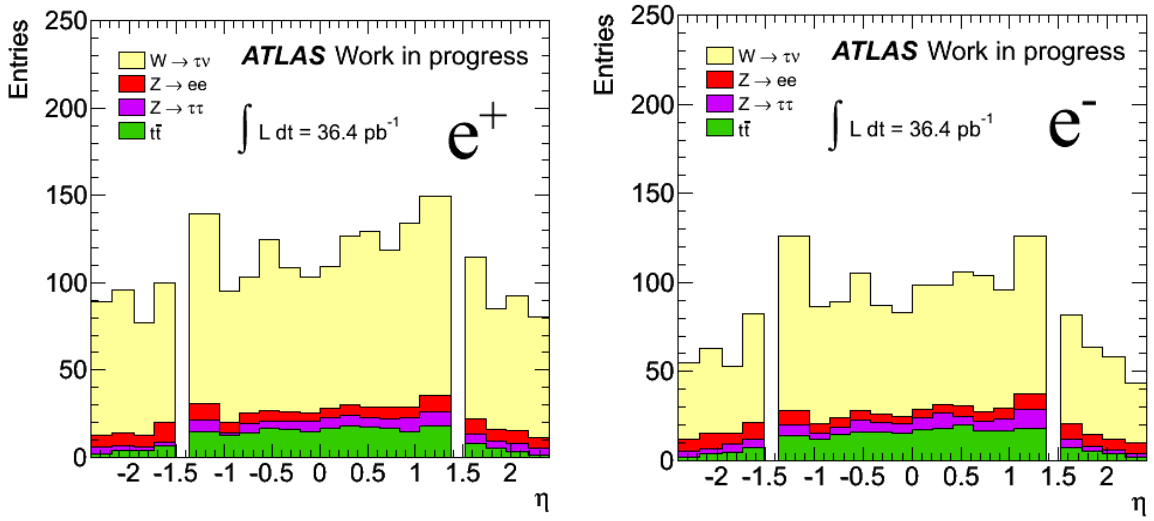


Figure *7.16* – *Distributions de la pseudo-rapidité η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite) pour les différents bruits de fond non-QCD, normalisés à 36 pb^{-1} de données.*

Bornes	e^+				e^-				$\frac{\Delta A}{A}$ (%)
en η	$W \to \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \to ee$	$Z \to \tau\tau$	$W \to \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \to ee$	$Z \to \tau\tau$	
$0.0 - 0.21$	161.9	31.3	10.1	11.6	130	32.5	8.8	12.2	0.3
$0.21 - 0.42$	179.6	34.1	11.5	10.4	129.6	34.2	10.3	14.4	0.1
$0.42 - 0.63$	203	34.4	12.1	11.7	152.9	36.1	11.7	10.9	0.2
$0.63 - 0.84$	171.5	31	13.6	11.3	147.9	32	11.4	8.4	0.3
$0.84 - 1.05$	177.6	27.2	12.5	8.6	126.8	27.7	12	9.2	0.2
$1.05 - 1.37$	209	30.3	17.3	14.9	174.4	30	16.6	15.2	0.3
$1.52 - 1.74$	161.8	14.2	19.9	7.6	117.3	13.7	18.4	8.4	0.3
$1.74 - 1.95$	126.8	8.8	12.9	6	82.4	9.3	12	7.4	0.1
$1.95 - 2.18$	165.4	7.6	15.6	8.5	101.4	8.4	15	6.4	0.1
$2.18 - 2.4$	142.9	4.1	12.9	8.1	77.1	4.1	12.9	6.8	0.1

Tableau 7.10 – *Bruit de fond non-QCD par charge et par bin, ainsi que l'erreur relative sur l'asymétrie due à ce bruit de fond, pour $\mathcal{L} = 36\ pb^{-1}$.*

L'erreur systématique sur ce bruit de fond est de 14% : 11% d'incertitude sur le calcul de la luminosité [iv], 3% d'incertitude sur les prédictions théoriques des sections efficaces, 5% d'incertitude sur les PDFs comme pour la mesure de faisabilité, et 6% d'incertitude due à l'identification des électrons, et détaillée au paragraphe 7.3.2.3. L'effet sur l'asymétrie est encore une fois très faible, de l'ordre de **0.1 à 0.3%** (le détail pour chaque bin est donné dans le tableau 7.10).

Bruit de fond QCD

Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données par la méthode décrite au paragraphe 6.4.5. Ce bruit de fond est estimé pour chaque bin en η, et pour chaque charge. On peut voir sur la figure 7.17 la distribution en fonction de η des bruits de fond estimés. Ces bruits de fond sont similaires pour les 2 côtés du détecteur, ainsi que pour les deux charges. On constate aussi que le bruit de fond augmente globalement avec $|\eta|$. Les résultats de l'estimation de ce bruit de fond en bins de $|\eta|$, avec l'erreur statistique et systématique, ainsi que l'impact sur l'asymétrie sont résumés dans le tableau 7.11. L'erreur systématique a été déterminée avec les méthodes détaillées au paragraphe 6.4.5, mais uniquement en bins de $|\eta|$, et avec deux charges mélangées, afin d'avoir une statistique suffisante. Puisque le bruit de fond QCD augmente avec $|\eta|$, les ajustements sont plus robustes, et donc les erreurs systématiques diminuent. Les distributions de E_T^{miss} et le nombre de bruit de fond estimé ont aussi été comparés à un échantillon Monte-Carlo d'événements di-jet (similaire à celui du tableau 6.2, avec 40 millions d'événements), et l'accord est raisonnable entre les deux, ce qui confirme les résultats trouvés.

L'impact de l'incertitude de ce bruit de fond sur l'asymétrie est faible, de l'ordre de **1%**.

Résumé

Le tableau 7.12 résume, pour chaque bin et par charge, le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements de bruit de fond qui leur est soustrait pour le calcul de l'asymétrie avec la formule 7.7.

iv. au moment de la mesure, elle était toujours de 11%, et pas 3.4%.

Bornes en η	e^+			e^-			$\frac{\Delta A}{A}$ (%)
	N^{QCD}	err stat (%)	err syst (%)	N^{QCD}	err stat (%)	err syst	
$0.0 - 0.21$	112.4	9.0	31.8	133.1	7.2	31.8	1.1
$0.21 - 0.42$	128.3	7.8	30.4	140.8	6.7	30.4	0.9
$0.42 - 0.63$	171.2	6.4	21.9	190.4	5.4	21.9	0.9
$0.63 - 0.84$	214.4	5.6	14.3	238.1	4.5	14.3	0.7
$0.84 - 1.05$	256.4	4.7	11.6	275.4	3.9	11.6	0.6
$1.05 - 1.37$	321.3	4.2	14.2	349.6	3.5	14.2	0.7
$1.52 - 1.74$	279.1	4.7	9.8	289.6	3.9	9.8	0.6
$1.74 - 1.95$	229.0	4.6	12.5	217.3	4.1	12.5	0.6
$1.95 - 2.18$	432.0	3.1	8.8	389.7	2.9	8.8	0.6
$2.18 - 2.4$	451.1	2.9	9.4	423.9	2.8	9.4	0.9

Tableau 7.11 – *Bruit de fond QCD mesuré par charge et par bin, avec les erreurs statistiques et systématiques sur la mesure, ainsi que l'erreur relative sur l'asymétrie due à ce bruit de fond, pour $\mathcal{L} = 36$ pb^{-1} [251].*

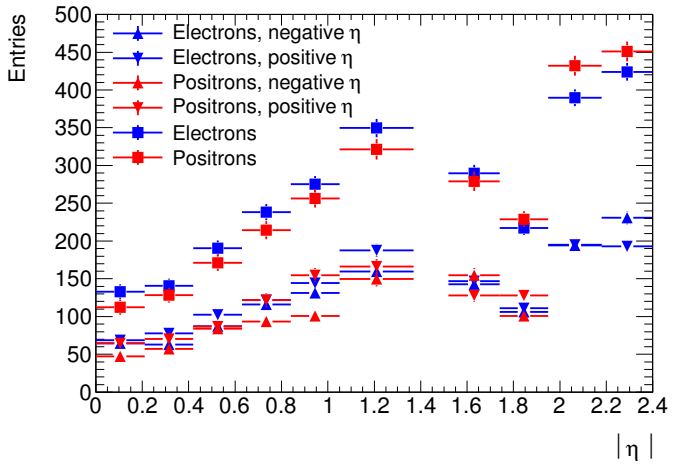


Figure *7.17* – *Nombre d'événements de bruit de fond QCD, estimé en fonction de $|\eta|$, pour les électrons (en bleu) et les positrons (à droite), et pour les valeurs de η négatives et positives séparément. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique due à l'ajustement, pour $\mathcal{L} = 36$ pb^{-1} [251].*

Bornes en η	e^+				e^-			
	Evénements observés	Bruit de fond			Evénements observés	Bruit de fond		
		non-QCD	QCD	total		non-QCD	QCD	total
$0.0 - 0.21$	5933	214.8	112.4	327.2	4524	183.4	133.1	316.5
$0.21 - 0.42$	6505	235.5	128.3	363.8	4893	188.6	140.8	329.4
$0.42 - 0.63$	7204	261.1	171.2	432.3	5399	211.7	190.4	402.1
$0.63 - 0.84$	7152	227.4	214.4	441.8	5155	199.8	238.1	437.9
$0.84 - 1.05$	7369	225.8	256.4	482.2	4969	175.7	275.4	451.1
$1.05 - 1.37$	10114	271.6	321.3	592.9	6956	236.1	349.6	585.7
$1.52 - 1.74$	6387	203.5	279.1	482.6	4083	157.9	289.6	447.5
$1.74 - 1.95$	5692	154.4	229	383.4	3583	111.1	217.3	328.4
$1.95 - 2.18$	6913	197	432	629	4120	131.3	389.7	521
$2.18 - 2.4$	5281	168.1	451.1	619.2	3137	100.8	423.9	524.7

Tableau 7.12 – *Résumé du nombre d'événements observés, et du nombre d'événements de bruit de fond prédits (non-QCD) ou mesurés (QCD), par charge et pour chaque bin en η, pour $\mathcal{L} = 36\ pb^{-1}$.*

7.3.2 Reconstruction et identification des électrons, facteur C_W

7.3.2.1 Les termes d'efficacité C_W

Les facteurs C_W utilisés pour estimer les sections efficaces fiducielles selon la formule 7.7 sont calculés à partir d'un échantillon Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$, comme décrit au paragraphe 6.5.3. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 7.13, et on peut voir que la différence entre charges positives et négatives est inférieure à 2%. Comme discuté lors de l'étude de faisabilité de la mesure, plus que les valeurs absolues, ce sont les différences entre électrons et positrons qui sont importantes pour la mesure de l'asymétrie. Les facteurs C_W peuvent être décomposés en plusieurs composantes : efficacité de déclenchement, efficacité de reconstruction, més-identification de la charge et efficacité d'identification. Comme ces quatre composantes sont calculées majoritairement à partir de variables calorimétriques, ces différences d'efficacité entre charge sont faibles (par rapport à celles dans le canal $W \to \mu\nu$ par exemple). On a vu précédemment que l'on pouvait négliger les différences dans les efficacités de déclenchement. De plus, les efficacités de reconstruction sont en accord avec la simulation [250] (avec une erreur systématique de 1.5%). La més-identification de la charge et l'incertitude sur l'identification des électrons sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Bornes en η	C_W pour e^+	C_W pour e^-	différence relative (%)
$0.0 - 0.21$	0.652 ± 0.003	0.652 ± 0.004	0.0 ± 0.7
$0.21 - 0.42$	0.710 ± 0.003	0.707 ± 0.004	0.5 ± 0.6
$0.42 - 0.63$	0.774 ± 0.003	0.767 ± 0.003	1.0 ± 0.6
$0.63 - 0.84$	0.735 ± 0.003	0.746 ± 0.003	-1.6 ± 0.6
$0.84 - 1.05$	0.705 ± 0.003	0.712 ± 0.004	-1.1 ± 0.7
$1.05 - 1.37$	0.617 ± 0.003	0.618 ± 0.003	-0.2 ± 0.7
$1.52 - 1.74$	0.596 ± 0.003	0.592 ± 0.004	0.7 ± 0.8
$1.74 - 1.95$	0.550 ± 0.003	0.539 ± 0.004	1.9 ± 1.0
$1.95 - 2.18$	0.598 ± 0.003	0.591 ± 0.004	1.2 ± 0.9
$2.18 - 2.4$	0.535 ± 0.003	0.541 ± 0.004	-1.2 ± 1.0

Tableau 7.13 – *Facteurs C_W calculés avec un échantillon Monte-Carlo $W \to e\nu$, par charge et par bin de $|\eta|$. Les erreurs ici sont statistiques uniquement.*

7.3.2.2 Més-identification de la charge

La charge de l'électron peut être mal identifiée lorsque la trace associée à l'amas n'est pas la bonne. Ceci est dû majoritairement au rayonnement de freinage des électrons et à la conversion des photons. Lorsque l'on augmente la sévérité de l'identification des électrons, des critères sur la qualité de la trace, la correspondance trace-amas et les conversions sont ajoutées (comme détaillé au paragraphe 5.3.1), et donc la més-identification diminue. A cause de ces critères d'identification, l'efficacité d'identification d'un électron associé à une mauvaise trace est très inférieure à celle d'un électron associé à une bonne trace. De plus, comme plus de W^+ sont produits que de W^-, même si la probabilité d'associer la mauvaise trace est la même entre électrons et positrons, il y aura plus de W^+ identifiés comme des W^- que l'inverse, et donc les facteurs C_{We^+} et C_{We^+} sont différents.

Afin de mesurer ces més-identifications, une méthode "tag-and-probe" avec des événements

$Z \to ee$ est utilisée. Les deux électrons passent les coupures utilisées pour les études avec le boson W, et l'électron *tag* est en plus dans la zone $|\eta| < 1.37$ où la més-identification est plus faible. On demande aussi que la masse m_{ee} de la paire d'électrons soit comprise entre 80 et 100 GeV, et le bruit de fond est soustrait à l'aide d'une méthode de "side-band". La charge est més-identifiée quand la charge de l'électron *probe* est du même signe que l'électron *tag*. La probabilité de més-identification est définie par le rapport $\epsilon^{\pm} = N^{\pm}_{mauvaisecharge}/N^{\pm}_{total}$. La figure 7.18 à gauche montre la probabilité de més-identification pour les données et la simulation. Cette probabilité est comprise entre 0.2% et 2.5%, et elle augmente avec la pseudo-rapidité. On observe un bon accord entre les données et la simulation. De plus, les probabilités sont identiques entre électrons et positrons dans la simulation. Puisque cette més-identification de la charge est correctement décrite par la simulation, elle sera correctement tenue en compte par les facteurs C_W.

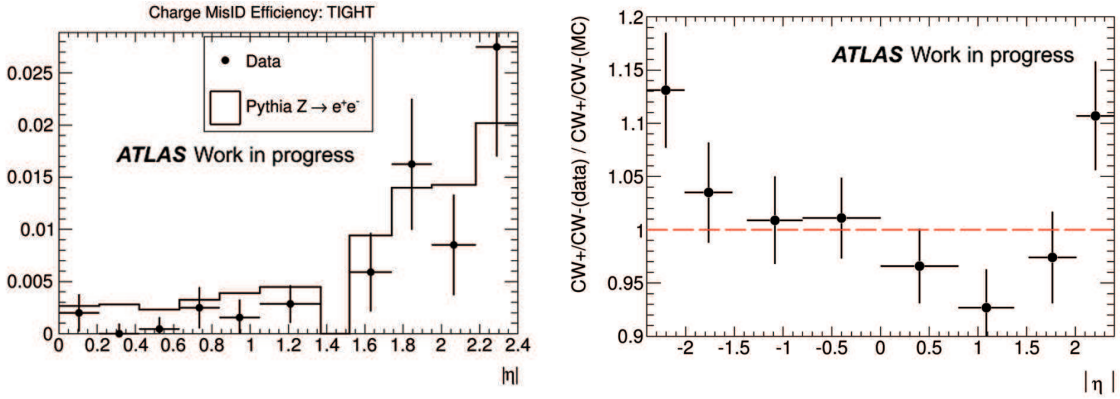


Figure 7.18 – *A gauche, més-identification de la charge en fonction de la pseudo-rapidité, pour les données et la simulation. A droite, double rapport* $(\epsilon^+/\epsilon^-(données))/((\epsilon^+/\epsilon^-(MC)))$ *de l'efficacité d'identification des électrons [251].*

7.3.2.3 Identification des électrons

Avec l'ensemble des données enregistrées en 2010, il est possible de mesurer l'efficacité d'identification des électrons à l'aide de méthodes "tag-and-probe" avec des événements $W \to e\nu$ en plusieurs régions de η.

