



HAL
open science

Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W en électron-neutrino dans l'expérience ATLAS au LHC

T. Guillemin

► **To cite this version:**

T. Guillemin. Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W en électron-neutrino dans l'expérience ATLAS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2009. Français. NNT: . tel-00413865

HAL Id: tel-00413865

<https://theses.hal.science/tel-00413865>

Submitted on 7 Sep 2009

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.



Laboratoire d'Annecy-le-Vieux
de Physique des Particules

Université de Savoie

THÈSE

présentée par

Thibault GUILLEMIN

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité: Physique des Particules

Vers une mesure de la section efficace de
production inclusive du boson W en
électron-neutrino dans l'expérience ATLAS
au LHC

Soutenue le 30 juin 2009 devant le jury composé de :

- BOONEKAMP Maarten,
- CHARLTON David,
- COUSINOU Marie-Claude,
- JÉZÉQUEL Stéphane, Directeur de thèse,
- LEES Jean-Pierre,
- SERIN Laurent, Rapporteur,
- SIROIS Yves, Rapporteur



In2p3



Table des matières

Introduction	1
I Le boson W et l'expérience ATLAS au LHC	3
1 Le Modèle Standard : revue, limites et nouvelle physique	5
1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules	5
1.2 Propriétés du boson W	11
1.3 Contraintes expérimentales et théoriques	12
1.4 Au-delà du Modèle Standard	19
2 La physique du W dans l'expérience ATLAS au LHC	23
2.1 Le LHC	23
2.2 Les expériences	26
2.3 Physique du W dans ATLAS : quels objectifs ?	28
2.4 Production du W au LHC	30
3 Le détecteur ATLAS	39
3.1 Présentation générale	39
3.2 Le système d'aimants	40
3.3 Le détecteur interne	40
3.4 Le calorimètre électromagnétique	46
3.5 Le calorimètre hadronique	49
3.6 Le spectromètre à muon	53
3.7 Le système de déclenchement	54
3.8 Performances du détecteur pour les événements $W \rightarrow e\nu$	55
II Mesure de la section efficace de production inclusive du boson W	59
4 Présentation de l'analyse	61
4.1 Objectifs	61
4.2 Principe de la mesure	61
4.3 Bruits de fond	62
4.4 Production de données simulées	63
5 Reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$	67
5.1 Sélection des événements	67
5.2 Sélection de l'électron offline	67
5.3 Signature trigger e20	73

5.4	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	73
5.5	Niveau de bruit de fond avec la méthode des coupures	75
5.6	Conclusion	76
6	Mesure des efficacités à partir des données	79
6.1	Méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$	79
6.2	Transfert vers les événements $W \rightarrow e\nu$	80
7	Estimation du bruit de fond QCD à partir des données	83
7.1	Méthode de la matrice	83
7.2	Méthode du fake rate	85
7.3	Bruits de fond électrofaibles	87
7.4	Conclusion	88
8	Incertitude théorique sur l'acceptance	89
8.1	Définition de l'acceptance	89
8.2	Les générateurs d'événements utilisés	90
8.3	Impact des corrections QCD	91
8.4	Impact des corrections électrofaibles	94
8.5	Impact des fonctions de distribution de partons	95
8.6	Effets de reconstruction du détecteur	97
8.7	Valeur centrale de l'acceptance	98
8.8	Incertitude globale	99
9	Précision attendue et mise en perspective	101
9.1	Résultat final	101
9.2	Autres mesures de la section efficace	101
9.3	Perspectives pour 2009-2010	105
	Conclusion Partie II	107
III	Alignement en temps des calorimètres à argon liquide	109
10	Le système d'acquisition des calorimètres à argon liquide	111
10.1	La chaîne d'électronique	111
10.2	Le système Trigger, Timing and Control	113
10.3	Le système d'étalonnage	115
10.4	Câblage des canaux de lecture	116
10.5	Rôle de l'alignement en temps	119
11	Calcul de délais pour la physique avec le premier faisceau du LHC	121
11.1	Prédiction par canal du temps pour la physique	121
11.2	Analyse des données du premier faisceau du LHC	123
11.3	Comparaison données-prédiction	125
11.4	Exploration du système TTC	126
11.5	Timing dans une carte front-end	128
11.6	Stratégie pour le démarrage	129
	Conclusion Partie III	133

Conclusion	135
Bibliographie	141
A Note "Streaming data"	143
B Proceedings de la conférence QCD08	151
C Longueur des câbles du système argon liquide	157
C.1 EMB	157
C.2 EMEC	158
C.3 HEC	158
C.4 FCal	158
D Longueur des fibres optiques TTC	159
Remerciements	163

Introduction

Depuis plus de trois décennies, le Modèle Standard décrit tous les phénomènes observés en physique des particules avec une grande précision. Un pilier fondamental du modèle est la brisure de la symétrie électrofaible : elle nécessite l'introduction d'un boson de jauge jusqu'alors non-observé, le boson de Higgs. Sa découverte est l'enjeu majeur du *Large Hadron Collider* (LHC), situé 100 m sous-terre au Centre Européen de la Recherche Nucléaire (CERN). Au-delà de la recherche du mécanisme de brisure, le domaine d'énergie exploré au LHC permettra de sonder la nouvelle physique attendue à l'échelle du TeV. Fin 2009, les premières collisions proton-proton devraient avoir lieu au LHC ; le détecteur généraliste *ATLAS* (A Toroidal LHC Apparatus), aujourd'hui entièrement installé, enregistrera les premières données. L'énergie dans le centre de masse sera d'abord de 10 TeV, pour atteindre ensuite 14 TeV (énergie nominale), soit une énergie 7 fois supérieure à celle du collisionneur proton-antiproton actuel (le Tevatron).