Les résultats pour les données et l'échantillon Monte-Carlo d'événements $W \to e\nu$ sont montrés dans le tableau 7.14, pour des valeurs de η utilisées par le groupe de performance [250]. On peut voir des différences entre données et Monte-Carlo, et le rapport d'efficacité est habituellement utilisé pour corriger la simulation. Cependant, comme on constate également des différences entre électrons et positrons, il a été décidé de ne pas appliquer cette correction aux données, mais d'utiliser les différences données/simulation et positrons/électrons comme erreur systématique. Pour cela, on calcule le double rapport des efficacités : $\frac{\epsilon^+/\epsilon^-(données)}{\epsilon^+/\epsilon^-(MC)}$, qui est visible dans le tableau 7.15 et sur la figure 7.18 à droite. Comme le binning est différent entre le groupe de performance et la mesure d'asymétrie, les efficacités sont moyennées avec comme pondération la fraction respective des efficacités mesurées dans chaque bin. On voit que ce rapport diffère de l'unité, en particulier à grand η et qu'il n'est pas symétrique en η. La différence entre ce rapport et l'unité (moyenné en valeur absolue de η) est utilisée comme erreur systématique due à l'identification de l'électron. Cette incertitude est la principale erreur systématique de la mesure d'asymétrie, comprise entre 6 et 20%.

Depuis que cette mesure a été faite, on n'observe plus de différence entre positrons et électrons lorsque les données sont reconstruites avec une version plus récente de la reconstruction

des événements [99]. On pense que la différence visible ici est due à des problèmes d'alignement.

	C_W pour e^+ (%)		C_W pour e^- (%)	
	données	MC	données	MC
$-2.4 < \eta < -2.01$	70.3 ± 2.2	69.7 ± 0.4	64.5 ± 2.3	72.4 ± 0.5
$-2.01 < \eta < -1.52$	72.1 ± 2.2	72.6 ± 0.3	67.8 ± 2.3	70.7 ± 0.3
$-1.37 < \eta < -0.80$	79.4 ± 2.2	79.1 ± 0.3	79.2 ± 2.3	79.6 ± 0.3
$-0.80 < \eta < 0.00$	82.6 ± 2.1	83.9 ± 0.2	82.7 ± 2.2	85.0 ± 0.2
$0.00 < \eta < 0.80$	83.6 ± 2.1	86.0 ± 0.2	84.3 ± 2.2	83.7 ± 0.2
$0.80 < \eta < 1.37$	78.6 ± 2.2	78.6 ± 0.3	82.6 ± 2.3	76.7 ± 0.3
$1.52 < \eta < 2.01$	71.1 ± 2.2	72.3 ± 0.3	72.7 ± 2.3	72.1 ± 0.3
$2.01 < \eta < 2.4$	73.3 ± 2.2	72.2 ± 0.4	66.6 ± 2.3	72.6 ± 0.5

Tableau 7.14 – *Efficacités d'identification mesurées avec une méthode tag-and-probe sur les événements $W \to e\nu$ dans les données, et prédites par la simulation, par bin de η et par charge [250].*

Bornes en η	Ecart de $\epsilon^+/\epsilon^-(données))/((\epsilon^+/\epsilon^-(MC)$ par rapport à 1	$\frac{\Delta A}{A}$(%)
$0.0 - 0.21$	0.027	8.7
$0.21 - 0.42$	0.027	8.6
$0.42 - 0.63$	0.027	8.5
$0.63 - 0.84$	0.029	8.1
$0.84 - 1.05$	0.040	11.7
$1.05 - 1.37$	0.040	12.5
$1.52 - 1.74$	0.031	6.2
$1.74 - 1.95$	0.031	6.3
$1.95 - 2.18$	0.098	16.8
$2.18 - 2.4$	0.122	19.2

Tableau 7.15 – *Double rapport $(\epsilon^+/\epsilon^-(données))/((\epsilon^+/\epsilon^-(MC)))$, son écart par rapport à l'unité, et l'erreur relative induite sur l'asymétrie, par bin de $|\eta|$.*

7.3.3 Echelle d'énergie des électrons

Encore une fois, dans cette mesure, l'échelle d'énergie des électrons n'est pas corrigée, et l'incertitude sur cette échelle d'énergie est de 3%, comme décrit au paragraphe 6.5.3.2. Comme la statistique de l'échantillon Monte-Carlo utilisée n'est pas suffisante pour calculer l'incertitude sur l'asymétrie de cette échelle d'énergie pour chaque région de η, celle-ci est calculée pour la région "tonneau" et la région "bouchon" uniquement. On trouve que l'incertitude sur l'asymétrie est de 2.5% et 1.5% dans ces deux régions respectivement. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles calculées lors de l'étude de faisabilité (1.5% et 0.6% pour le tonneau et les bouchons respectivement), à cause de l'accroissement de l'empilement.

7.3.4 Energie transverse manquante

Dans la mesure de section efficace de production du boson W, on avait trouvé que l'incertitude due à l'énergie transverse manquante était de 2% (paragraphe 6.5.3.3). Mais dans une mesure d'asymétrie, la plupart des incertitudes devraient s'annuler, puisque indépendantes de la charge. De plus, dans une topologie simple comme une événement $W \to e\nu$, la majorité de l'énergie transverse manquante provient de l'énergie transverse de l'électron, comme on peut le voir sur la figure 7.19. Afin de ne pas comptabiliser deux fois l'erreur due à l'électron, il convient d'enlever sa contribution, c'est-à-dire d'étudier la variable p_T^W.

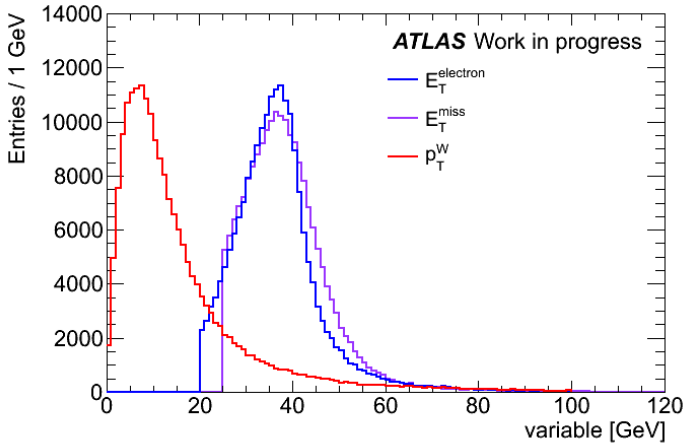


Figure 7.19 – *Distributions E_T, E_T^{miss} et p_T^W, pour les événements Monte-Carlo $W \to e\nu$, après toutes les coupures de sélection.*

La figure 7.20 montre les distributions de l'énergie transverse de l'électron E_T, de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}, de l'impulsion transverse du boson W p_T^W, et de l'asymétrie "brute" en fonction de p_T^W par charge, au niveau de la vérité et de la reconstruction, après toutes les coupures de sélection. On peut voir sur les deux premières distributions des différences entre W^+ et W^-, à cause des coupures cinématiques sur ces variables. En revanche, la distribution de p_T^W montre un très bon accord entre les distributions pour les charges positives et négatives, que ce soit au niveau de la vérité ou après reconstruction. De plus, on peut voir sur la distribution de l'asymétrie "brute" que celle-ci ne dépend pas de p_T^W. On peut donc conclure que l'erreur systématique sur la mesure d'asymétrie due à l'énergie transverse manquante est négligeable, toutes les erreurs ayant déjà été prises en compte dans les erreurs dues à l'électron.

7.3.5 Résultats

En utilisant les valeurs du bruit de fond et des facteurs C_W, il est possible de calculer les sections efficaces fiducielles, ainsi que l'asymétrie de charge leptonique, pour les différentes régions de pseudo-rapidité de l'électron.

7.3.5.1 Résumé des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques, détaillées dans les paragraphes précédents, sont résumées dans le tableau 7.16 et la figure 7.21 à gauche. La source d'erreur principale provient de l'identification des électrons, avec des erreurs allant jusqu'à 20%, puis l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons, tandis que l'incertitude due au bruit de fond est beaucoup plus faible, inférieure au pourcent.

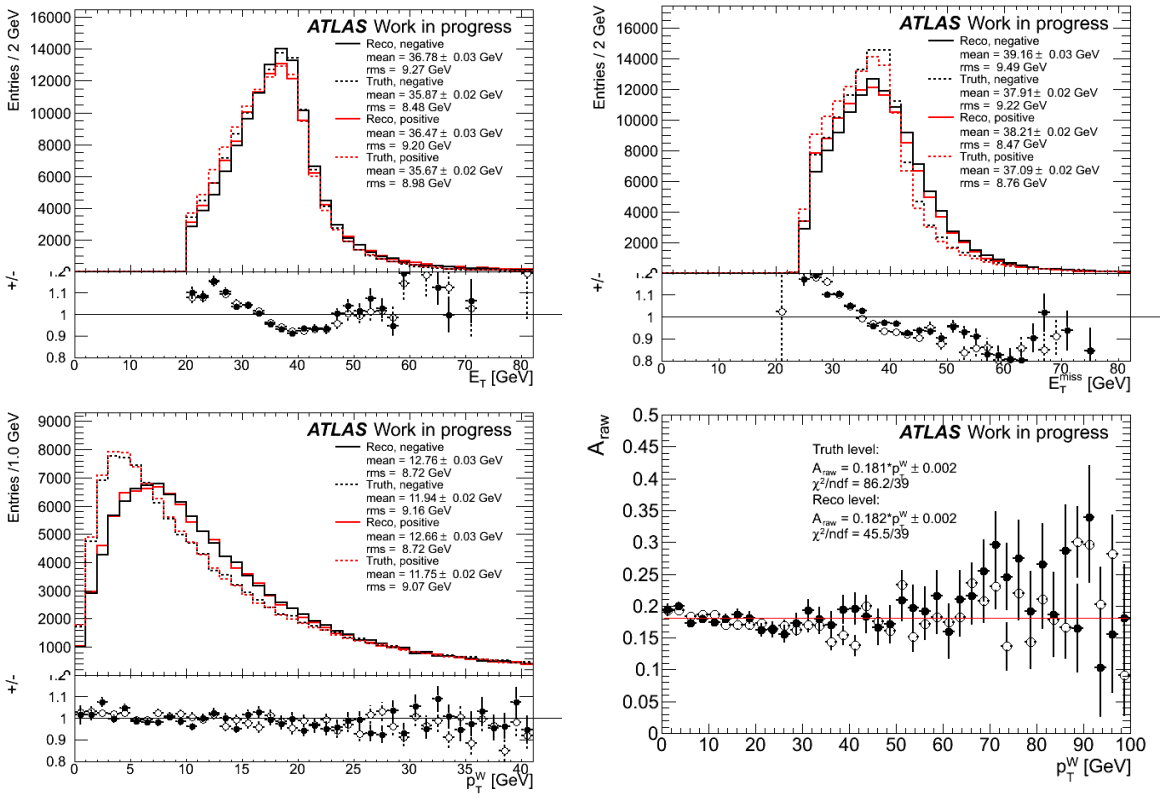


Figure 7.20 – *Energie transverse E_T de l'électron, E_T^{miss} et impulsion transverse p_T^W des événements contenant un boson W^+ (en rouge) ou W^- (en noir), et asymétrie brute en fonction de p_T^W, pour les événements Monte-Carlo $W \to e\nu$. Les lignes pointillées et symboles ouverts correspondent à la vérité Monte-Carlo, et les lignes continues et symboles pleins au niveau reconstruit.*

Les erreurs statistiques et totales sont également indiquées dans le tableau 7.16 et la figure 7.21 à droite. Contrairement à l'étude à 315 nb^{-1}, la mesure est dominée par l'erreur systématique.

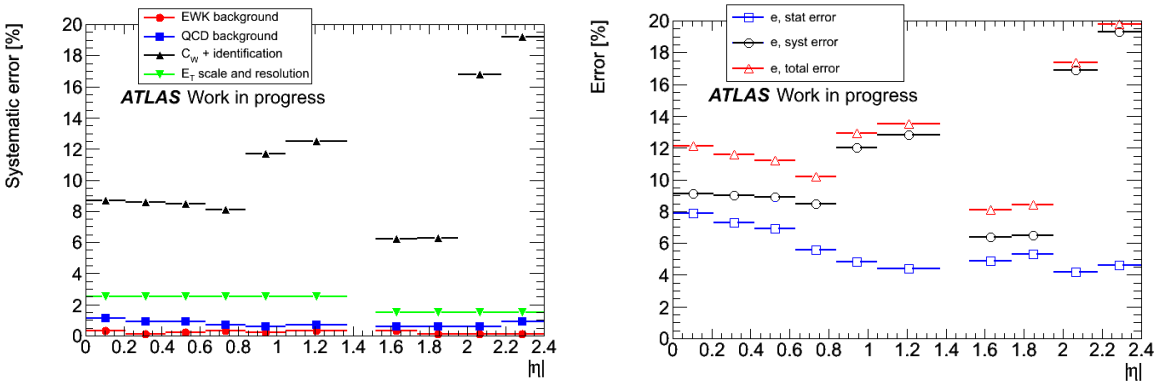


Figure 7.21 – *A gauche, erreurs systématiques relatives suivant les différentes sources d'erreur ; les ronds rouges, carrés bleus, triangles noirs et triangles inversés verts correspondent aux erreurs dues au bruit de fond électrofaible, au bruit de fond QCD, à l'identification des électrons et à l'échelle d'énergie et la résolution respectivement. A droite, erreurs statistiques (carrés bleus), systématiques (ronds noirs) et totales (triangles rouges), en fonction de la pseudo-rapidité.*

$\delta A/A$ (%)	$0< \|\eta\| <0.21$	$0.21< \|\eta\| <0.42$	$0.42< \|\eta\| <0.63$	$0.63< \|\eta\| <0.84$	$0.84< \|\eta\| <1.05$
Bruit de fond QCD	1.1	0.9	0.9	0.7	0.6
Bruit de fond non-QCD	0.3	0.1	0.2	0.3	0.2
Identification de l'électron	8.7	8.6	8.5	8.1	11.7
Echelle d'énergie de l'electron	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
Erreur systématique totale	9.1	9	8.9	8.5	12
Erreur statistique	7.9	7.3	6.9	5.6	4.8
Erreur totale	12.1	11.6	11.2	10.2	12.9
$\delta A/A$ (%)	$1.05< \|\eta\| <1.37$	$1.52< \|\eta\| <1.74$	$1.74< \|\eta\| <1.95$	$1.95< \|\eta\| <2.18$	$2.18< \|\eta\| <2.4$
Bruit de fond QCD	0.7	0.6	0.6	0.6	0.9
Bruit de fond non-QCD	0.3	0.3	0.1	0.1	0.1
Identification de l'électron	12.5	6.2	6.3	16.8	19.2
Echelle d'énergie de l'electron	2.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Erreur systématique totale	12.8	6.4	6.5	16.9	19.3
Erreur statistique	4.4	4.9	5.3	4.2	4.6
Erreur totale	13.5	8.1	8.4	17.4	19.8

Tableau 7.16 – *Erreurs systématiques relatives sur la mesure d'asymétrie, pour les différentes sources d'erreur, ainsi que les erreurs statistiques et totales, pour les différentes régions de η.*

7.3.5.2 Résultats avec 36 pb^{-1}

Les résultats du calcul de l'asymétrie de charge leptonique du boson W dans le canal $W \to e\nu$ sont présentés dans le tableau 7.17 et la figure 7.22. La valeur intégrée, en combinant les valeurs des différents bins en $|\eta|$ est :

$$A_e(\text{intégré}) = 0.201 \pm 0.003\ (\text{stat}) \pm 0.023\ (\text{syst})$$

Ces résultats sont comparés aux prédictions avec différents PDFs (HERAPDF1.0, CTEQ6.6 et MSTW08), comme cela avait été fait pour l'étude de faisabilité au paragraphe 7.2.3. On peut voir des différences entre les prédictions, en particulier à basse pseudo-rapidité, mais les données sont compatibles avec toutes.