Mon travail de thèse a commencé le 1^{er} novembre 2006 : à cette période, un run à 900 GeV était prévu pour fin 2007, suivi des premières collisions à 14 TeV au printemps 2008. En mars 2007, un incident, lors d'un test de pression sur un aimant focalisant les faisceaux à un point de collision, a retardé une première fois le démarrage, jusqu'en 2008. Le passage du premier faisceau du LHC à 450 GeV a effectivement pu être effectué en septembre 2008 ; mais un incident est survenu lors de la montée au courant nominal des dipôles d'un secteur, repoussant le démarrage jusqu'à septembre 2009. Ces retards successifs, inhérents à un projet scientifique innovant d'une telle ampleur, ont fortement affecté le déroulement de cette thèse, initialement consacré à la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron avec les premières données, l'une des mesures les plus rapidement accessibles dans *ATLAS*. Ces deux années de retard ont cependant été mis à profit par la collaboration :

- pour finaliser le commissioning du détecteur complet ;
- pour améliorer la simulation du détecteur, le logiciel de reconstruction des événements et développer des outils d'analyse adaptés à la physique du LHC.

Cette thèse a été l'occasion de contribuer significativement à ces deux efforts, qui permettront un bon fonctionnement du détecteur dès 2009 et pourraient permettre de procéder aux premières mesures de nouvelle physique en 2010.

Cette thèse est structurée en trois parties. L'objet de la première partie est la description des cadres théorique et expérimental : les principes fondamentaux du Modèle Standard sont d'abord introduits, la physique du boson W est ensuite décrite puis la structure et les performances du détecteur *ATLAS* sont détaillées.

Dans une deuxième partie, la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal électron sur données simulées est présentée ; une stratégie d'analyse adaptée à la première phase de l'expérience a été développée. Les performances du détecteur attendues pour la reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$ sont étudiées. Des méthodes de mesure des efficacités et de contrôle du bruit de fond à partir des données sont ensuite introduites. L'incertitude théorique actuelle (avant les premières données) sur l'acceptance est également calculée. La précision globale attendue pour 50 pb^{-1} de données est finalement donnée et discutée.

La troisième partie est consacrée à l'alignement en temps des canaux de lecture des calorimètres à argon liquide, indispensable pour un fonctionnement optimal du détecteur. Une méthode est développée à partir des données d'étalonnage et utilisée pour analyser des événements enregistrés en septembre 2008, dans lesquels le

faisceau du LHC est venu frapper une cible fixe en amont du détecteur.

Tout au long de la thèse, les unités naturelles seront utilisées :

$$\hbar = c = 1$$

Le GeV sera donc l'unité des énergies, des impulsions et des masses.

Première partie

Le boson W et l'expérience ATLAS au LHC

Chapitre 1

Le Modèle Standard : revue, limites et nouvelle physique

La première partie de cette thèse décrit les cadres théorique et expérimental dans lesquels se place le travail effectué. Le principal objectif de ce premier chapitre est de présenter le Modèle Standard. Les contraintes expérimentales et les limites théoriques du modèle sont discutées. Les scénarios les plus prometteurs de nouvelle physique sont finalement introduits : sonder ces nouveaux phénomènes constituent, avec la découverte de l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible, la finalité de l'expérience ATLAS.

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

1.1.1 Perspective historique

La finalité de la physique des particules est d'essayer de comprendre et de décrire les constituants ultimes de la matière et leurs interactions. Cette fin s'inscrit dans une longue démarche de l'homme qui, depuis l'Antiquité, cherche à comprendre la matière et les lois qui la régissent. Aujourd'hui, la description des phénomènes en physique des particules repose sur un espace à quatre dimensions (trois dimensions spatiales et une dimension temporelle), contenant les particules élémentaires constitutives de la matière (*fermions*) qui interagissent par des médiateurs (*bosons de jauge*) des quatre interactions fondamentales : l'électromagnétisme, l'interaction faible, l'interaction forte et la gravitation. Le Modèle Standard unifie dans un même cadre théorique la description des trois premières interactions, seule la gravitation n'est pas incluse. Mais au niveau atomique et subatomique, les effets de la gravitation peuvent toujours être négligés devant ceux des autres interactions. La Table 1.1 donne les intensités relatives des quatre interactions fondamentales. Au cours de la première moitié du 20^e siècle, le développement de la physique quantique et de la théorie de la relativité ont révolutionné la perception que nous avons du monde et ont posé les bases de la physique moderne.

Le point d'émergence du Modèle Standard peut être identifié à l'électrodynamique quantique, développé notamment sous l'impulsion de R. Feynman à la fin des années 1940. C'est en effet la première théorie unifiant des aspects quantiques et relativistes. En 1954, C.N. Yang et R. Mills construisent une nouvelle classe de théories, appelées théories de jauge, qui sont basées sur l'exploitation des symétries d'un système. En 1967, S. Weinberg et A. Salam unifient les interactions électromagnétique et faible dans la théorie électrofaible, poursuivant un effort initié par S.L. Glashow : cette théorie prédit l'existence d'un boson neutre médiateur de l'interaction faible et d'un boson de Higgs, permettant de générer les masses des particules du modèle. A la même période, le concept de quarks est introduit par M. Gell-Mann et G. Zweig (trois quarks appelés up, down et strange sont alors introduits). La structure interne du proton en partons (objets ponctuels) est mise en évidence par l'expérience de diffusion profonde inélastique électron-proton effectuée au Stanford Linear Accelerator en 1968-1969. En 1970, S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani développent l'idée de l'existence d'un quatrième quark. En 1973-1974, une théorie quantique des champs est formulée pour décrire l'interaction

forte	électromagnétique	faible	gravitation
1	10^{-2}	10^{-7}	10^{-39}

TAB. 1.1 – Ordre de grandeurs des interactions fondamentales, calculés entre deux protons au contact [1]

forte, appelée chromodynamique quantique : unifiée dans un même cadre théorique avec la théorie électro-faible, elle vient achever la construction du Modèle Standard. Les nombreux succès rencontrés par ce modèle, ainsi que ses limites, seront exposés plus loin.

1.1.2 Electrodynamic quantique

L'électrodynamique quantique (QED) est la généralisation quantique et relativiste de l'électromagnétisme classique, établi par J.C Maxwell au 19^e siècle. Cette théorie est basée sur l'invariance de jauge du groupe $U(1)_{em}$, qui traduit l'invariance par changement de phase de la fonction d'onde de la mécanique quantique. QED est la forme la plus simple d'une théorie quantique des champs. Une telle théorie est caractérisée par les principes suivants :

- les fermions et les bosons sont représentés par des opérateurs agissant en des points d'espace-temps ;
- la théorie possède une (ou plusieurs) invariance(s) de jauge ;
- la théorie est renormalisable : les divergences présentes peuvent être absorbées dans les valeurs des paramètres expérimentaux (par exemple, la masse ou la charge électrique).

En QED, un fermion est représenté par un spineur ψ à quatre composantes (deux degrés de liberté correspondent aux états de spin $\pm \frac{1}{2}$ et les deux autres à ceux de l'antiparticule). Partant de l'équation de Dirac pour le fermion libre de masse m :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0$$

où les γ^μ sont les matrices de Dirac, le lagrangien du fermion libre est obtenu :

$$L_{Dirac} = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi = 0$$

Le premier terme décrit la propagation du fermion, le deuxième terme est un terme de masse.

Le lagrangien doit être invariant par les transformations de jauge locales suivantes :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{-ie\alpha(x)}\psi(x)$$

où la charge électrique e est introduite sans restreindre la généralité de la transformation et $\alpha(x)$ est une fonction de changement de phase local. Mais le lagrangien de Dirac n'est pas invariant par cette transformation. L'invariance est rétablie en introduisant la dérivée covariante à la place de la dérivée :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$$

avec un champ A_μ se transformant selon :

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x)$$

A_μ est le champ de jauge de l'interaction (photon). Un terme dû à la propagation du photon doit maintenant être ajouté :

$$L_{\text{photon libre}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

avec

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$$

Ce champ se transforme comme le potentiel vecteur de l'électromagnétisme par transformation de jauge. $F_{\mu\nu}$ peut être identifié avec le tenseur électromagnétique (en notant (E_x, E_y, E_z) et (B_x, B_y, B_z)) les champs électrique et magnétique) :

$$\mathbf{F}_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & B_z & -B_y \\ -E_y & -B_z & 0 & B_x \\ -E_z & B_y & -B_x & 0 \end{pmatrix}$$

Le lagrangien de QED est finalement obtenu :

$$L_{\text{QED}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = 0$$

Ce lagrangien décrit la propagation du fermion, l'interaction fermion-photon (absorbée dans la dérivée covariante), la masse du fermion et la propagation du photon. Il est à noter que l'introduction d'un terme de masse pour le photon viendrait briser l'invariance.

Les théories de l'interaction forte et de l'interaction faible sont également des théories quantiques des champs.

1.1.3 Chromodynamique quantique

En 1951, la découverte par E. Fermi du hadron Δ^{++} de spin $\frac{3}{2}$ semble remettre en cause le principe d'exclusion de Pauli : trois quarks identiques de spin $+\frac{1}{2}$ sont nécessaires pour expliquer cet état. Un nouveau nombre quantique pour les quarks est introduit : la couleur (l'anticouleur pour les antiquarks).

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie décrivant l'interaction forte entre les quarks. QCD est une théorie de jauge basée sur la symétrie du groupe $SU(3)_c$ [2]. Huit bosons de jauge sont donc introduits (le nombre de générateurs du groupe $SU(n)$ est $n^2 - 1$) : ce sont les gluons et l'interaction entre quarks est décrite à travers des échanges de gluons. Ils sont sans masse et portent aussi des charges de couleur.

De manière complètement analogue à QED, l'invariance du lagrangien par le groupe de jauge est préservée en utilisant la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \sum_{j=1}^8 \frac{\lambda_j}{2} G_\mu^j$$

où g_s est la constante de couplage fort, les matrices λ_j sont les matrices de Gell-Mann et les G_μ^i sont les huit champs de jauge correspondant aux gluons. En utilisant cette dérivée covariante et en ajoutant un terme cinétique pour la propagation des gluons, le lagrangien de QCD est obtenu :

$$L_{\text{QCD}} = \sum_{i=1}^{N_s} \bar{q}_i(i\gamma^\mu D_\mu - m_i)q_i - \frac{1}{4} \sum_{j=1}^8 F_{\mu\nu}^j F_j^{\mu\nu} = 0$$

où la somme pour le premier terme est effectuée sur les six saveurs de quarks, les $F_{\mu\nu}^j$ sont les tenseurs chromodynamiques :

$$F_{\mu\nu}^j = \partial_\nu A_\mu^j - \partial_\mu A_\nu^j - g_s f_{lm}^k A_\mu^l A_\nu^m$$

avec f_{lm}^k les constantes de structure, obtenues par les relations de commutation des λ_j .