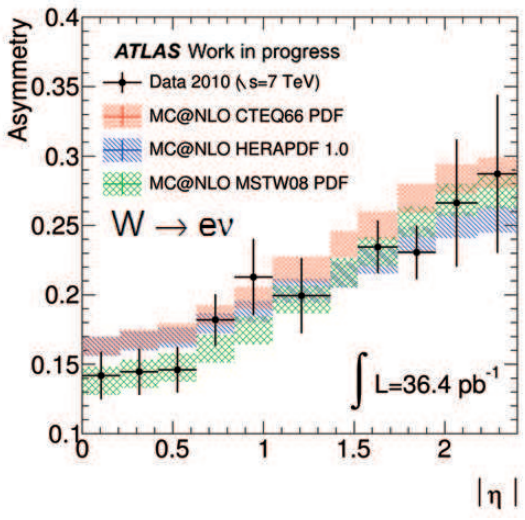


Figure 7.22 – *Asymétrie de charge leptonique du boson $W \to e\nu$ en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions avec différents ensembles de PDFs.*

Bornes en η	A_e	σ_{stat}	σ_{syst}	σ_{tot}	MSTW08	CTEQ6.6	HERAPDF1.0
$0.0 - 0.21$	0.142	0.011	0.013	0.017	$0.142^{+0.006}_{-0.014}$	$0.164^{+0.006}_{-0.007}$	$0.163^{+0.007}_{-0.007}$
$0.21 - 0.42$	0.145	0.011	0.013	0.017	$0.147^{+0.007}_{-0.014}$	$0.168^{+0.006}_{-0.007}$	$0.167^{+0.007}_{-0.007}$
$0.42 - 0.63$	0.146	0.010	0.013	0.016	$0.151^{+0.007}_{-0.013}$	$0.173^{+0.006}_{-0.007}$	$0.169^{+0.007}_{-0.007}$
$0.63 - 0.84$	0.182	0.010	0.015	0.019	$0.163^{+0.008}_{-0.012}$	$0.186^{+0.007}_{-0.008}$	$0.179^{+0.008}_{-0.007}$
$0.84 - 1.05$	0.213	0.010	0.025	0.027	$0.176^{+0.009}_{-0.012}$	$0.198^{+0.007}_{-0.008}$	$0.188^{+0.008}_{-0.008}$
$1.05 - 1.37$	0.199	0.009	0.026	0.027	$0.197^{+0.010}_{-0.010}$	$0.219^{+0.008}_{-0.010}$	$0.203^{+0.009}_{-0.008}$
$1.52 - 1.74$	0.235	0.011	0.015	0.019	$0.230^{+0.012}_{-0.010}$	$0.251^{+0.009}_{-0.011}$	$0.224^{+0.009}_{-0.009}$
$1.74 - 1.95$	0.231	0.012	0.015	0.019	$0.251^{+0.013}_{-0.009}$	$0.270^{+0.010}_{-0.011}$	$0.239^{+0.010}_{-0.009}$
$1.95 - 2.18$	0.266	0.011	0.045	0.047	$0.266^{+0.014}_{-0.010}$	$0.284^{+0.010}_{-0.011}$	$0.251^{+0.009}_{-0.010}$
$2.18 - 2.4$	0.287	0.013	0.055	0.057	$0.272^{+0.015}_{-0.011}$	$0.288^{+0.009}_{-0.010}$	$0.255^{+0.009}_{-0.010}$

Tableau 7.17 – *Mesure d'asymétrie de charge leptonique du boson W pour différentes pseudo-rapidités de l'électron, avec les erreurs statistique σ_{stat}, systématique σ_{sys} et totale σ_{tot}. Les valeurs prédites pour différents ensembles de PDFs sont données par comparaison.*

La mesure présentée ici n'a pas pu être acceptée à temps pour publication par la collaboration ATLAS, à cause des différences dans les efficacités d'identification entre électrons et positrons sont comprises. Néanmoins, une mesure similaire, avec une luminosité intégrée de 31 pb^{-1}, mais dans le canal $W \to \mu\nu$ a été publiée [252].

7.3.5.3 Premiers résultats officiels d'ATLAS dans le canal $W \to \mu\nu$

Dans ce canal, la principale source d'erreur systématique provient de l'efficacité du déclenchement, de l'ordre de 6-7% dans la partie "tonneau" du spectromètre à muons, et de l'ordre de 2-3% dans la partie "bouchons". Les erreurs d'identification sont importantes près de $\eta = 0$ (de l'ordre de 7%) et près de la région de transition à $\eta = 1.05$ (de l'ordre de 3%), alors qu'elles sont de l'ordre de 1-2% ailleurs. L'erreur due à l'échelle d'énergie et à la résolution des muons est elle du même ordre de grandeur que celle due au bruit de fond QCD, de l'ordre de 1-2%, tandis que l'erreur due au bruit de fond non-QCD, comme pour le canal électron, est inférieure à 1%.

On peut voir le résultat de cette mesure sur la figure 7.23 à gauche. Les valeurs mesurées sont compatibles avec les prédictions. Un test du χ^2 en utilisant les incertitudes de mesure et la valeur centrale des prédictions donnent des valeurs de χ^2/ndf de 9.16/11, 35.81/11, et 27.31/11 pour les ensembles de PDFs CTEQ6.6, HERAPDF1.0, et MSTW08 respectivement.

7.3.5.4 Derniers résultats officiels d'ATLAS.

L'asymétrie de charge a été recalculée à partir des mesures de sections efficaces différentielles des bosons W^+ et W^- [217]. Comme on l'a vu au paragraphe 6.7, plusieurs améliorations ont été effectuées, qui ont aussi un impact sur la mesure d'asymétrie. En particulier, on a vu que l'échelle d'énergie des électrons est connue avec une précision de l'ordre de 1%, et qu'elle est corrigée. Par ailleurs, l'efficacité d'identification est connue avec une meilleure précision, elle est corrigée dans la simulation. De plus, la différence d'efficacité entre électrons et positrons a diminué, grâce à un meilleur alignement du détecteur interne. On voit sur la figure 7.23 à droite le rapport entre les efficacités d'identification pour les positrons et pour les électrons, mesurées avec l'ensemble des données de 2010. On constate que ce rapport est plus proche de 1 avec

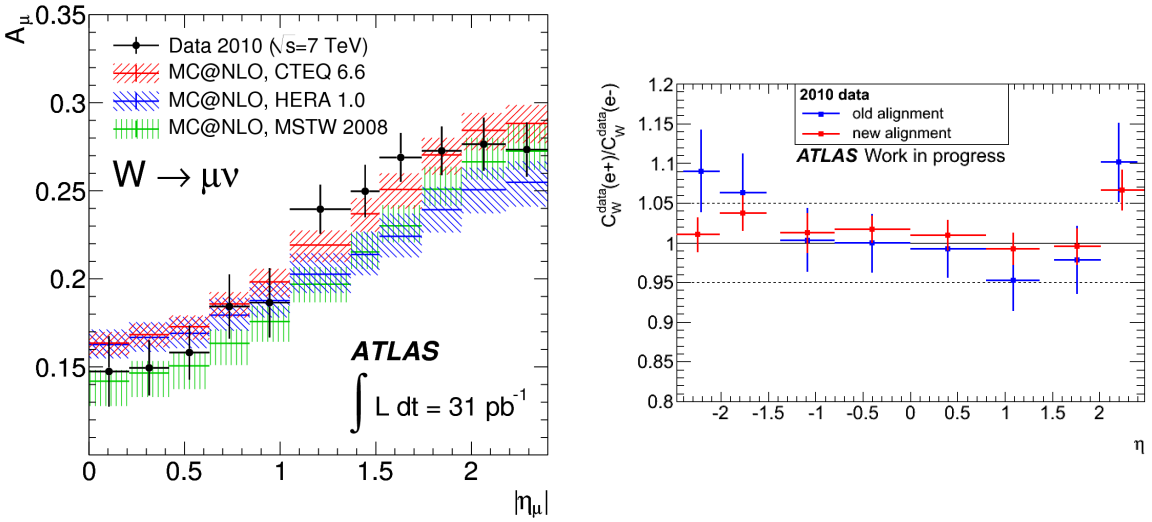


Figure 7.23 – *A gauche, asymétrie de charge du boson $W \to \mu\nu$ en fonction de $|\eta|$, pour les données et les prédictions avec différents ensembles de PDFs. A droite, rapport des efficacités d'identification pour les positrons et les électrons pour les données, pour différents alignements du détecteur interne. Les valeurs pour l'ancien alignement (en bleu) sont tirées du tableau 7.14, et les valeurs pour le nouvel alignement (en rouge) de [99].*

le nouvel alignement, ce qui diminue l'erreur systématique due à l'identification des électrons. L'erreur systématique sur la mesure d'asymétrie passe de 6-20% à 6-11%, avec l'amélioration la plus forte à grande pseudo-rapidité et avant la zone de transition, régions pour laquelle la matière avant le calorimètre est la plus importante. La figure 7.24 à gauche montre l'asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité dans le canal électron, pour la mesure présentée dans ce document, et pour la dernière mesure présentée dans [217]. On peut constater que les deux mesures sont compatibles, même si la plupart des erreurs systématiques ont diminué. On peut voir le résultat pour la combinaison des canaux électrons et muon sur la figure 7.24 à droite, ainsi que les prédictions avec différents ensembles de PDFs. On constate encore une fois que les mesures sont compatibles avec toutes les prédictions, même si l'accord est meilleur avec ABKM09 et HERAPDF1.5.

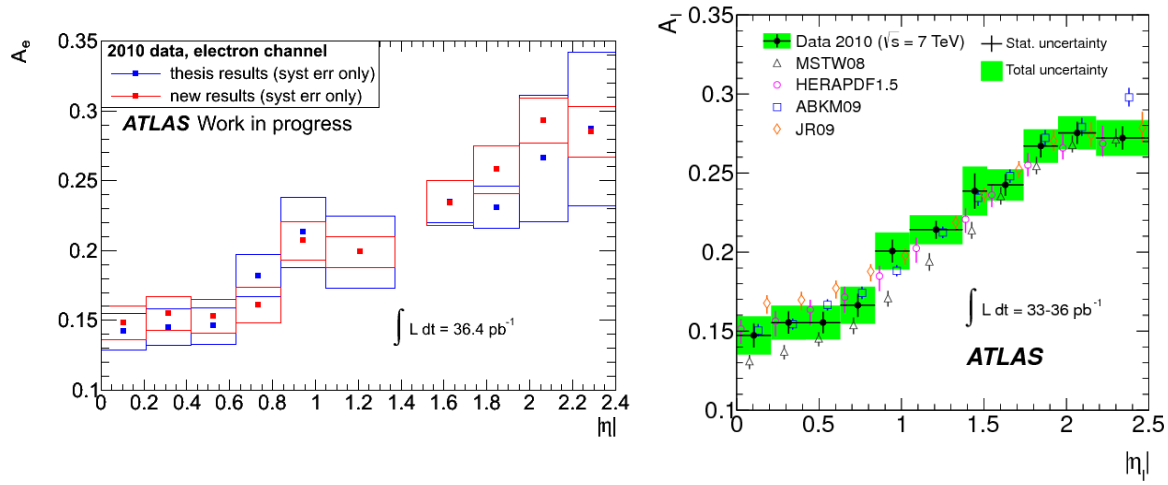


Figure 7.24 – *Asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité. A gauche, pour le canal électron, avec les résultats présentés ici en bleu et ceux présentés dans [217] en rouge, avec uniquement les erreurs systématiques. A droite, pour la combinaison des deux canaux, et avec les mesures comparées aux prédictions de différents ensembles de PDFs.*

7.3.6 Résultats des autres expériences du LHC

7.3.6.1 De l'expérience CMS

La mesure d'asymétrie de charge leptonique a également été réalisée avec l'expérience CMS, avec 36 pb^{-1} de données [242]. Comme l'expérience ATLAS, elle est effectuée dans une région en pseudo-rapidité du lepton inférieure à 2.4 (avec 6 bins), mais elle a été mesurée pour deux gammes d'impulsion transverse du lepton, $p_T^\ell > 25GeV$ et $p_T^\ell > 30GeV$, puisque l'on a vu au paragraphe 7.1.3.2 que différentes valeurs de l'énergie/impulsion transverse du lepton pouvaient donner accès à différents rapports x_1/x_2.

Le calcul de l'asymétrie est réalisé de manière simplifiée par rapport à ATLAS, puisqu'il est fait avec la formule :

$$A_\ell = \frac{dN^+/d\eta - dN^-/d\eta}{dN^+/d\eta + dN^-/d\eta} \tag{7.14}$$

où N^+ et N^- sont le nombre d'événements de signaux mesurés. Comme pour le calcul de la section efficace (paragraphe 6.6), ces nombres ont été extraits à l'aide d'ajustements de maximum de vraisemblance pour chaque charge et chaque bin en η. Pour le canal $W \to e\nu$, ces ajustements sont réalisés sur la variable d'énergie transverse manquante. Pour le canal $W \to \mu\nu$ sur une variable d'isolation ξ définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des charges (sans celle du muon) et des énergies transverses dans le système calorimétrique, dans un cône $\Delta R < 0.3$. L'erreur systématique relative sur l'asymétrie associée est de l'ordre de 1-2%

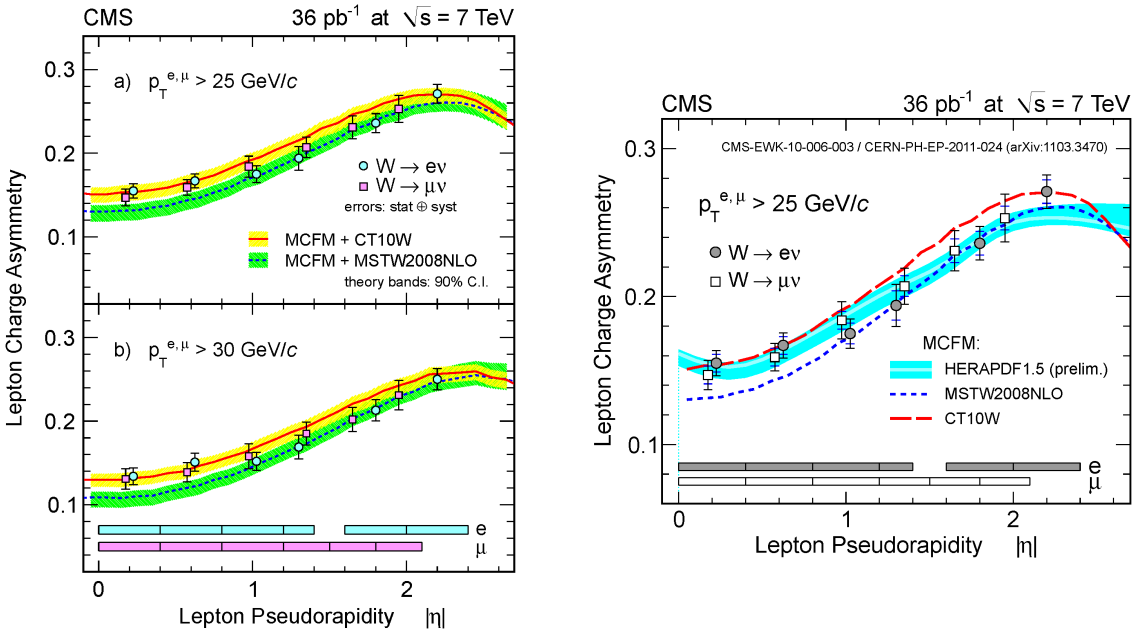


Figure 7.25 – *Asymétrie de charge leptonique du boson en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions avec différents ensembles de PDFs, mesurée avec l'expérience CMS dans les canaux $W \to e\nu$ et $W \to \mu\nu$, et dans deux régions en p_T. Les figures de gauche et droite contiennent différents ensembles de PDFs, dont deux également utilisés dans les résultats d'ATLAS.*

L'incertitude principale est due à l'identification des électrons et des muons, en particulier le différence entre les charges positives et négatives. L'efficacité d'identification est mesurée avec

une méthode "tag-and-probe" avec des événements $Z \to \ell\ell$, et le rapport d'efficacités ϵ^+/ϵ^- est compatible avec l'unité. L'erreur statistique sur ce rapport est considéré comme erreur systématique, ce qui aboutit à une erreur systématique relative sur l'asymétrie de 2-5%.

La més-identification de la charge est de l'ordre de 0.1-0.4% dans le canal électron, aboutissant à une erreur sur l'asymétrie de 0.1-0.4%, et qui est inférieure à 10^{-4} dans le canal muon donc négligeable. Afin de pouvoir comparer les résultats aux prédictions, les données sont corrigées des différences d'échelle d'énergie/impulsion des électrons/muons. Celles-ci sont déterminées dans les données à l'aide d'événements $Z \to \ell\ell$, et l'incertitude est de l'ordre de 1%, ce qui aboutit à une incertitude relative sur l'asymétrie de 1-2% dans le canal électron et 2-4% dans le canal muon.

L'erreur systématique relative totale est donc de l'ordre de 4 à 5%, du même ordre de grandeur que l'erreur statistique.

La figure 7.25 à gauche montre la distribution de l'asymétrie de charge leptonique pour les 2 canaux de désintégration en fonction de la pseudo-rapidité, pour deux valeurs de l'énergie/impulsion transverse du lepton. Et la figure de droite montre la distribution comparée aux prédictions des PDFs HERAPDF1.5, MSTW08 et CT10W. Là aussi, les données sont en accord avec toutes les prédictions.