Contrairement à QED, grâce à la charge de couleur des gluons, des couplages à trois ou quatre gluons sont possibles. Une autre particularité majeure de QCD est l'évolution de la constante de couplage avec la distance d'interaction entre les quarks :

- à grande distance, l'interaction devient très élevée : cela est responsable du confinement des quarks dans les hadrons ;
- lorsque la distance tend vers zéro, l'interaction devient nulle : c'est la liberté asymptotique.

1.1.4 Théorie électrofaible

L'interaction faible a été mise en évidence par les études sur la radioactivité. Le modèle de Fermi a été construit à partir de l'observation de la réaction :

$$n \rightarrow p + e^- + \nu_e$$

Dans ce modèle, l'interaction faible était décrite par le lagrangien suivant :

$$L_F = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi et J^μ est le courant faible, égal à la somme d'un courant leptonique et d'un courant hadronique. Le principal problème de cette théorie est qu'elle est non renormalisable : la section efficace de diffusion électron-neutrino est proportionnelle à l'énergie dans le centre de masse. De plus, elle ne prédit pas d'interaction par courant neutre. La théorie électrofaible est développée à la fin des années 1960 par S. Weinberg, A. Salam et S.L. Glashow [3–5]. Elle prédit l'existence des bosons W et Z : elle est confirmée par l'observation de ces bosons dans les expériences UA1 et UA2 au CERN au début des années 1980.

La description de l'interaction faible est basée sur le groupe de jauge $SU(2)$. Une propriété fondamentale de l'interaction faible est la violation de la parité dans les interactions à courant chargé. Une conséquence est que seuls les fermions de chiralité gauche sont sensibles aux interactions faibles. Les fermions gauches sont donc regroupés dans des doublets de $SU(2)$ (des isospins faibles différents sont attribués aux deux éléments du doublet), les fermions droits sont des singulets de $SU(2)$. La représentation d'un fermion peut être écrite comme la somme d'un spineur de chiralité gauche et d'un spineur de chiralité droite : l'application des projecteurs de chiralité L et R permet de séparer les composantes gauche et droite. Ces projecteurs sont définis de la manière suivante :

$$R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)$$

$$L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$$

où γ_5 est la cinquième matrice de Dirac. Les données des courants faibles indiquent qu'il y a trois familles de leptons, chacune caractérisée par la conservation d'un nombre leptonique. Cela peut être généralisé aux quarks. Pour les leptons, les doublets sont définis de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$$

Pour les quarks, les doublets sont définis de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

Il est à noter que les neutrinos droits n'ont jamais été observés. Pour les quarks, à la différence des leptons, les interactions faibles avec changement de saveur sont possibles : les états propres d'interaction faible ne sont pas identiques aux états propres de masse, la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [6, 7] relie ces deux bases. Afin de distinguer les doublets et les singulets de $SU(2)$, un nombre quantique d'hypercharge faible est introduit, de manière analogue à l'hypercharge. Le groupe de jauge associé est $U(1)_Y$. La constante de couplage associée est différente de la charge électrique (constante de couplage du groupe de symétrie $U(1)_{em}$ pour QED). L'hypercharge faible Y est reliée à la charge électrique Q et à la troisième composante I_3 de l'isospin faible par la relation :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

De nouveau, l'invariance de jauge du Lagrangien par $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est restaurée en remplaçant la dérivée par la dérivée covariante suivante :

$$D_\mu = \partial_\mu - igYB_\mu - ig' \sum_{j=1}^3 \frac{\sigma_j}{2} W_\mu^j$$

Un boson d'hypercharge B^μ et trois bosons faibles W_j^μ sont introduits. Le lagrangien électrofaible est alors construit de manière analogue à QED, en utilisant la dérivée covariante et en ajoutant les termes de propagation des bosons de jauge.

Les bosons de jauge ne sont pas les bosons physiques, observés expérimentalement. La brisure de la symétrie électrofaible va permettre de définir les bosons physiques, correspondant à des masses définies.

1.1.5 Brisure de la symétrie électrofaible

L'introduction de termes de masse pour les bosons de jauge et pour les fermions viendrait briser l'invariance du lagrangien électrofaible par les transformations du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Afin que les fermions et les bosons de jauge deviennent massifs, la symétrie doit donc subir une brisure spontanée (par opposition à une brisure explicite). Brout, Englert et Higgs [8–10] ont montré que dans le cas d'une invariance de jauge, une brisure spontanée de la symétrie permet de rendre massif le boson de jauge associé à la symétrie brisée : le modèle électrofaible complet de Glashow-Weinberg-Salam résulte de la brisure spontanée du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Pour cela, un doublet d'isospin faible (dit doublet de Higgs) est introduit. Ce n'est ni un champ de matière, ni un champ de jauge : c'est un champ scalaire. Ce champ doit avoir un isospin et une hypercharge non nuls. Le champ Φ suivant est choisi :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

Le terme suivant est ajouté au lagrangien électrofaible :

$$L_{Higgs} = |D_\mu \Phi|^2 - V(\phi)$$

avec

$$V(\phi) = \lambda |\phi|^4 - \mu^2 |\phi|^2 \text{ avec } \lambda > 0 \text{ et } \mu^2 > 0$$