7.3.6.2 De l'expérience LHCb

L'expérience LHCb permettant de mesurer des bosons W sur une couverture angulaire plus étendue que ATLAS et CMS, elle permet, grâce à des mesures d'asymétries de charge pour $2 < \eta < 4.9$, d'atteindre des valeurs plus petites de x. L'asymétrie de charge a été mesurée dans le canal $W \to \mu\nu$ avec 16.5 pb^{-1} de données [253].

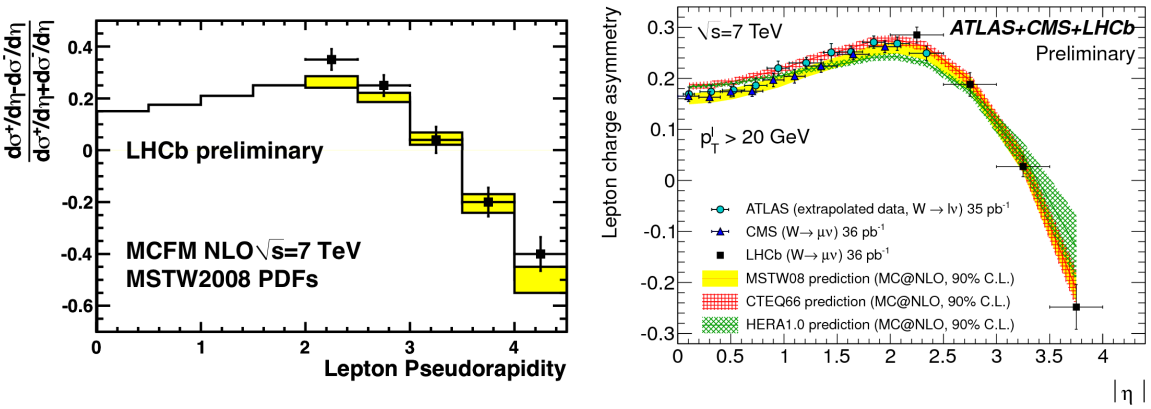


Figure 7.26 – *Asymétrie de charge leptonique du boson en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions, dans le canal $W \to \mu\nu$, mesurée avec l'expérience LHCb à gauche, et combinée entre ATLAS, CMS et LHCb à droite.*

Les candidats sont sélectionnés en cherchant un muon d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV, isolé, et avec une trace de bonne qualité et compatible avec le point d'interaction. A cause de la couverture angulaire incomplète du détecteur, il n'est pas possible de mesurer l'énergie transverse manquante. A la place, on demande à ce que la masse transverse des autres traces reconstruites soit inférieure à 20 GeV, et que la somme vectorielle de l'impulsion transverse soit inférieure à 10 GeV.

Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sont déterminés, comme pour CMS, avec un ajustement de maximum de vraisemblance de la distribution de l'impulsion transverse du muon. Avec cette méthode, 4817 W^+ et 3480 W^- sont extraits pour le calcul de l'asymétrie, avec un rapport signal/bruit de 1.6 environ.

L'asymétrie de charge est mesurée en 5 bins en η, comme on le voit sur la figure 7.26 à gauche. Les erreurs principales sont liées à la détermination du bruit de fond (3% et 5% d'erreur sur la mesure de σ_{W^+} et σ_{W^-} respectivement), et à l'estimation de l'efficacité de reconstruction des traces mesurée avec une méthode "tag-and-probe" (4% d'erreur sur le mesure de $\sigma_{W^\pm}$). Les données sont en accord avec les prédictions qui utilisent les PDFs MSTW08.

La figure 7.26 à droite montre également les résultats de CMS, LHCb et ATLAS superposés. Dans les deux premiers cas il s'agit du canal $W \to \mu\nu$, avec des muons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et sans coupure sur l'énergie transverse manquante. Pour ATLAS, les résultats présentés au paragraphe 7.3.5.4 sont extrapolés à ces coupures pour pouvoir comparer les résultats pour le même espace de phase [254].

7.3.6.3 Intégration des résultats pour contraindre les PDFs et futur

Les résultats des premières mesures d'asymétrie peuvent dès à présent être utilisés pour contraindre les PDFs. Par exemple, la figure 7.27 montre l'erreur sur les PDFs NNPDF2.1 des quarks u et $\bar{d}$ avec et sans intégration des résultats d'ATLAS et CMS. Les résultats des deux expériences sont parfaitement compatibles, et permettent de réduire de 30 à 40 % l'incertitude sur les PDFs pour les (anti)quarks légers, et pour les moyens et petits x ($10^{-5} < x < 10^{-2}$). En utilisant les résultats d'ATLAS seuls, l'amélioration est comprise entre 15 et 20%.

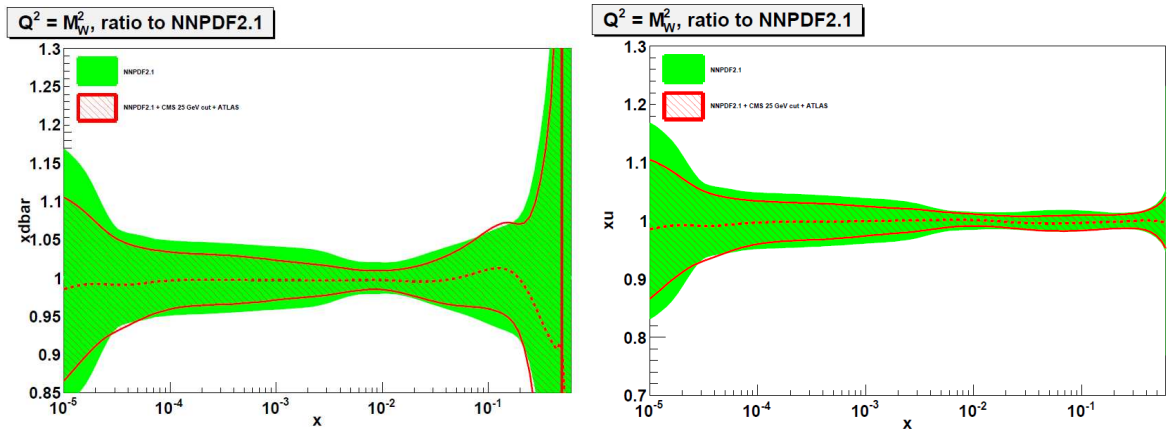


Figure 7.27 – *Erreur sur les PDF NNPDF2.1 des quarks $\bar{d}$ (à gauche) et u (droite) avec (en rouge) et sans (en vert) intégration des résultats d'ATLAS et CMS [255].*

Avec les données de 2011, et environ 5 fb^{-1} de données attendues, il est possible d'améliorer la mesure d'asymétrie pour mieux contraindre les PDFs. Par exemple, cette mesure peut se faire pour différentes valeurs de l'énergie transverse de l'électron, ou en fonction de l'impulsion transverse du boson W. Il est également possible de mesurer cette asymétrie de charge en fonction de l'énergie transverse des électrons, pour différentes multiplicités des jets, ou pour différentes valeurs de l'impulsion du boson W.

Conclusion

"*The Road goes ever on and on*
Down from the door where it began.
Now far ahead the Road has gone,
And I must follow, if I can,
Pursuing it with eager feet,
Until it joins some larger way
Where many paths and errands meet.
And whither then ? I cannot say."

J. R. R. Tolkien, *Le Seigneur des anneaux*, 1954.

Depuis 2009, le LHC fonctionne et tient ses promesses. Après un démarrage difficile en 2008, les années 2010 et début 2011 furent fructueuses, avec en quelques mois la redécouverte de toutes les particules du Modèle Standard (qu'il avait fallu 103 ans à découvrir), les limites du Tevatron sur la physique au-delà du Modèle Standard repoussées, et une découverte du boson de Higgs possible dès cette année.

Mais tout ceci est l'aboutissement de plus de vingt années de conception, de réalisation, de tests en faisceaux, etc. Depuis mi-2008, il a été possible de tester tout le détecteur *in situ*, en particulier les différentes étapes de la reconstruction de l'énergie des cellules du système calorimétrique. Ceci a pu se faire de façon globale, en lien avec la mise en œuvre de la reconstruction de l'énergie transverse manquante qui pouvait être vérifiée pour la première fois. On a vu que les piédestaux et le bruit des 200000 cellules du calorimètre étaient sous contrôle. On a aussi constaté que les problèmes du calorimètre, comme du bruit cohérent ou des cellules bruyantes pouvaient créer des queues dans la distribution de l'énergie transverse manquante et interférer avec la physique. L'utilisation des jets comme sonde des problèmes du calorimètre a été la première étape d'une méthode utilisée par la suite. Le détecteur était donc prêt pour les premières collisions du LHC fin 2009 [115, 256, 257, 258].

Afin d'étudier le boson W décroissant en électron et neutrino, une topologie simple, il est nécessaire de maîtriser la reconstruction et les performances des états finals. On a vu au moment des premières collisions que les performances de l'énergie transverse manquante étaient sous contrôle, grâce au travail avant ces collisions [133, 132]. Lors des premières collisions à 7 TeV, il a fallu s'assurer du contrôle des queues de distribution, toujours en utilisant les jets pour mettre en évidence des problèmes dus aux calorimètres. L'énergie transverse manquante était alors comprise sur sept ordres de grandeur, et utilisable pour les mesures de physique [149, 259].

Les premiers électrons de haute énergie ayant été observés en même temps que les premiers bosons W, il a été possible de tester la reconstruction de l'énergie et l'identification des électrons issus de collisions. On a découvert que la forme des gerbes était différente de celle attendue, et sa modélisation exacte reste toujours à comprendre. De même, la matière avant le calorimètre n'est pas encore connue suffisamment précisément pour atteindre les spécifications sur la résolution

et l'échelle d'énergie des électrons [164].

La compréhension de ces objets s'est faite en parallèle avec les premières mesures liées au boson W. En quelques mois de prise de données à 7 TeV, soit 315 nb^{-1}, il a été possible de l'observer [45] et de mesurer sa section efficace de production [46, 215]. Comme il s'agissait d'une des premières mesures de physique de l'expérience ATLAS, plusieurs méthodes ont été mises en place pour traiter notamment du phénomène d'empilement ou des zones à problème du calorimètres. Les erreurs systématiques sur cette mesure, liées aux électrons et à l'énergie transverse manquante ont également été évaluées, l'incertitude sur la reconstruction et l'identification des électrons étant la principale source d'erreur. Toutes ces méthodes ont ensuite pu être utilisées pour les autres mesures de physique. La section efficace de production mesurée ($\sigma_W^{tot}.BR(W \to e\nu) = 10.51 \pm\ 0.34\ (\text{stat}) \pm\ 0.81\ (\text{syst}) \pm 1.16\ (\text{lumi})$ nb) est en accord avec les prédictions, et la principale source d'erreur vient de l'estimation de la luminosité.

La mesure de l'asymétrie de charge du boson W, réalisée avec toutes les données enregistrées en 2010, soit 36 pb^{-1} de données, permet de s'affranchir au premier ordre de cette incertitude sur la luminosité. Cette mesure est importante pour contraindre les fonctions de distribution de partons du proton. En effet, ces fonctions sont mal connues à petite impulsion de transfert x, un domaine couvert par le LHC, et constituent aujourd'hui une limitation à beaucoup d'analyses de physique. La mesure de cette asymétrie de charge est semblable à la mesure de la section efficace de production, mais certaines erreurs systématiques, indépendantes de la charge, s'annulent. L'asymétrie de charge mesurée avec toutes les données est de $A_e(\text{intégré}) = 0.201 \pm 0.003\ (\text{stat}) \pm 0.023\ (\text{syst})$. La mesure, effectuée en fonction de la pseudo-rapidité, reste néanmoins dominée par l'erreur sur l'identification des électrons. Pour l'instant, les résultats de la mesure ne permettent pas de différencier entre différentes descriptions des fonctions de distribution de partons, mais pourront être utilisés, comme ceux des expériences du Tevatron, pour mieux les contraindre [251].

Annexes

Annexe A

Système de coordonnées d'ATLAS.

Le système de coordonnées utilisé dans ATLAS est basé sur un repère cartésien dont l'origine se situe au centre du détecteur, l'axe Ox étant dirigé vers le centre du LHC, l'axe Oy vers le haut, et l'axe Oz dans la direction des faisceaux. Le détecteur est traditionnellement divisé en un côté A pour les z positifs (c'est-à-dire vers le point 8), et C pour les z négatifs (c'est-à-dire vers le point 2). A partir de ce repère, on définit l'angle azimutal φ entre l'axe Ox et le point mesuré, ainsi que l'angle polaire θ entre l'axe Oz et le point mesuré, comme explicité sur la figure A.1.
Cependant, on utilise plus couramment la pseudo-rapidité η [i] définie par

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

Elle vaut 0 le long de l'axe vertical Oy, et tend vers $+\infty$ ou $-\infty$ quand on rapproche respectivement des axes Oz positif ou Oz négatif. La couverture angulaire des détecteurs est donnée en unités de pseudo-rapidité, et on peut noter que la zone de précision du calorimètre électromagnétique va jusqu'à $|\eta| = 2.5$, ce qui correspond à 9.4° du faisceau, et que la couverture maximale du calorimètre est de $|\eta| = 4.9$, soit un angle de seulement 0.9° du faisceau.

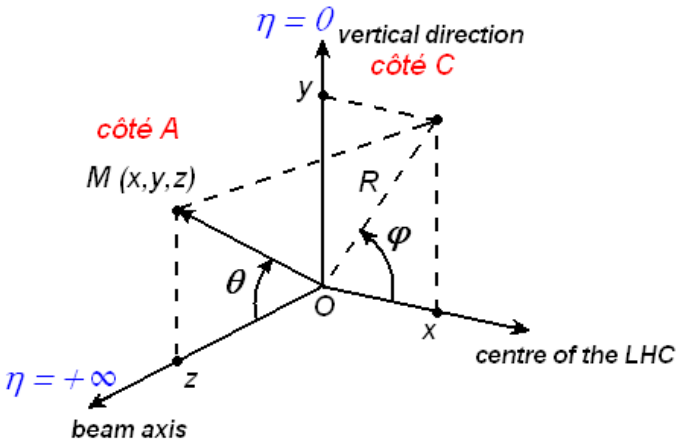


Figure *A.1* – *Système de coordonnées utilisé dans ATLAS.*

Par ailleurs, toutes les grandeurs dites "transverses" le sont par rapport à l'axe du faisceau, c'est-à-dire dans le plan Oxy.

i. La pseudo-rapidité équivaut à la rapidité définie par $y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$, dans la limite d'une particule ultra-relativiste ou de masse très faible.

Annexe B

Granularité du système calorimétrique d'ATLAS.

Le système calorimétrique d'ATLAS contient au total 187648 cellules. Le tableau B.1 montre le nombre de cellules pour chaque couche de chaque calorimètre.

	EM tonneau	EM bouchon	Tile tonneau	Tile Gap (Scint.)	Tile Ext	HEC	FCal
S0	7808	1536	–	–	–	1536	–
S1	58752	28544	1280	–	640	1472	2016
S2	29184	23424	1152	–	768	1344	1000
S3	13824	10240	448	–	384	1280	508
Total	109568	63744	2880	508	1792	5632	3524

Tableau B.1 – *Nombre de cellules dans les différentes couches du système calorimétrique.*

Le tableau B.2 et la figure B.1 détaillent la granularité du calorimètre électromagnétique. On peut y remarquer notamment la granularité plus fine en η du compartiment 1 et la profondeur plus grande du compartiment 2. Le tableau B.3 et la figure B.2 correspondent aux calorimètres HEC et FCal. Dans le cas du FCal, la granularité en $\eta - \varphi$ est indicative, car les cellules de ce calorimètre sont disposées dans le plan $x - y$, comme on le voit sur la figure. Enfin, le tableau B.4 et la figure B.3 décrivent la granularité du calorimètre à tuiles. Dans ce dernier, les compartiments A, BC et D sont souvent référés comme les compartiments 1, 2 et 3 dans le présent document.

	η min	η max	Granularité η	Granularité φ	Nbins η	Nbins φ
EM tonneau						
Sampling 0	0	1.525	0.025	0.10	61	64
Sampling 1	0	0.00625	0.00625	0.10	1	64
	0.00625	1.4	0.003125	0.10	446	64
	1.4	1.475	0.025	0.025	3	256
Sampling 2	0	1.4	0.025	0.025	56	256
	1.4	1.475	0.075	0.025	1	256
Sampling 3	0	1.35	0.05	0.025	27	256
EM bouchons						
Sampling 0	1.5	1.8	0.025	0.10	12	64
Sampling 1	1.375	1.425	0.05	0.10	1	64
	1.425	1.5	0.025	0.10	3	64
	1.5	1.8	0.003125	0.10	96	64
	1.8	2.0	0.004167	0.10	48	64
	2.0	2.4	0.00625	0.10	64	64
	2.4	2.5	0.025	0.10	4	64
	2.5	3.2	0.10	0.10	7	64
Sampling 2	1.375	1.425	0.05	0.025	1	256
	1.425	2.5	0.025	0.025	43	256
	2.5	3.2	0.10	0.10	7	64
Sampling 3	1.5	2.5	0.05	0.025	20	256

Tableau B.2 *– Granularité du calorimètre électromagnétique.*

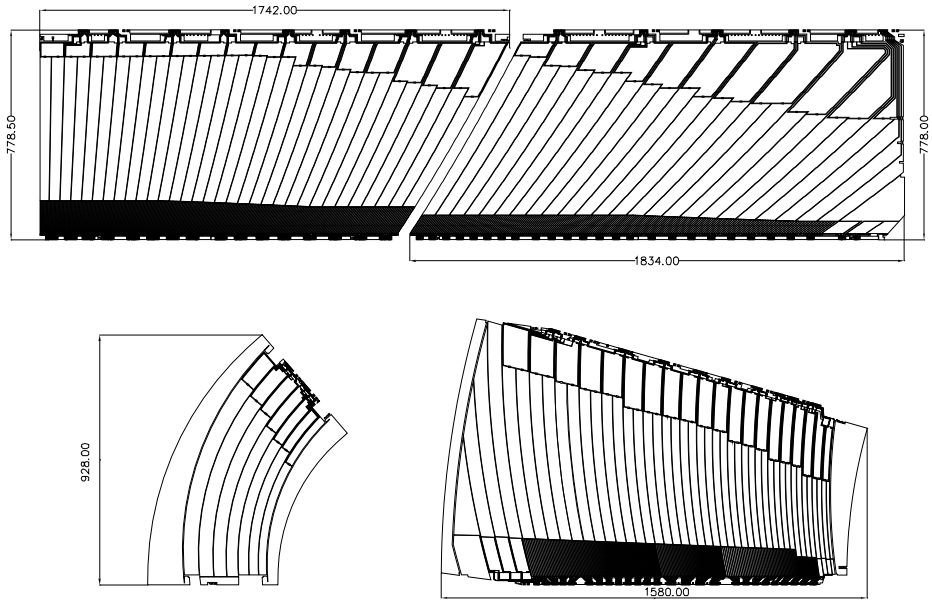


Figure *B.1* *– Schéma des quatre types d'électrodes utilisées dans le calorimètre électromagnétique (avant pliage). Les deux électrodes du haut correspondent au tonneau, et celles du bas aux bouchons, avec la petite roue à gauche et la grande roue à droite.*

	η min	η max	Granularité η	Granularité φ	Nbins η	Nbins φ
HEC						
Sampling 0	1.5	2.5	0.10	0.10	10	64
	2.5	3.3	0.20	0.20	4	32
Sampling 1	1.5	2.5	0.10	0.10	10	64
	2.5	3.1	0.20	0.20	3	32
Sampling 2	1.6	2.5	0.10	0.10	9	64
	2.5	3.1	0.20	0.20	3	32
Sampling 3	1.7	2.5	0.10	0.10	8	64
	2.5	3.3	0.20	0.20	4	32
FCal						
Sampling 1	3.09	4.92	0.029	0.39	64 [a]	16
Sampling 2	3.18	4.92	0.054	0.39	32 [b]	16
Sampling 3	3.26	4.92	0.104	0.39	16 [c]	16

a. dont 16 cellules non connectées
b. dont 12 cellules non connectées
c. dont 2 cellules non connectées

Tableau B.3 – *Granularité des calorimètres hadroniques HEC et FCal.*

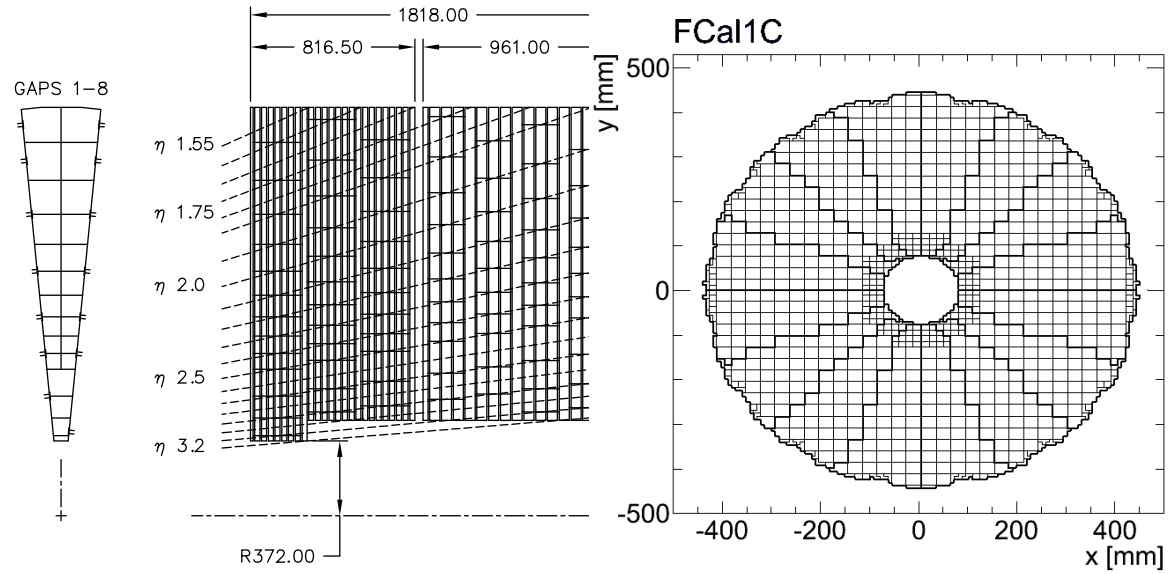


Figure *B.2* – *A gauche, vues schématiques du calorimètre hadronique bouchon, dans le plan $R-\varphi$ et $R-z$. A droite, vue frontale du compartiment 1 du calorimètre à l'avant. Les lignes noires fines délimitent les cellules, et les lignes noires épaisses mettent en évidence les découpages en φ .*

	η min	η max	Granularité η	Granularité φ	Nbins η	Nbins φ
Tile tonneau						
Sampling 1 (A)	0	1.0	0.10	0.10	10	64
Sampling 2 (BC)	0	0.9	0.10	0.10	9	64
Sampling 3 (D)	0	0.1	0.20	0.10	0.5	64
	0.1	0.7	0.20	0.10	3	64
Tile intermédiaire						
scintillateur "gap" (E)	1.0	1.2	0.10	0.10	2.00	64.00
scintillateur "crack" (E)	1.2	1.6	0.20	0.10	2.00	64.00 [a]
Tile tonneau étendu						
Sampling 1 (A)	1.1	1.5	0.10	0.10	4	64
	1.5	1.7	0.20	0.10	1	64
Sampling 2 (BC)	1.0	1.6	0.10	0.10	6	64
Sampling 3 (D)	0.8	1.4	0.20	0.10	3	64

a. dont 2 scintillateurs enlevés pour les câbles du MBTS

Tableau B.4 *– Granularité du calorimètre à tuiles.*

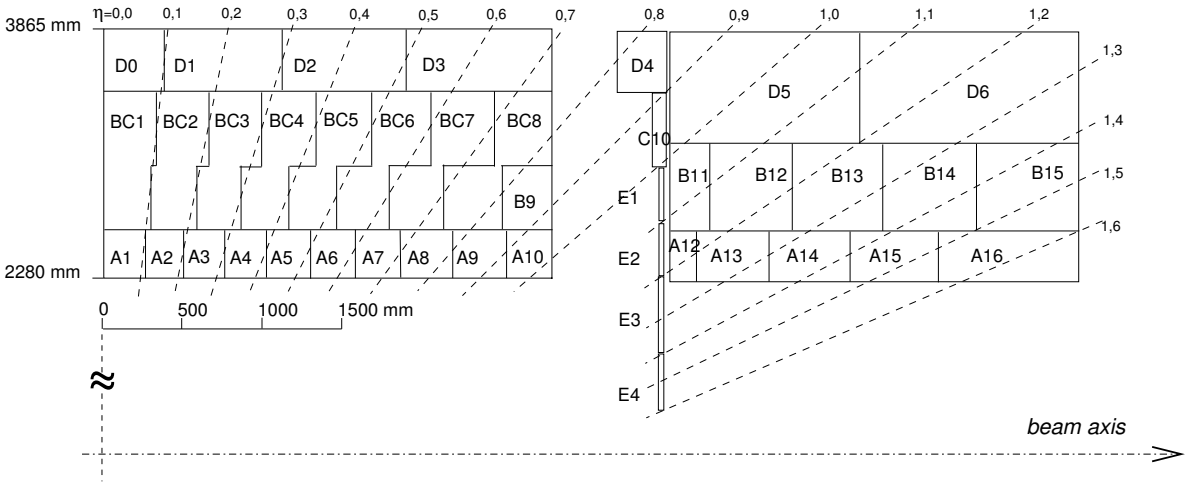


Figure *B.3* *– Schéma dans le plan $R-z$ du calorimètre à tuiles (tonneau à gauche et tonneau étendu à droite). On peut voir la segmentation transversale et longitudinale ;*

Annexe C

Qualité des données du calorimètre à argon liquide

C.1 Qualité des données dans ATLAS en 2010

Les données accumulées par ATLAS ne peuvent être utilisées aveuglement pour les études de physique. En effet, certains problèmes ont pu apparaître pendant l'acquisition : champs magnétiques non nominaux, courts-circuits, etc, qui doivent être connus et dont l'information doit être propagée à tous.
Pour cela, un système a été mis en place pour estimer la valeur des données, basé sur 3 types de "drapeaux" :

- Rouge : les données sont définitivement corrompues et ne doivent pas être utilisées ;
- Jaune : les données ne doivent pas être utilisées à présent, mais il est possible de corriger le problème après un retraitement des données ;
- Vert : les données peuvent être utilisées ;

Ces drapeaux sont attribués à chaque LumiBloc (intervalle de temps pendant pour lequel la luminosité est calculée, de 2 minutes en 2010).

Ils sont alloués par les groupes responsables des détecteurs et des performances des objets physiques. La définition de quelques drapeaux des détecteurs et des objets se trouve dans les tableaux C.1 et C.2.

Chaque analyse de physique utilise les drapeaux appropriés pour sélectionner les LumiBlocs à utiliser. Par exemple, dans les études utilisant les bosons W (chapitres 6 et 7), on demande une bonne qualité des calorimètres, du détecteur interne, du champ solénoïdal, du déclenchement, des électrons, et de l'énergie transverse manquante.

On peut voir sur la figure C.1 la fraction de données, pondérées par la luminosité, qui ont une bonne qualité pour l'analyse des données, durant les périodes de collisions de faisceaux stables à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, et pendant lesquelles le détecteur interne et le spectromètre à muons étaient allumés. Ceci correspond à l'ensemble des données collectées en 2010, soit une luminosité intégrée de 45pb^{-1}. Ne sont pas comptées ici les données perdues entre le temps où le LHC déclare que les faisceaux sont stables et le moment où le détecteur interne et le spectromètre à muons sont mis en marche, c'est-à-dire que la haute tension est montée à sa valeur nominale et les pré-amplificateurs du détecteur à pixels, le plus proche du faisceau, sont allumés, ce qui correspondrait à une inefficacité de 2%.

L'inefficacité dans le détecteur CSC est due à 6 chambres sur 16 qui ont été problématiques pendant quelques jours. Les inefficacités dans les calorimètres à argon liquide sont essentiel-

lement dus à des courts-circuits dans les systèmes à haute tension et à des bouffées de bruit, comme on va le voir au paragraphe suivant.

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 √s=7 TeV between March 30th and October 31st (in %). The inefficiencies in the LAr calorimeter will partially be recovered in the future.

Figure *C.1* – *Fraction des données avec une bonne qualité par sous-détecteur pour les données de collision proton-proton en 2010.*

C.2 Qualité des données pour les calorimètres à argon liquide en 2009 et 2010.

Pour le calorimètre à argon liquide, huit drapeaux existent, deux pour les côtés A et C de chaque calorimètre. Afin d'estimer la qualité des données pendant les collisions, un lot de données est analysé, qui contient des déclenchements aléatoires pendant un croisement de faisceau, afin d'avoir des événements sans contenu physique. Les principaux problèmes qui peuvent se rencontrer dans les calorimètres à argon liquide concernent l'intégrité des données, les problèmes de haute tension, ou les cellules bruyantes.

Une des principale cause de perte de données est les **courts-circuits** des alimentations hautes-tensions. En effet, quand le court-circuit se produit, et de manière générale quand l'alimentation en haute tension des électrodes n'est pas fixe, on ne peut pas se fier aux données recueillies par les électrodes, donc les LumiBlocs concernés doivent être marqués en rouge pour le sous-détecteur concerné. Comme il faut plusieurs dizaines de minutes pour remettre la haute tension à sa valeur nominale, cet intervalle de temps est perdu. On estime ainsi que plusieurs pourcents du total des données acquises par ATLAS en 2010 ont été perdues à cause de cela. En revanche, dans l'intervalle de temps entre le moment où le court-circuit se produit et le moment où l'expert commence à remonter la haute-tension, dans une cellule, seule une des deux électrodes est alimentée, donc en modifiant la base de données pour tenir compte de ce fait, l'énergie peut être reconstruite correctement. C'est pourquoi les LumiBlocs de cet intervalle sont notés jaunes jusqu'à ce que la base de données soit mise en jour, comme résumé sur la figure C.2 à gauche.

La cause de ces courts-circuits n'est pas encore connue, mais leur fréquence semble augmenter avec la luminosité, comme on peut le voir sur la figure C.2 à droite. Ainsi, pendant la période B, on a recensé 1.47 court-circuit par semaine, pendant la période C, 3.11 par semaine, pendant la période D, 3.81 par semaine, et pendant la période E, 7.35 par semaine.

Une autre source de rejet de données est le **bruit des cellules** du calorimètre, que ce soit une cellule particulière qui est très bruyante pendant un run, soit des bouffées de bruit dans une certaine zone du détecteur.

Dans le premier cas, si la cellule est détectée à temps, elle peut-être masquée dans la reconstruction des données, et ainsi ne pas avoir d'impact sur la physique. On ne masque que les

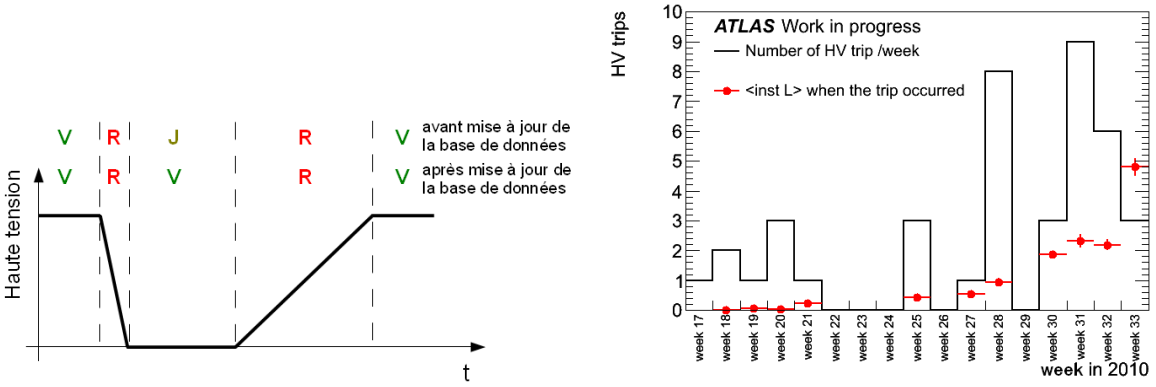


Figure *C.2* – *A gauche, drapeaux à assigner pendant et après un court-circuit dans une alimentation haute-tension. A droite, nombre de courts-circuits par semaine et luminosité moyenne instantanée au moment du court-circuit.*

cellules bruyantes qui ont un impact connu sur la physique, c'est-à-dire qui crée des topoclusters d'énergie transverse supérieure à plusieurs GeV de façon significative. Pour considérer qu'une cellule est bruyante, on compare la valeur de son énergie à la valeur du bruit. Pour une cellule ayant un bruit gaussien, son énergie ne doit être supérieure à 3 fois la valeur du bruit que dans 0.27% des cas, et 5 fois supérieure à la valeur du bruit que dans $5.73.10^{-5}$% des cas. En regardant la proportion d'événements où une cellule a son énergie supérieure a 3 et 5 sigmas, mais aussi en regardant la qualité du signal, c'est-à-dire la différence entre la forme du signal et la forme du signal prédite, on peut estimer si la cellule est bruyante durant un run ou non. On peut voir sur la figure C.3 l'effet du masquage des cellules bruyantes pour un run. Les deux histogrammes représentent une carte en η et φ du nombre de topoclusters ayant eu une énergie transverse supérieure à 10 GeV pendant un run. Sur la figure de gauche, faite avant le masquage des cellules bruyantes, on peut voir plusieurs endroits où des clusters sans contenu physique sont créés par une cellule bruyante. La figure de droite représente les mêmes données après que les cellules bruyantes ont été masquées ; on peut voir que les zones bruyantes ont disparu.