La dérivée covariante est utilisée afin de respecter l'invariance de jauge. Le potentiel $V(\phi)$ est le potentiel renormalisable le plus simple qui permet de briser la symétrie. L'état fondamental du champ correspond à la valeur minimale du potentiel : le minimum est atteint pour tout potentiel ϕ tel que $|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$. Le choix particulier d'un potentiel parmi ces valeurs est arbitraire. La paramétrisation la plus courante pour le potentiel du vide est la suivante :

$$\Phi_{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

La notation v est utilisée pour *vacuum expectation value* (v.e.v.). Cette solution n'est pas symétrique dans $SU(2)_L \times U(1)_Y$: la symétrie est brisée. Le champ physique de Higgs $H(x)$ est introduit comme un terme de fluctuation du champ Φ autour de la valeur minimale :

$$\Phi_{vide} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+H(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

Le champ introduit est un boson de spin nul. Le développement du terme cinétique associé à Φ dans le lagrangien fait apparaître des termes de masse pour des combinaisons linéaires des bosons de jauge introduits dans la dérivée covariante de $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Les champs physiques sont les suivants :

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W$$

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

avec θ_W l'angle de mélange électrofaible (angle de Weinberg) défini par :

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

Les masses des bosons physiques associés (le photon, le Z^0 , le W^+ et le W^-) sont données par :

$$M_{A_\mu} = 0$$

$$M_{Z^0} = \frac{v\sqrt{g'^2 + g^2}}{2}$$

$$M_{W^\pm} = \frac{vg}{2}$$

Après la brisure de symétrie, il est possible d'obtenir une invariance résiduelle par $U(1)_{em}$. Cela impose la relation suivante entre les constantes de couplage :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g'^2 + g^2}}$$

Un terme de masse pour le boson de Higgs apparaît également :

$$M_H = \sqrt{2\lambda}v$$

L'introduction du champ de Higgs résout également le problème des termes de masse des fermions. L'ajout au lagrangien de termes du type $\lambda_f \Phi \bar{\psi}_L \psi_R$ ne brise pas l'invariance. Le paramètre λ_f est la constante de couplage de Yukawa pour le fermion f . Les valeurs de ces couplages sont des paramètres libres du Modèle Standard. De tels termes ne peuvent exister pour les neutrinos (absence de neutrinos droits) : la masse des neutrinos est donc nulle dans le Modèle Standard.

Dans le cas de processus à faible transfert d'impulsion ($Q^2 \ll M_W^2$), le modèle de Fermi est un modèle effectif et la constante de Fermi est reliée au couplage g par :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

La mesure de la durée de vie du muon [11] permet de déterminer précisément G_F , fixant ainsi v :

$$v = 246 \text{ GeV}$$

Mais la masse du Higgs, reliée au paramètre λ , reste indéterminée.

1.1.6 Résumé du modèle

Le Modèle Standard est une théorie de jauge, basée sur l'invariance du groupe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ permet aux particules d'acquérir des masses et de faire émerger l'interaction électromagnétique. Deux types de particules, aux comportements fondamentalement différents, appartiennent à ce modèle :

- les fermions, qui sont les particules constitutives de la matière, obéissent à la statistique de Fermi-Dirac : la fonction d'onde d'un état à plusieurs fermions est antisymétrique par permutation de ces particules. Ils possèdent un spin demi-entier. Ils ne peuvent être produits que par paire fermion-antifermion.

- les bosons de jauge, qui sont les particules d'interaction, obéissent à la statistique de Bose-Einstein : la fonction d'onde d'un état à plusieurs bosons est symétrique par permutation de ces particules. Ils possèdent un spin entier.

Les fermions peuvent être classés en fonction de leurs propriétés de transformation selon les groupes de jauge du Modèle Standard : ce sont des représentations fondamentales des groupes de symétrie. Un nombre quantique est associé à chaque groupe :

- la couleur pour $SU(3)_C$
- l'isospin faible T et sa troisième composante T_3 pour $SU(2)_L$
- l'hypercharge Y pour $U(1)_Y$.

Les Tables 1.2 et 1.3 représentent la classification complète en fermions et bosons des particules du Modèle Standard.

Fermions	Génération	$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
Leptons	$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1)$
	e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, -2)$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{3})$
	u_R, c_R, t_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{4}{3})$
	d_R, s_R, b_R	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$

TAB. 1.2 – Les fermions du Modèle Standard

Bosons	Spin	Charge électrique
photon	1	0
Z, W^+, W^-	1	0, +1, -1
gluons	1	0
Higgs	0	0

TAB. 1.3 – Les bosons de jauge du Modèle Standard

1.2 Propriétés du boson W

Les bosons W (ainsi que le boson Z) sont mis en évidence de manière directe en 1982 au CERN dans les expériences UA1 et UA2 (voir par exemple les références [12, 13]). Dans ces expériences, des faisceaux de protons et d'antiprotons d'énergie respective 270 GeV entraient en collision. L'accélérateur utilisé était le Super Proton Synchrotron (SPS). La défi technique pour rendre possible cette expérience était de produire un faisceau d'antiprotons suffisamment intense. Cela a été possible grâce au développement par S. Van Der Meer de la technique de refroidissement stochastique [14]. Cette technique permet de réduire la dispersion en énergie des particules. Pour un faisceau de particules en rotation, la dispersion spatiale du faisceau est relevée en un point, et en un autre point, un champ électrique est appliqué pour corriger cette dispersion (la correction est fonction de l'information relevée par le premier détecteur à chaque tour). La répétition de cette opération permet de produire un faisceau de particules suffisamment intense pour l'injection dans l'accélérateur principal.

Entre 1976 et 1978, l'expérience ICE (Initial Cooling Experiment) a montré la faisabilité de la technique sur un anneau de stockage d'antiprotons au CERN. Les premières collisions ont lieu en 1981 et en décembre 1982, les premières évidences d'événements avec un boson W se désintégrant en un électron et un neutrino sont établies. Une masse proche de 80 GeV est déterminée.