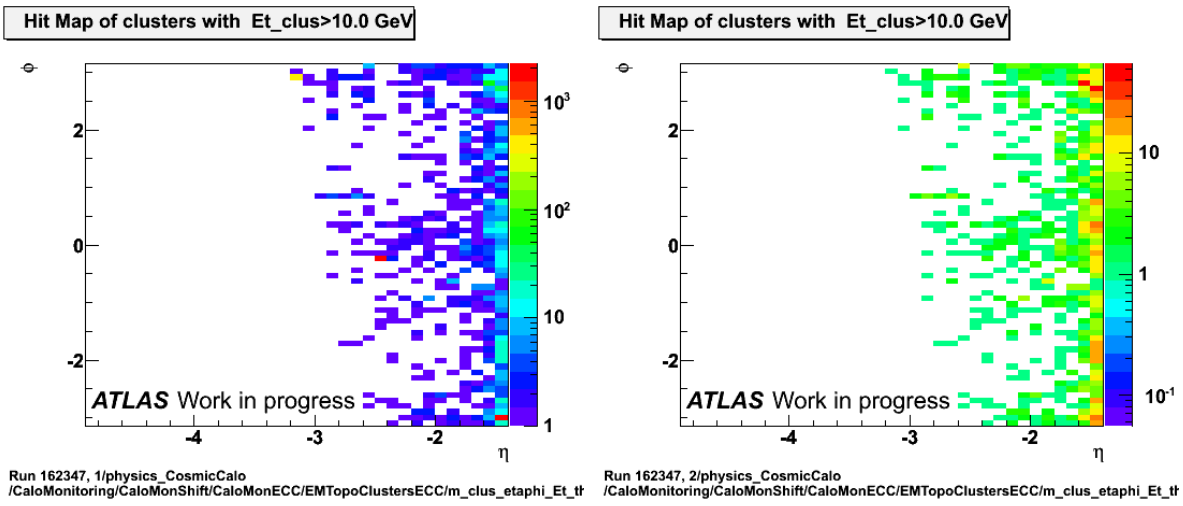


Figure *C.3* – *Carte (η ; φ) des topoclusters avec $E_T > 10$ GeV pendant le run 162347 enregistré le 19 août 2010. La figure de gauche a été faite avec les données avant masquage des cellules bruyantes, alors que la figure de droite a été faite avec les données après masquage de ces cellules.*

Comme les cellules bruyantes ne le sont pas tout le temps, il faut les vérifier à chaque run. Certaines de ces cellules sont parfois par la suite placées dans une base de données de cellules à problème, afin d'être tout le temps masquées dans la reconstruction.

Une autre source de bruit est les **bouffées de bruit** (ou *noise bursts*), c'est-à-dire quand plus de 2% des cellules (contre 0.27% normalement) d'un sous-détecteur ont leur énergie supérieure à 3 fois la valeur du bruit dans un événement. Si dans un LumiBloc plus de 10 événements ont une bouffée de bruit, ou que l'énergie totale accumulée est supérieure à 20, 80, ou 40 GeV pour les calorimètres EM, HEC et FCal respectivement, il y a un risque que des bouffées de bruit se superposent à un événement de collision. Le LumiBloc pour le sous-détecteur concerné est alors noté jaune pour le calorimètre, puis rouge pour l'analyse. Ceci contribue à une inefficacité de quelques pourcents.

La cause de ces bouffées de bruit n'est pas encore connue. Il semble que certaines soit corrélées avec des courts-circuits de l'alimentation en haute tension, mais on n'a pas encore pu déterminer si l'un était la cause de l'autre.

Détecteur interne	PIX0	Première couche (b-layer) du détecteur à pixels tonneau
	PIXB	Autres couches du détecteur à pixels tonneau
	PIXEA, PIXEC	Détecteur à pixels bouchons
	SCTB	Trajectographe à semi-conducteurs tonneau
	SCTEA, SCTEB	Trajectographe à semi-conducteurs bouchons
	TRTB	Trajectographe à rayonnement de transition tonneau
	TRTEA, TRTEB	Trajectographe à rayonnement de transition bouchons
	TRTTR	Coups à haut seuils du TRT
	IDGL	Qualité des traces reconstruites
	IDAL	Alignement des traces reconstruites
LAr	EMBA, EMBC	Calorimètre électromagnétique tonneau
	EMECA, EMECC	Calorimètre électromagnétique bouchons
	HECA, HECC	Calorimètre hadronique bouchons
	FCALA, FCALC	Calorimètre à l'avant
Tile	TILBA, TILBC	Calorimètre à tuiles tonneau
	TIEBA, TIEBC	Calorimètre à tuiles tonneau étendu
	TIGB	Qualité globale du calorimètre à tuiles
Spectromètre à muons	MDTBA, MDTBC	MDT tonneau
	MDTEA, MDTEC	MDT bouchons
	RPCBA, RPCBC	RPC tonneau
	TGCEA, TGCEC	TGC bouchons
	CSCEA, CSCEC	CSC bouchons
Déclenchement	L1CAL	Déclenchement calorimétrique de niveau 1
	L1CTP	CTP du déclenchement de niveau 1
Champs magnétiques	ATLSOL	Champ solénoïdal
	ATLTOR	Champ toroïdal
Drapeau global	ATLGL	Rempli par le groupe chargé de la qualité des données

Tableau C.1 *– Noms des drapeaux des sous-détecteurs, utilisés pour la qualité des données.*

Electrons	EIDB	Electrons dans le tonneau
	EIDC	Electrons dans la zone de transition
	EIDE	Electrons dans les bouchons
Jets	JETB	Jets tels que $\|\eta\| < 1.5$
	JETEA, JETEC	Jets tels que $1.5 < \|\eta\| < 3.2$
	JETFA, JETFC	Jets tels que $\|\eta\| > 3.2$
E_T^{miss}	METCALO	$E_T^{miss,\ Calorimètre}$
	METMUON	$E_T^{miss,\ Muon}$

Tableau C.2 *– Noms des drapeaux de certains objets, utilisés pour la qualité des données.*

Bibliographie

[1] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Phys. Rept. **427** (2006) 257, hep-ex/0509008.

[2] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22** (1961) no. 4, 579 – 588. http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DR-470FCCY-3/2/73adaafe245cc26ee7aa3aa7215f18e1.

[3] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, . Originally printed in *Svartholm : Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377.

[4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

[5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (Oct, 1964) 508–509.

[6] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (Aug, 1964) 321–323.

[7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Physical Review Letters **13** (Nov., 1964) 585–587.

[8] L. D. Landau, *Theory of phase transformations. I*, Phys. Z. Sowjetunion **11** (1937) no. 26, .

[9] Y. Nambu, *Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity*, Phys. Rev. **117** (Feb, 1960) 648–663.

[10] K. Nakamura and others (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, J. Phys. G **37** (2010) 1+. http://pdg.lbl.gov.

[11] ALEPH Collaboration, D. Abbaneo et al., *A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, arXiv:hep-ex/0112021.

[12] N. Cabibbo, *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. **10** (Jun, 1963) 531–533.

[13] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652–657.

[14] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214–215.

[15] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Part I*, CERN-TH-401 (1964) .

[16] G. Zweig, *An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking; Part II*, CERN-TH-412 (1964) .

[17] S. Bethke, *Experimental tests of asymptotic freedom*, Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007) 351–386, arXiv:hep-ex/0606035.

[18] D. Abbaneo, *Combined preliminary data on Z parameters from the LEP experiments and constraints on the Standard Model*, CERN-PPE-94-187. CERN-L3-078 (1994) .

[19] M. W. Grunewald, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, .

[20] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., *Evidence for an anomalous like-sign dimuon charge asymmetry*, Phys. Rev. **D82** (2010) 032001, arXiv:1005.2757 [hep-ex].

[21] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.

[22] The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.

[23] The ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., *The ALICE Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08002.

[24] The CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *The CMS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08004.

[25] The LHCb Collaboration, A. Augusto Alves Jr et al., *The LHCb Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08005.

[26] A. Vos, *Lifting high-tech pour le LHC*, Le Temps (2009) no. PRESSCUT-H-2009-116, .

[27] *Luminosity and Run Statistics Plots for 2010 Beam Data*, . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010#Data_Taking_Efficiency_and_Pileu.

[28] *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. CERN-LHCC-97-16.

[29] S. Haywood, L. Rossi, R. Nickerson, and A. Romaniouk, *ATLAS inner detector : Technical Design Report, 2*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. CERN-LHCC-97-17.

[30] The ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*. CERN-OPEN. CERN, Geneva, 2009. arXiv:0901.0512 [hep-ex].

[31] N. Wermes and G. Hallewel, *ATLAS pixel detector : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. CERN-LHCC-98-013.

[32] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **70** (2010) 787–821. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1366-7.

[33] The ATLAS Collaboration, *Alignment of the ATLAS Inner Detector Tracking System with 2010 LHC proton-proton collisions at sqrts = 7 TeV*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-012.

[34] *ATLAS muon spectrometer : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. CERN-LHCC-97-022.

[35] *ATLAS magnet system : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1997. CERN-LHCC-97-018.

[36] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/MagneticField.

[37] The ATLAS Collaboration, *Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-046.

[38] The ATLAS Collaboration, *Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with cosmic rays*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **70** (2010) 875–916. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1415-2.

[39] L. H. C. S. W. Group et al., *Handbook of LHC Higgs Cross Sections : 1. Inclusive Observables*, arXiv:1101.0593 [hep-ph].

[40] *ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report, 2.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1998. CERN-LHCC-98-014.

[41] *ATLAS high-level trigger : Technical Design Report, 2.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 2003. CERN-LHCC-2003-022.

[42] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/TriggerPublicResults#Rates.

[43] D. de Florian and M. Grazzini, *Higgs production through gluon fusion : Updated cross sections at the Tevatron and the LHC*, Physics Letters B **674** (2009) no. 4-5, 291 – 294. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4VXDTSH-6/2/ae4e633f530f33b2be69fa80574d274c.

[44] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Sensitivity Prospects for 1 Higgs Boson Production at the LHC Running at 7, 8 or 9 TeV*, ATLAS Note (2010) ATL-PHYS-PUB-2010-015.

[45] The ATLAS Collaboration, *Observation of $W \to lnu$ and $Z \to ll$ production in proton-proton collisions at sqrts=7 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-044.

[46] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the $W \to l\nu$ production cross-section and observation of $Z \to ll$ production in proton-proton collisions at roots=7 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-051.

[47] The ATLAS Collaboration, *Search for top pair candidate events in ATLAS at sqrt(s)=7 TeV*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-063.

[48] The ATLAS Collaboration, *Combined exclusion reach of searches for squarks and gluinos using final states with jets, missing transverse momentum, and zero or one lepton, with the ATLAS detector in sqrt(s)=7 TeV proton-proton collisions*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-064.

[49] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for high-mass states with one lepton plus missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1103.1391 [hep-ex].

[50] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at sqrts=7 TeV with the ATLAS experiment*, arXiv:1103.6218 [hep-ex].

[51] http://www-bd.fnal.gov/pplot/today/IntegratedLuminosity.png.

[52] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. CERN-LHCC-99-014.

[53] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 2.* Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. CERN-LHCC-99-015.

[54] F. Djama, *Using $Z^0 \to e^+e^-$ for Electromagnetic Calorimeter Calibration*, ATLAS Note (2004) ATL-LARG-2004-008.

[55] Tevatron Electroweak Working Group and CDF and D0 Collaboration, *Updated Combinaison of CDF and D0 Results for the Mass of the W boson*, arXiv:0908.1374 [hep-ex]. FERMILAB-TM-2439-E.

[56] ALEPH Collaboration, J. Alcaraz et al., *A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*, arXiv:hep-ex/0612034. CERN-PH-EP/2006-042.

[57] F. Hubaut, E. Monnier, P. Pralavorio, K. Smolek, and V. Simak, *ATLAS sensitivity to top quark and W boson polarization in t anti-t events*, Eur. Phys. J. **C44S2** (2005) 13–33, arXiv:hep-ex/0508061.

[58] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the W-boson polarisation in top quark decays in pp collision data at sqrt(s) = 7 TeV using the ATLAS detector*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-037.

[59] CDF Collaboration, *Measurement of W-Boson Polarization in Top-Quark Decay in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **105** (Jul, 2010) 042002.

[60] D0 Collaboration, *Measurement of the W boson helicity in top quark decays using 5.4 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collision data*, Phys. Rev. D **83** (Feb, 2011) 032009.

[61] The D0 Collaboration, *Combinaison of the D0 top quark mass measurements*, D0 Note (2011) . Conference Note 689-CONF.

[62] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson at LEP*, Physics Letters B **565** (2003) 61 – 75. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-48PDV1V-2/2/7c931e9f7fbd7602b68bf4df680dfee8.

[63] CDF and D0 Collaboration, *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs- Boson Production with up to 6.7 fb^{-1} of Data*, arXiv:1007.4587 [hep-ex].

[64] *Site du groupe de travail LEP Electroweak Working Group*, . http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/.

[65] The ATLAS Collaboration, *Further investigations of ATLAS Sensitivity to Higgs Boson Production in different assumed LHC scenarios*, ATLAS Note (2011) ATL-PHYS-PUB-2011-001.

[66] *Joint SUSY working group, ALEPH, DELPHI, L3, OPAL experiments*, 2004. http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html.

[67] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb**-1 of p anti-p collision data at s**(1/2) = 1.96- TeV*, Phys. Lett. **B660** (2008) 449–457, arXiv:0712.3805 [hep-ex].

[68] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for Gluino-Mediated Sbottom Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{(s)} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 221801, arXiv:0903.2618 [hep-ex].

[69] The ATLAS Collaboration, *Prospects for Supersymmetry discovery based on inclusive searches at a 7 TeV centre-of-mass energy with the ATLAS detector*, ATLAS Note (2010) ATL-PHYS-PUB-2010-010.

[70] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for supersymmetric particles in events with lepton pairs and large missing transverse momentum in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions with the ATLAS experiment*, arXiv:1103.6214 [hep-ex].

[71] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for supersymmetry in pp collisions at sqrts = 7TeV in final states with missing transverse momentum and b-jets*, arXiv:1103.4344 [hep-ex].

[72] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in sqrt(s) = 7 TeV proton-proton collisions*, arXiv:1102.5290 [hep-ex].

[73] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Search for supersymmetry using final states with one lepton, jets, and missing transverse momentum with the ATLAS detector in sqrts = 7 TeV pp*, arXiv:1102.2357 [hep-ex].

[74] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath, and L.-T. Wang, *Phenomenology of the little Higgs model*, Phys. Rev. **D67** (2003) 095004, arXiv:hep-ph/0301040.

[75] P. Langacker, R. W. Robinett, and J. L. Rosner, *New heavy gauge bosons in pp and pp[over−] collisions*, Phys. Rev. D **30** (Oct, 1984) 1470–1487.

[76] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity*, Phys. Rev. D **59** (Mar, 1999) 086004.

[77] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, arXiv:1103.0981 [hep-ex].

[78] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *A search for high-mass resonances decaying to dimuons at CDF*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 091805, arXiv:0811.0053 [hep-ex].

[79] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for a New Heavy Gauge Boson Wprime with Electron + missing ET Event Signature in ppbar collisions at sqrt(s)=1.96 TeV*, Phys. Rev. **D83** (2011) 031102, arXiv:1012.5145 [hep-ex].

[80] D0 Collaboration, *Search for $W^{'}$ Bosons Decaying to an Electron and a Neutrino with the D0 Detector*, Phys. Rev. Lett. **100** (Jan, 2008) 031804.

[81] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for a heavy gauge boson W' in the final state with an electron and large missing transverse energy in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, Phys. Lett. **B698** (2011) 21–39, arXiv:1012.5945 [hep-ex].

[82] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for a W' boson decaying to a muon and a neutrino in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, arXiv:1103.0030 [hep-ex].

[83] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV Measured with the ATLAS Detector*, arXiv:1103.3864 [hep-ex].

[84] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for new particles decaying into dijets in proton- antiproton collisions at sqrt(s) = 1.96 TeV*, Phys. Rev. **D79** (2009) 112002, arXiv:0812.4036 [hep-ex].

[85] D0 Collaboration, *Dijet Mass Spectrum and a Search for Quark Compositeness in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8TeV$*, Phys. Rev. Lett. **82** (Mar, 1999) 2457–2462.

[86] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., *Search for Pair Production of First-Generation Scalar Leptoquarks in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, arXiv:1012.4031 [hep-ex].

[87] ATLAS, *Search for pair production of first or second generation leptoquarks in proton-proton collisions at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS detector at the LHC*, arXiv:1104.4481 [hep-ex].

[88] The ATLAS Collaboration, *Search for Fourth Generation Quarks Decaying to WqWq -> ll nu nu q q in pp collisions at sqrts = 7 TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-022.

[89] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *Search for a Heavy Bottom-like Quark in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, arXiv:1102.4746 [hep-ex].

[90] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for Heavy Top-like Quarks Using Lepton Plus Jets Events in 1.96-TeV p anti-p Collisions*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 161803, arXiv:0801.3877 [hep-ex].

[91] CDF Collaboration, *Search for Heavy Bottomlike Quarks Decaying to an Electron or Muon and Jets in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **106** (Apr, 2011) 141803.

[92] *ATLAS liquid-argon calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. CERN-LHCC-96-041.

[93] *The CMS electromagnetic calorimeter project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.

[94] SLD Collaboration, E. Vella, *SLD liquid argon calorimeter*, . Presented at 3rd International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (Note : dates changed from Oct 6-9), Corpus Christi, TX, 29 Sep - 2 Oct 1992.

[95] The H1 Collaboration, *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth A **386** (1997) no. 2-3, 310 – 347. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPGW62-2T/2/3e8076774dd0f959a005576ec8969876.

[96] The D0 Collaboration, *The D0 detector*, Nucl. Instr. Meth. A **338** (1994) no. 2-3, 185 – 253.

[97] M. Aharrouche and other, *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron-beam*, Nucl. Instr. Meth. A **568** (2006) no. 2, 601 – 623. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4KPP2C3-5/2/c2a8ea6ed1dd1f7a4a9b1f96b5c9e7e1.

[98] B. Aubert et al., *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter end-cap module 0*, Nucl. Instr. Meth. A **500** (2003) no. 1-3, 178 – 201. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-47X723M-1/2/e2bb163e74a370afc1004157916cdf35. NIMA Vol 500.

[99] The ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, submitted to the European Physical Journal (2011) , arXiv:1110.3174 [hep-ex].

[100] M. Aharrouche et al., *Measurement of the response of the ATLAS liquid argon barrel calorimeter to electrons at the 2004 combined test-beam*, Nucl. Instr. Meth. A **614** (2010) no. 3, 400 – 432. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4Y35TDM-1/2/397a6ac1f62ad2ba22cfc4ef293b4728.

[101] M. Aharrouche et al., *Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. A **582** (2007) no. 2, 429 – 455. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4PGGNY6-1/2/2bc10a879646f989ff3eaa241b963bbd.

[102] B. Dowler et al., *Performance of the ATLAS hadronic end-cap calorimeter in beam tests*, Nucl. Instr. Meth. A **482** (2002) no. 1-2, 94 – 124. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-45J86DM-7/2/32f88454410aef0706261c67a03b27be.

[103] A. Artamonov et al., *The ATLAS Forward Calorimeter*, Journal of Instrumentation **3** (2008) no. 02, P02010. http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=02/a=P02010.

[104] H. Völk and K. Bernlöhr, *Imaging very high energy gamma-ray telescopes*, Experimental Astronomy **25** (2009) 173–191. http://dx.doi.org/10.1007/s10686-009-9151-z.

[105] *ATLAS tile calorimeter : Technical Design Report*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1996. CERN-LHCC-96-042.

[106] P. Adragna et al., *Testbeam studies of production modules of the ATLAS Tile Calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. A **606** (2009) no. 3, 362 – 394.

http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4W3HX20-6/2/ae538da3e68e650190692a5ce985c590.

[107] S. Akhmadaliev et al., *Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter*, Nucl. Instr. Meth. A **449** (2000) no. 3, 461 – 477. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-40T92X2-3/2/acbf49f66957c785dc07ea534a3b2a6d.

[108] Particle Data Group Collaboration, *Atomic and Nuclear Properties of Materials*, . urlhttp ://pdg.lbl.gov/2010/AtomicNuclearProperties.

[109] C. Leroy and P. G. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.

[110] The ATLAS Collaboration, *Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **70** (2010) 755–785. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1403-6.

[111] J. Colas et al., *Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters*, Nucl. Instr. Meth. A **593** (2008) no. 3, 269 – 291. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208007407.

[112] W. Cleland and E. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Instr. Meth. A **338** (1994) no. 2-3, 467 – 497. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294913323.

[113] C. Gabaldon, M. Kuna, F. Hubaut, P. Pralavorio, and J. Del Peso, *Signal reconstruction in the EM end-cap calorimeter and check with cosmic data in the region 0 < eta < 3.2*, ATLAS Note (2008) ATL-LARG-PUB-2008-001.

[114] C. Gabaldon, M. Kuna, F. Hubaut, and P. Pralavorio, *Check of the signal reconstruction in the EM calorimeter with beam splash data*, ATLAS note (2009) ATL-LARG-INT-2009-005.

[115] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions*, Eur.Phys.J. **C70** (2010) 723–753, arXiv:0912.2642.

[116] M. Aleksa et al., *ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*, CERN (2006) ATL-LARG-PUB-2006-003.

[117] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions*, Eur.Phys.J. **C70** (2010) 1193–1236, arXiv:1007.5423 [physics.ins-det].

[118] K. J. Anderson et al., *Calibration of ATLAS Tile Calorimeter at Electromagnetic Scale*, ATLAS Note (Nov, 2008) ATL-TILECAL-PUB-2009-001.

[119] H. Abreu et al., *Performance of the electronic readout of the ATLAS liquid argon calorimeters*, Journal of Instrumentation **5** (2010) no. 09, P09003. http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=09/a=P09003.

[120] *Public Liquid-Argon Calorimeter Plots on Detector Status*, . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus.

[121] M. Cooke et al., *In situ commissioning of the ATLAS electromagnetic calorimeter with cosmic muons*, ATLAS Note (2007) ATL-LARG-PUB-2007-013.

[122] H. Okawa et al., *Calorimeter Commissioning With Cosmic Rays : Cells, Clusters, Jets and Missing ET*, ATLAS Note (2008) ATL-COM-CAL-2008-007.

[123] L. Fiorini, *Status of the noise description, Tilecal Calibration Performance and Tools meeting*, July, 2009. http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=61346.

[124] A. Artamonov, L. Fiorini, B. T. Martin, J. Novakova, A. Solodkov, and I. Vichou, *Description of the Tile Calorimeter Electronic Noise*, ATLAS Note (2011) ATL-TILE-INT-2011-002.

[125] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : An introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, Inc, 1984.

[126] W. Lampl et al., *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATLAS Note (2008) ATL-LARG-PUB-2008-002.

[127] T. Barillari et al., *Local Hadronic Calibration*, ATLAS Note (2008) ATL-LARG-PUB-2009-001.

[128] The ATLAS Collaboration, *Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of 7 TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-057.

[129] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **70** (2010) 823–874. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9.

[130] D. Varouchas, *Potentiel de découverte par le détecteur ATLAS du boson de Higgs produit par fusion de bosons vecteurs et mise au point de la mesure de l'énergie transverse manquante calorimétrique.* PhD thesis, Orsay, Sep, 2009.

[131] *http ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/TopologicalClustering*, .

[132] The ATLAS Collaboration, *Performance of the missing transverse energy reconstruction in minimum bias events at $\sqrt{s}$ of 900 GeV and 2.36 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-008.

[133] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Performance of the ATLAS Detector using First Collision Data*, JHEP **1009** (2010) 056, arXiv:1005.5254 [hep-ex].

[134] A. Moraes, C. Buttar, and I. Dawson, *Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies*, The European Physical Journal C - Particles and Fields **50** (2007) 435–466. http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-007-0239-1.

[135] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Hadronic diffractive cross sections and the rise of the total cross section*, Phys. Rev. D **49** (Mar, 1994) 2257–2267.

[136] T. Sjöstrand, *Minimum-Bias and Underlying-Event Physics*, . 2008 CTEQ - MCnet Summer School on QCD Phenomenology and Monte Carlo Event Generators http://conference.ippp.dur.ac.uk/materialDisplay.py?contribId=35&materialId=slides&confId=156.

[137] A. Artikov et al., *Minimum Bias Scintillator Counter Geometry*, . AT-GE-ES-0001.

[138] A. Buckley et al., *General-purpose event generators for LHC physics*, arXiv:1101.2599 [hep-ph].

[139] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, Journal of High Energy Physics **2006** (2006) no. 05, 026. http://stacks.iop.org/1126-6708/2006/i=05/a=026.

[140] R. Engel, *Photoproduction within the two-component Dual Parton Model : Amplitudes and cross sections*, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields **66** (1995) 203–214. http://dx.doi.org/10.1007/BF01496594.

[141] R. Engel and J. Ranft, *Hadronic photon-photon interactions at high-energies*, Phys. Rev. **D54** (1996) 4244–4262, arXiv:hep-ph/9509373.

[142] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the Inelastic Proton-Proton Cross-Section at sqrts=7 TeV with the ATLAS Detector*, arXiv:1104.0326 [hep-ex].

[143] The ATLAS Collaboration, *Performance of the Minimum Bias Trigger in p-p collisions at sqrt(s) = 7 TeV*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-068.

[144] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The anti $-$ k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04** (2008) 063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].

[145] The CMS Collaboration, *Missing Transverse Energy Performance in Minimum-Bias and Jet Events from Proton-Proton Collisions at* $\sqrt{s} = 7TeV$, CMS note (2010) CMS-PAS-JME-10-004.

[146] The CMS Collaboration, *Jet and MET Commissioning Results from 7 TeV Collision Data*, CMS note (May, 2010) CMS-DP-2010-014.

[147] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC*, New J. Phys. **13** (2011) 053033, arXiv:1012.5104 [hep-ex].

[148] The ATLAS Collaboration, *Characterization of Interaction-Point Beam Parameters Using the pp Event-Vertex Distribution Reconstructed in the ATLAS Detector at the LHC*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-027.

[149] The ATLAS Collaboration, *Performance of the missing transverse energy reconstruction in proton-proton collisions at center-of-mass energy of* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-039.

[150] The ATLAS Collaboration, *Data-Quality Requirements and Event Cleaning for Jets and Missing Transverse Energy Reconstruction with the ATLAS Detector in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-038.

[151] The ATLAS Collaboration, *Reconstruction and Calibration of Missing Transverse Energy and Performance in Z and W events in ATLAS Proton-Proton Collisions at 7 TeV*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-080.

[152] P. Pralavario, *Follow-up on Etmiss for W-analysis, Jet/EtMiss Phone Conference live-page*, May, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=1&sessionId=1&resId=0&materialId=slides&confId=77733.

[153] E. Petit and P. Pralavario, *Preliminary W plots for CONF note, Jet/EtMiss Phone Conference live-page*, May, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=17&sessionId=10&resId=2&materialId=slides&confId=93400.

[154] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-005.

[155] The ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATLAS note (2011) ATL-PHYS-PUB-2011-006.

[156] J. Leveque, *Effect of detector geometry on electron shower shape, e/gamma meeting*, Sep, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5&resId=0&materialId=slides&confId=102949.

[157] J. Toth, *Effects of detector geometry on the electron shower shape in the EMEC, e/gamma meeting*, Nov, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?resId=0&materialId=0&contribId=12&sessionId=10&subContId=0&confId=99950.

[158] J. B. De Vivie de Régie and Y. Nakahama, *Inter-alignment between the electromagnetic calorimeter and the inner detector*, ATLAS note (2011) ATL-COM-PHYS-2011-246.

[159] The ATLAS Collaboration, *Photon Conversions at* $\sqrt{s} = 900GeV$ *measured with the ATLAS Detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-007.

[160] https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ElectronGammaPublicCollisionResults.

[161] The ATLAS Collaboration, *Study of the Material Budget in the ATLAS Inner Detector with K0S decays in collision data at sqrt(s)=900 GeV*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-019.

[162] M. G. Vincter, *Material mapping of the inner detector using tails of ET/pT distributions, e/gamma meeting*, Apr, 2009. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=8&resId=1&materialId=0&confId=48785.

[163] M. Kuna, *Mise en oeuvre du calorimètre électromagnétique d'ATLAS et de la reconstruction des électrons avec les premières données du collisionneur de protons LHC. Préparation la recherche d'un boson de jauge lourd W.* PhD thesis, Centre de Physique des Particules de Marseille, Marseille, 2010.

[164] E. Petit and N. Lorenzo Martinez, *Material studies with shower shapes and E/p, e/gamma workshop*, Nov, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=35&sessionId=8&resId=0&materialId=slides&confId=99950.

[165] F. Hasert and other, *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the gargamelle neutrino experiment*, Physics Letters B **46** (1973) no. 1, 138 – 140. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-470WK3J-16T/2/59f1fd5e035e20bc8b9469d33cead730.

[166] D. Denegri, *The discovery of the W and Z*, Physics Reports **403-404** (2004) 107 – 145. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-4DPTOYN-1/2/a8bc0df865ecba10d82e486f104e09ec. CERN - the second 25 years.

[167] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at s**(1/2) = 540-GeV*, Phys. Lett. **B122** (1983) 103–116.

[168] C. Albajar et al., *Intermediate vector boson cross sections at the CERN super proton synchrotron collider and the number of neutrino types*, Physics Letters B **198** (1987) no. 2, 271 – 280. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269387915103.

[169] J. Alitti et al., *A measurement of the W and Z production cross sections and a determination of [Gamma]w at the CERN [ovbarp]p collider*, Physics Letters B **276** (1992) no. 3, 365 – 374. http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939290333Y.

[170] D0 Collaboration, B. Abbott et al., *Extraction of the width of the W boson from measurements of sigma(p anti-p -> W + X) x B(W -> e neutrino) and sigma(p anti-p -> Z + X) x B(Z -> e e) and their ratio*, Phys. Rev. **D61** (2000) 072001, arXiv:hep-ex/9906025.

[171] D0 Collaboration, *Measurement of W -> e nu and Z -> ee cross sections*, 4403-CONF.

[172] CDF Collaboration, F. Abe et al., *Measurement of sigma B (W —> e neutrino) and sigma B (Z0 —> e+ e-) in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3070–3075, arXiv:hep-ex/9509010.

[173] CDF Collaboration, A. Abulencia et al., *Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in p-pbar Collisions at sqrts =1.96 TeV*, J. Phys. **G34** (2007) 2457–2544, arXiv:hep-ex/0508029.

[174] PHENIX Collaboration, A. Adare et al., *Cross Section and Parity-Violating Spin Asymmetries of $W \pm$ Boson Production in Polarized $p + p$ Collisions at $s = 500GeV$*, Phys. Rev. Lett. **106** (Feb, 2011) 062001.

[175] S. D. Drell and T.-M. Yan, *Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies*, Phys. Rev. Lett. **25** (Aug, 1970) 316–320.

[176] J. Butterworth, E. Dobson, U. Klein, B. Mellado Garcia, T. Nunnemann, J. Qian, D. Rebuzzi, and R. Tanaka, *Single Boson and Diboson Production Cross Sections in pp Collisions at sqrts=7 TeV*, ATLAS Note (2010) ATL-COM-PHYS-2010-695.

[177] C. Anastasiou, L. J. Dixon, K. Melnikov, and F. Petriello, *High precision QCD at hadron colliders : Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO*, Phys. Rev. **D69** (2004) 094008, arXiv:hep-ph/0312266.

[178] R. Hamberg, W. L. van Neerven, and T. Matsuura, *A complete calculation of the order [alpha]s2 correction to the Drell-Yan K-factor*, Nuclear Physics B **359** (1991) no. 2-3, 343 – 405. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-473FRV2-1X/2/c560c759db24aae9f5cd0edfd60393e4.

[179] W. L. van Neerven and E. B. Zijlstra, *The O([alpha]s2) corrected Drell-Yan K-factor in the DIS and schemes*, Nuclear Physics B **382** (1992) no. 1, 11 – 62. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVC-4718MRV-13V/2/3e86cd7eab3008951d1f6465b97de84c.

[180] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189–285, arXiv:0901.0002 [hep-ph].

[181] U. Baur, S. Keller, and D. Wackeroth, *Electroweak radiative corrections to W boson production in hadronic collisions*, Phys. Rev. D **59** (Nov, 1998) 013002.

[182] P. Telford, *An Indirect Measurement of the Width of the W Boson at the DØ Experiment*. PhD thesis, The University of Manchester, Manchester, 2006.

[183] D0 Collaboration, B. Abbott et al., *Measurement of W and Z boson production cross-sections*, Phys. Rev. **D60** (1999) 052003, arXiv:hep-ex/9901040.

[184] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the production cross section for W-bosons in association with jets in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1012.5382 [hep-ex].

[185] Atlas Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the top quark-pair production cross section with ATLAS in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, arXiv:1012.1792 [hep-ex].