Les propriétés des bosons W sont ensuite précisément déterminées dans les collisions électron-positron du Large Electron Positron (LEP) au CERN et dans les collisions proton-antiproton du Tevatron à Fermilab. En particulier, entre 1996 et 2000, le LEP opérait à une énergie autour du seuil de production de la paire W^+W^- . Un total de 40.000 paires est collecté. La masse du W , les rapports de branchements, la polarisation des W produits¹⁾, ainsi que les couplages à trois bosons de jauge (γWW et ZWW) sont mesurés. Toutes ces mesures sont décrites de manière cohérente dans le cadre du Modèle Standard. La très haute statistique de bosons W accumulée ensuite au Tevatron a permis de réduire l'incertitude sur la mesure de la masse du W , malgré l'environnement beaucoup moins propre des événements dû aux collisions proton-antiproton.

Les paramètres actuels du boson W sont résumés dans la Table 1.2.

M_W	$80.398 \pm 0.025 \text{ GeV}$
$M_{W^+} - M_{W^-}$	$-0.2 \pm 0.6 \text{ GeV}$
Γ_W	$2.141 \pm 0.041 \text{ GeV}$
Rapports de branchement	
$e\nu_e$	$(10.80 \pm 0.09) \times 10^{-2}$
$\mu\nu_\mu$	$(10.75 \pm 0.13) \times 10^{-2}$
$\tau\nu_\tau$	$(10.57 \pm 0.15) \times 10^{-2}$
hadrons	$(67.60 \pm 0.27) \times 10^{-2}$

TAB. 1.4 – Les paramètres du boson W [11]

1.3 Contraintes expérimentales et théoriques

1.3.1 Tests de précision électrofaibles

De très nombreux paramètres du secteur électrofaible du Modèle Standard ont été déterminés au cours des dernières décennies avec une très grande précision. En combinant les données des expériences du LEP, de l'expérience SLAC Large Detector (SLD)²⁾ et du Tevatron, un ajustement global électrofaible peut être effectué à partir des prédictions du Modèle Standard. Le tableau de la Figure 1.1 montre, pour 18 grandeurs, l'écart entre l'ajustement et la prédiction : l'accord global est remarquable. La prédiction est calculée à partir de cinq paramètres d'entrée (dont la masse du Higgs) : les valeurs utilisées sont celles correspondant au meilleur ajustement. L'écart le plus significatif est obtenu pour le coefficient d'asymétrie $A_{FB}^{(0,f)}$, mesuré dans les expériences du LEP. Les écarts observés sont insuffisants pour être considérés comme des signes de nouvelle physique. À l'inverse, la masse du Higgs et les extensions du Modèle Standard sont fortement contraintes par ces données.

Un autre résultat important est l'accord remarquable observé pour l'évolution de la constante de couplage fort en fonction de l'échelle d'énergie [11], confirmant le secteur fort du Modèle Standard. D'une manière générale, le Modèle Standard n'a pas été mis en défaut pour une gamme d'énergie allant du keV à la centaine de GeV, de la description de la violation de parité dans les atomes aux résultats des collisions proton-antiproton du Tevatron.

1.3.2 Contraintes sur la masse du Higgs

Les contraintes actuelles sur la masse du Higgs proviennent principalement de la recherche directe effectuée au LEP et du résultat d'un ajustement global (dans lequel la masse du Higgs est un paramètre libre) des données électrofaibles. Des arguments de consistance théorique du Modèle Standard permettent également de contraindre les zones de masse autorisées.

¹⁾Le boson W est un boson de spin 1, trois hélicités sont possibles : hélicité ± 1 (polarisation transverse) et hélicité 0 (polarisation longitudinale).

²⁾SLD est une expérience de collision d'un faisceau d'électrons polarisé avec un faisceau d'électrons non polarisé pour l'étude du boson Z .

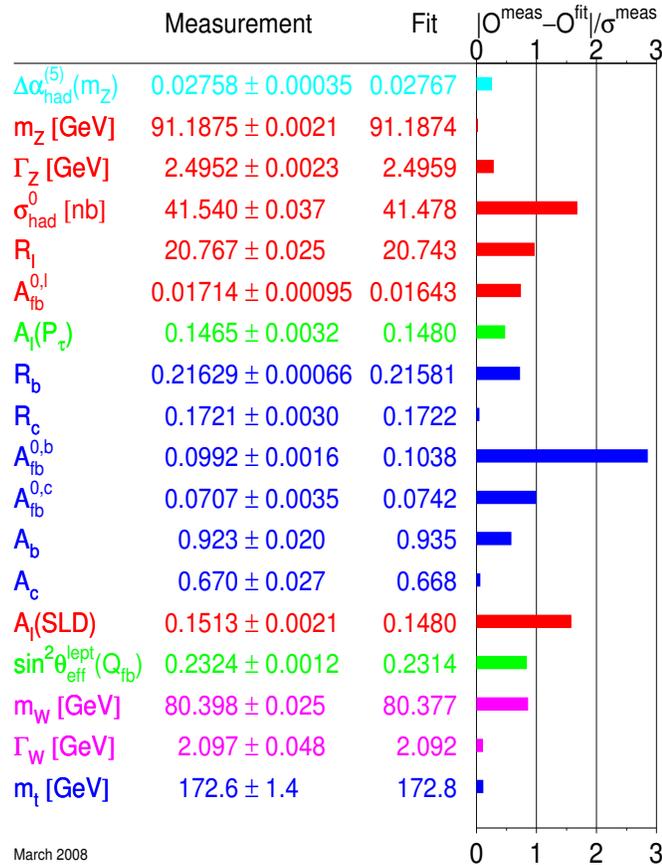


FIG. 1.1 – Comparaison de 18 grandeurs mesurées expérimentalement avec l’ajustement du Modèle Standard [15]

Exclusion directe

Les expériences du LEP ont permis d’exclure un boson de Higgs de masse inférieure à 114.4 GeV à 95% CL (*confidence level*) [16]. En 2000, au cours de la dernière année de fonctionnement du LEP, ALEPH a observé un excès d’événements compatible avec un boson de Higgs de 115 GeV. Mais cet excès n’a pas été confirmé par les autres expériences du LEP et l’arrêt de la machine n’a pas permis de valider cette observation. En 2008, le Tevatron a annoncé un premier résultat d’exclusion à 95% CL pour une gamme de masse entre 160 et 170 GeV (voir Fig. 1.2) ; ce résultat montre la sensibilité du Tevatron pour la recherche du boson de Higgs dans une fenêtre de masse autour de 160 GeV. Il est prévu que le Tevatron prenne des données jusque fin 2010, ce qui permettra d’augmenter la luminosité intégrée d’un facteur 2. La gamme d’exclusion pourra être étendue, mais la sensibilité requise pour une découverte ne devrait pas être atteinte dans la zone non-exclue de basse masse.

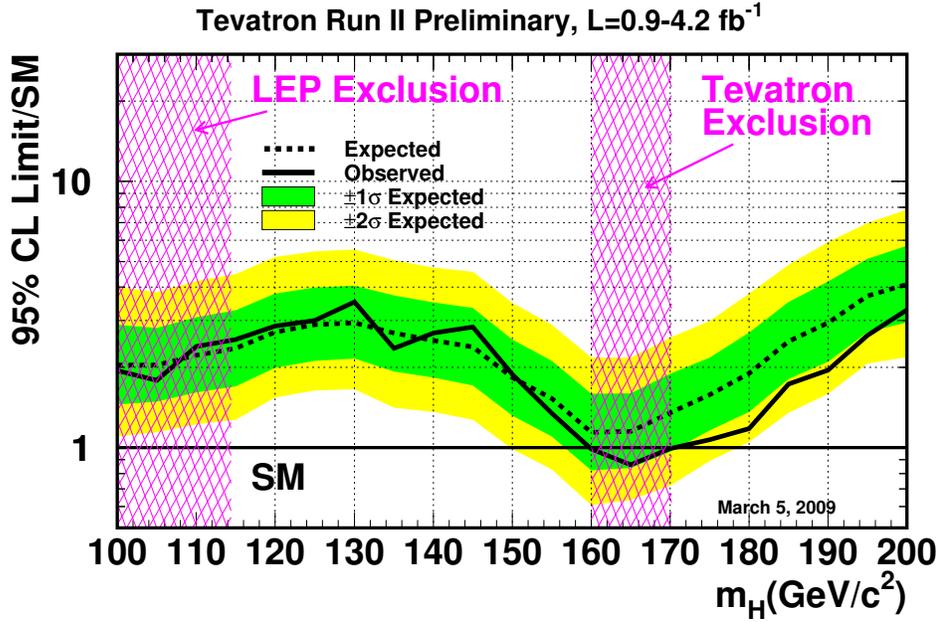


FIG. 1.2 – Courbe d’exclusion à 95% CL d’un boson de Higgs du Modèle Standard en fonction de sa masse, pour l’analyse combinée des expériences CDF et DZero [17]

Ajustement électrofaible

La masse du boson W est reliée aux autres paramètres du Modèle Standard par le terme de corrections radiatives (contributions de diagrammes à boucles impliquant le quark top ou le boson de Higgs) :

$$m_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \cos \theta_W} (1 + \Delta r)$$

où Δr est le terme global de corrections radiatives. La principale correction vient de la masse du quark top :

$$\Delta r_t \sim m_t^2$$

La dépendance à la masse du Higgs n’est que logarithmique :

$$\Delta r_H \sim m_W^2 \ln \frac{m_H^2}{m_W^2}$$

L’ajustement électrofaible décrit précédemment permet de contraindre la masse du Higgs. La figure 1.3 montre le résultat de cet ajustement. La masse déterminée est :

$$m_H = 90^{+36}_{-27}$$

Combiné avec l’exclusion directe à basse masse, un intervalle restreint à 95% CL est obtenu :

$$114.4 < m_H < 163 \text{ GeV}$$

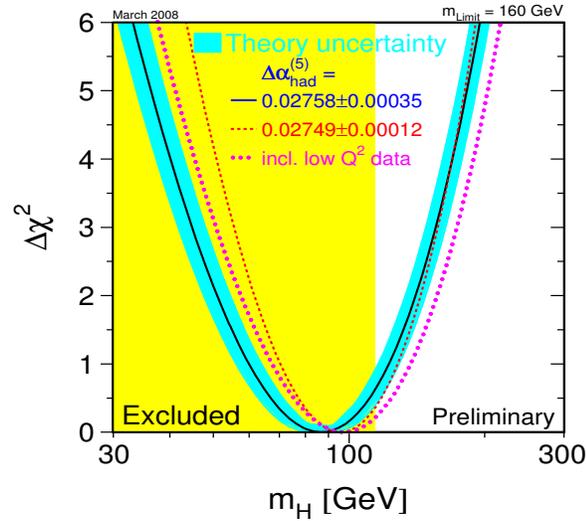


FIG. 1.3 – $\Delta\chi^2(m_H) = \chi^2(m_H) - \chi_{\min}^2$ (résultant de l’ajustement électrofaible) [15]