[186] CMS Collaboration, *First Measurement of the Cross Section for Top-Quark Pair Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. B **695** (Oct, 2010) 424–443 . 26 p.

[187] *Measurement of the top quark-pair cross-section with ATLAS in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV in the single-lepton channel using b-tagging*, ATLAS Note (2011) ATLAS-CONF-2011-035.

[188] The CMS Collaboration, *Measurement of the $t\bar{t}$ Pair Production Cross Section at sqrt(s) = 7 TeV using the Kinematic Properties of Lepton + Jets Events*, CMS note (2011) CMS-PAS-TOP-10-002.

[189] The ATLAS Collaboration, *Searches for Single Top-Quark Production with the ATLAS Detector in pp Collisions at sqrt(s) = 7TeV*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-027.

[190] The CMS Collaboration, *Measurement of the single-top t-channel cross section in pp collisions at sqrt(s)=7 TeV*, CMS note (2011) CMS-PAS-TOP-10-008.

[191] The ATLAS Collaboration, *Search for Higgs Boson Production in pp Collisions at sqrts=7 TeV using the $H \to WW \to lvqq$ Decay Channel and the ATLAS Detector*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-052.

[192] The ATLAS Collaboration, *Higgs Boson Searches using the $H \to WW(*) \to lnulnu$ Decay Mode with the ATLAS Detector at 7 TeV*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-005.

[193] ATLAS Collaboration, *Search for Supersymmetry Using Final States with One Lepton, Jets, and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV pp Collisions*, Phys. Rev. Lett. **106** (Mar, 2011) 131802.

[194] CMS Collaboration, *Search for supersymmetry in pp collisions at 7 TeV in events with jets and missing transverse energy*, Physics Letters B **698** (2011) no. 3, 196 – 218. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-52D51BS-2/2/9917e1193dc0f6b21206ae4f02690919.

[195] Z. Nagy, *Next-to-leading order calculation of three-jet observables in hadron-hadron collisions*, Phys. Rev. D **68** (Nov, 2003) 094002.

[196] S. Agostinelli et al., *G4–a simulation toolkit*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **506** (2003) no. 3, 250 – 303. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-48TJFY8-5/2/23ea98096ce11c1be446850c04cfa498.

[197] The ATLAS Collaboration, *Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS experiment*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-069.

[198] M. Aharrouche et al., *W->enu and Z->ee cross-section measurements in proton-proton collisions at sqrts = 7 TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS Note (2010) ATL-PHYS-INT-2010-130.

[199] E. Petit and P. Pralavario, *Comparison of calibration schemes for W-analysis, Jet/EtMiss Phone Conference*, May, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5&sessionId=0&resId=0&materialId=slides&confId=93802.

[200] G. D, *Lectures in particle physics.*, vol. 55. World Scientific Lecture Notes in Physics, 1994.

[201] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Monte Carlo tunes for MC09*, ATL-PHYS-PUB-2010-002.

[202] H. Zhang and M. Wielers, *L1_EM10 turn-on efficiency using bootstrap method from L1_EM5, e/gamma meeting*, Jul, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=0&materialId=slides&confId=77973.

[203] E. Berglund, *W/Z electron analysis - summary of systematics from distorted material, e/gamma meeting*, Sep, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5&resId=0&materialId=slides&confId=106504.

[204] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Charged-particle multiplicities in pp interactions at sqrt(s) = 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B688** (2010) 21–42, arXiv:1003.3124 [hep-ex].

[205] Z. Liang, *Systematic electron ID : T&P W->e nu update, egamma meeting*, Aug, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=4&resId=1&materialId=slides&confId=102885.

[206] The ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS electromagnetic calorimeter for $\pi^0 \to \gamma\gamma$ and $\eta \to \gamma\gamma$ events*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-006.

[207] Z. Liang, *The impact of electron energy scale to W/Z acceptance*, Aug, 2010. https://espace.cern.ch/atlas-sm-wz-observation/Observation/Shared%20Documents/energyscale_Zhijun.pdf.

[208] *Run Coordinator Report, LAr weekly meeting*, Aug, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=0&resId=1&materialId=slides&confId=72616.

[209] J. Alison, *Assessing the impact of the LAr Gain Corruption, egamma meeting*, Aug, 2010. https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=2&resId=0&materialId=slides&confId=102885.

[210] The ATLAS Collaboration, *ATLAS Calorimeter Response to Single Isolated Hadrons and Estimation of the Calorimeter Jet Scale Uncertainty*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-052.

[211] The ATLAS Collaboration, *In-situ pseudo-rapidity inter-calibration to evaluate jet energy scale uncertainty and calorimeter performance in the forward region*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-055.

[212] E. Petit and P. Pralavario, *Comparison of calibration schemes for W-analysis*, May, 2010. Jet/EtMiss Phone Conference https://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=5$&$sessionId=0$&$resId=0$&$materialId=slides$&$confId=93802.

[213] M. Schott et al., *Supporting Document : Total inclusive W and Z boson cross-section measurements, cross-section ratios and combinations in the electron and muon decay channels at 7TeV based on 300nb-1*, ATLAS Note (2010) ATL-PHYS-INT-2010-125.

[214] The ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination Using the ATLAS Detector*, ATLAS note (2010) ATLAS-CONF-2010-060.

[215] Atlas Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the W -> lnu and Z/gamma* -> ll production cross sections in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, JHEP **12** (2010) 060, arXiv:1010.2130 [hep-ex].

[216] The CMS Collaboration, *Measurement of the W and Z inclusive production cross sections at sqrts=7 TeV with the CMS experiment at the LHC*, CMS note (2010) CMS-PAS-EWK-10-002.

[217] The ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive W+- and Z/gamma cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS detector*, submitted to Physical Review D (2011) , arXiv:1109.5141 [hep-ex].

[218] *Run and Luminosity dependent W candidate Selection*, . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EgammaRunningPlots.

[219] The ATLAS Collaboration, *Updated Luminosity Determination in pp Collisions at sqrt(s)=7 TeV using the ATLAS Detector*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-011.

[220]

[221] The ATLAS Collaboration, *Updated distributions for W -> lv and Z -> ll production in proton-proton collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Note (2010) ATL-COM-PHYS-2010-898.

[222] *Measurement of theW-Boson Transverse Momentum Spectrum using Muons and Electrons in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 TeV with the ATLAS Detector*, https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasProtected/WZGroupWDifferential/WpTInternalNote.pdf.

[223] *Site du groupe de travail Martin-Stirling-Thorne-Watt (MSTW)*, . http://projects.hepforge.org/mstwpdf/plots/plots.html.

[224] *Expériences H1 et ZEUS auprès du collisionneur HERA*, . http://h1.desy.de/ http://www-zeus.desy.de/.

[225] *Expériences NuTeV et CCFR auprès du Tevatron*, . http://www-e815.fnal.gov/ http://www.nevis.columbia.edu/ccfr/index.html.

[226] E. M. Kabuss, *Final results from the NMC*, AIP Conf. Proc. **407** (1997) no. hep-ph/9706435, 291–295.

[227] A. C. Benvenutti et al., *A high statistics measurement of the nucleon structure function F2(x,Q2) from deep inelastic muon-carbon scattering at high Q2*, Physics Letters B **195** (1987) no. 1, . http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269387908914.

[228] T. J. Carroll, *Recent results from Fermilab experiment E665*, Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics **22** (1996) no. 6, . http://stacks.iop.org/0954-3899/22/i=6/a=012.

[229] J. M. Campbell, J. W. Huston, and W. J. Stirling, *Hard Interactions of Quarks and Gluons : A Primer for LHC Physics*, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89, arXiv:hep-ph/0611148.

[230] M. Aharrouche et al., *Double differential Z,W cross sections and their ratios in the electron channels*, ATLAS Note (2010) ATL-COM-PHYS-2010-325.

[231] *Site du groupe de travail de combinaison des résultats d'HERA*, . https://www.desy.de/h1zeus/combined_results/index.php?do=proton_structure.

[232] H1 and ZEUS Collaboration, S. Habib, *Combined measurement and QCD analysis of the inclusive e+- p scattering cross sections at HERA*, PoS **DIS2010** (2010) 035. Proceedings of the XVIIIth International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects. April 19 -23, 2010. Convitto della Calza, Firenze, Italy.

[233] *Site du groupe de travail Coordinated Theoretical-Experimental project on QCD (CTEQ)*, . http://www.phys.psu.edu/~cteq/.

[234] J. Pumplin et al., *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **07** (2002) 012, arXiv:hep-ph/0201195.

[235] *Prédictions pour le LHC avec HERAPDF1.0*, . https://www.desy.de/h1zeus/combined_results/benchmark/lhc.html.

[236] K. Golec-Biernat and A. Luszczak, *Inclusive and diffractive W boson production asymmetry at the LHC*, PoS **DIS2010** (2010) 032.

[237] CDF Collaboration, *Direct Measurement of the W Production Charge Asymmetry in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **102** (May, 2009) 181801.

[238] K. Lohwasser, *The W Charge Asymmetry : Measurement of the Proton Structure with the ATLAS detector. oai :cds.cern.ch :1265829*. PhD thesis, Oxford, University of Oxford, Oxford, 2010. Presented on 17 Feb 2010.

[239] F. Fayette, *Strategies for precision measurements of the charge asymmetry of the W boson mass at the LHC within the ATLAS experiment*. PhD thesis, Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies, Université de Paris VI - Pierre et Marie Curie, 2009.

[240] S. Catani, G. Ferrera, and M. Grazzini, *W boson production at hadron colliders : the lepton charge asymmetry in NNLO QCD*, JHEP **05** (2010) 006, arXiv:1002.3115 [hep-ph].

[241] CDF and D0 Collaboration, H. Schellman, *W asymmetries at CDF and D0*, PoS **DIS2010** (2010) 049, arXiv:1008.1973 [hep-ex].

[242] The CMS Collaboration, *Measurement of the lepton charge asymmetry in inclusive W production in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV. oai :cds.cern.ch :1336774*, .

[243] CDF Collaboration, *Measurement of the Lepton Charge Asymmetry in W-Boson Decays Produced in* $p\bar{p}$ *Collisions*, Phys. Rev. Lett. **81** (Dec, 1998) 5754–5759.

[244] CDF Collaboration, *Measurement of the forward-backward charge asymmetry from* $W \to e\nu$ *production in* $p\bar{p}$ *collisions at sqrts* $= 1.96\,TeV$, Phys. Rev. D **71** (Mar, 2005) 051104.

[245] D0 Collaboration, *Measurement of the Electron Charge Asymmetry in* $p\bar{p} \to W + X \to e\nu + X$ *Events at* $\sqrt{s} = 1.96\ TeV$, Phys. Rev. Lett. **101** (Nov, 2008) 211801.

[246] D0 Collaboration, *Measurement of the muon charge asymmetry from W boson decays*, Phys. Rev. D **77** (Jan, 2008) 011106.

[247] H.-L. Lai et al., *New parton distributions for collider physics*, Phys. Rev. **D82** (2010) 074024, arXiv:1007.2241 [hep-ph].

[248] A. Belloni et al., *Measurement of W->lnu charge asymmetry in proton-proton collisions at sqrt(s)=7TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Note (2010) ATL-COM-PHYS-2010-696.

[249] *Page commune des groupes Interaction faible et W/Z*, . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/WZElectroweakCommonTopics.

[250] *Page des mesures d'efficacités du groupe Egamma.*, . https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements#Electron_identification_effi_AN1.

[251] J. Barreiro Guimaraes da Costa et al., *Measurement of* $W \to \mu\nu$ *charge asymmetry in proton-proton collisions at sqrt(s)=7TeV with the ATLAS detector*, ATLAS Note (2011) ATL-COM-PHYS-2011-099.

[252] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of the Muon Charge Asymmetry from W Bosons Produced in pp Collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS detector*, arXiv:1103.2929 [hep-ex].

[253] The LHCb Collaboration, *W and Z production at sqrt(s)= 7 TeV with the LHCb experiment*, LHCb note (2011) LHCb-CONF-2011-012. http://cdsweb.cern.ch/record/1333101/files/LHCb-CONF-2011-012.pdf.

[254] The ATLAS Collaboration, *An extrapolation to a larger fiducial volume of the measurement of the W->lnu charge asymmetry in proton-proton collisions at sqrt(s)=7TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2011) no. ATLAS-CONF-2011-129, .

[255] J. Rojo, *The impact of Tevatron and LHC W lepton asymmetry data on PDFs*, . XIX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2011) https://wiki.bnl.gov/conferences/images/b/b7/Parallel.SF-PD.RojoJuan-NNPDF-EWK.041211.talk.pdf.

[256] The ATLAS Collaboration Collaboration, G. Aad et al., *Studies of the performance of the ATLAS detector using cosmic-ray muons*, Eur.Phys.J. **C71** (2011) 1593, arXiv:1011.6665 [physics.ins-det]. * Temporary entry *.

[257] Testing calorimetric Missing transverse energy and jet reconstruction with random and cosmic data Collaboration, *F. Hubaut, E. Petit, P. Pralavorio, D. Rousseau, D. Varouchas, A. Olariu*, ATLAS Note (2009) ATL-PHYS-INT-2009-045.

[258] E. Petit, *Mise en oeuvre du système calorimétrique d'ATLAS et étude de l'énergie transverse manquante avec les événements cosmiques*, in *Actes des Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs*. Barbaste, France, 2009.

[259] E. Petit, *Performance of ETmiss reconstruction in first ATLAS data*, in *Phenomenology 2010 Symposium*. Madison, Wisconsin, 2010.

[260] M. Banner et al., *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN p collider*, Physics Letters B **122** (1983) no. 5-6, 476 – 485. http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-471YRXM-5C/2/95560eda10f4cd1d3d52efe595d0a7cc.

[261] The ATLAS Collaboration, *A measurement of the total $W^{\pm}$ and Z/γ^{*} cross sections in the e and μ decay channels and of their ratios in pp collisions at $\sqrt{s}$ = 7 TeV with the ATLAS detector*, ATLAS note (2011) ATLAS-CONF-2011-041.

Résumé

Première mesure de section efficace de production du boson W et de son asymétrie de charge avec l'expérience ATLAS.

Le détecteur ATLAS est une expérience généraliste de physique des particules située à un point de collision du LHC, au CERN. Le détecteur est complet et opérationnel depuis juin 2008. La mise en œuvre du système calorimétrique a alors été possible, grâce notamment à l'étude de la variable "énergie transverse manquante". Cette variable, indispensable aux mesures de précision du Modèle Standard et à la recherche de Nouvelle Physique, a ainsi pu être testée pour la première fois in situ. Le détecteur était prêt et a montré de bonnes performances lors des premières collisions du LHC à la fin de l'année 2009, en particulier avec l'étude de données dites de biais minimum. Avec les données de collisions, il a également été possible d'étudier des performances des électrons, notamment leurs variables d'identification, et la compréhension de la matière avant le calorimètre.

Les premières collisions à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse en 2010 ont permis d'étudier les propriétés des bosons W produits lors de ces collisions. Après seulement quelques mois de prise de données, l'on a pu observer et mesurer la section efficace de production de cette particule. L'enjeu principal de cette mesure a été l'estimation des erreurs systématiques dues à l'électron et à l'énergie transverse manquante. Avec toutes les données enregistrées en 2010, l'asymétrie de charge du boson W a également pu être mesurée. Cette mesure est importante pour la détermination des fonctions de distribution de partons dans le proton, données indispensables à la bonne compréhension des collisions hadroniques au LHC.

Mots-clefs : LHC, ATLAS, calorimètre, énergie transverse manquante, ETmiss, boson W, section efficace, asymétrie de charge

Abstract

First measurement of the W production cross-section and its charge asymmetry with the ATLAS experiment.

The ATLAS detector is a multi-purpose experiment located at one of the collision points of the LHC, at CERN. The detector is complete and acquiring data since June 2008. The commissioning of the calorimeter system has been possible since then, in particular through the study of the "missing transverse energy" variable. This variable is essential for precision measurements of the Standard Model, and for the search of New Physics ; it was then tested *in situ* for the first time. The detector was ready for the first LHC collisions at the end of 2009, and showed good performances, in particular when created by minimum bias events. With the collision data, it was also possible to study the electron performances, in particular the identification variables and the material before the calorimeter.

The first collisions at 7 TeV centre-of-mass energy allowed to study the properties of W bosons. After a few month of data taking, this particle was observed and the production cross-section was measured. The main issue of this study was the assessment of the systematic uncertainties due to the electron and to the missing transverse energy. With all the data recorded in 2010, the W boson charge asymmetry was also measured. This measurement is important for the determination of the parton distribution functions of the proton, which are of utmost importance for the understanding of hadronic collisions at the LHC.

Key-words : LHC, ATLAS, calorimeter, missing transverse energy, ETmiss, W boson, cross-section, charge asymmetry