Contraintes théoriques

Le premier argument est l’unitarité. La section efficace de diffusion des bosons électrofaibles massifs (par exemple : $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$) diverge à haute énergie, brisant l’unitarité. L’introduction de diagrammes avec échange d’un boson de Higgs permet de régulariser les amplitudes. Cela impose une masse inférieure à ~ 1 TeV au boson de Higgs. La deuxième contrainte vient de l’argument de trivialité. La constante d’auto-couplage du Higgs λ , définie dans le potentiel de Higgs, varie avec l’échelle d’énergie considérée. Supposer le Modèle Standard valide jusqu’à une certaine échelle d’énergie Λ contraint λ et impose une limite supérieure à la masse du Higgs en fonction de l’échelle d’énergie. Cette contrainte est plus restrictive que celle imposée par l’unitarité. La troisième contrainte est liée à la stabilité du vide. Le potentiel de Higgs ne définit un vide stable que si la constante d’auto-couplage λ est positive quelle que soit l’échelle d’énergie. Une limite inférieure est ainsi obtenue.

La Figure 1.4 montre la zone de masse autorisée par les contraintes de trivialité et de stabilité du vide en fonction de l’échelle d’énergie.

1.3.3 Vers une nouvelle physique ?

La remarquable puissance prédictive du Modèle Standard a été décrite précédemment. Cependant, quelques résultats expérimentaux semblent pointer vers une nouvelle physique. Deux résultats essentiels sont discutés ici.

Oscillation des neutrinos

Le phénomène d’oscillation correspond au passage d’un neutrino d’une saveur à une autre. Le détecteur Super-Kamiokande (SK) a mis en évidence l’oscillation des neutrinos muoniques, en comparant le flux ayant traversé l’atmosphère à celui ayant traversé successivement l’atmosphère et la terre : le second flux est plus d’un facteur deux en dessous des prédictions [19]. L’oscillation des neutrinos a été confirmée au Sudbury Neutrino Observatory (SNO) : l’observation du flux de neutrinos solaires a mis en évidence la présence de neutrinos non électroniques [20]. Or seuls des neutrinos électroniques sont produits par les réactions de fusion

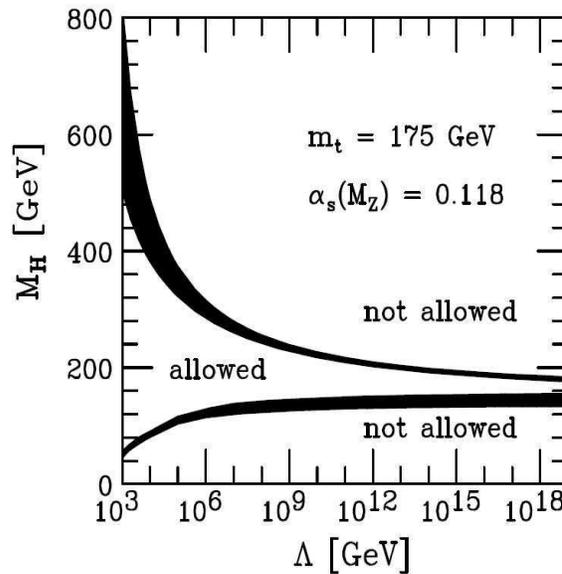


FIG. 1.4 – Contraintes sur la masse du Higgs en fonction de l’échelle d’énergie [18]

au sein du soleil. L’expérience KAMLAND, basée sur l’observation d’antineutrinos électroniques émis par un réacteur nucléaire, a ensuite permis de contraindre fortement les paramètres d’oscillation (voir Fig. 1.5).

L’oscillation des neutrinos implique des masses non nulles pour les neutrinos. Masse et oscillation des neutrinos sont reliées de la manière suivante : les neutrinos se propagent comme une superposition d’états propres de masse, différents des états propres de saveur (qui correspondent aux états propres de l’interaction faible). Or dans le cadre strict du Modèle Standard, l’absence de neutrinos droits impose des masses nulles. La nature même des neutrinos est une question toujours ouverte. Deux cas sont possibles :

- les neutrinos sont des particules de Dirac : les neutrinos droits doivent exister ;
- les neutrinos sont des particules de Majorana : le neutrino est sa propre antiparticule.

La non-observation de la double désintégration β sans neutrino n’a pas permis de déterminer la nature du neutrino. Afin que les neutrinos acquièrent une masse, des neutrinos droits doivent être ajoutés aux particules du Modèle Standard. Des mesures de cosmologie ont permis d’établir les limites supérieures les plus contraignantes aux masses des neutrinos, de l’ordre de l’eV. Cette masse si faible pourrait révéler une nouvelle physique. Le mécanisme dit de Seesaw peut expliquer cette masse si faible. L’existence de neutrinos droits lourds est postulée. Un couplage de Yukawa entre les neutrinos gauches et les neutrinos droits est alors possible et s’écrit, en introduisant la matrice de Seesaw :

$$\begin{pmatrix} \nu_L & \nu_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & M \\ M & M_{EW} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix}$$

où est M_{EW} est l’échelle d’énergie de la brisure électrofaible et M est une haute échelle d’énergie, caractéristique de l’apparition d’une nouvelle physique. La diagonalisation de la matrice donne une masse effective pour les neutrinos gauches :

$$m_\nu = \frac{M_{EW}^2}{M} \ll M$$

La faible masse observée des neutrinos fixe une échelle M de l’ordre de 10^{15} GeV.

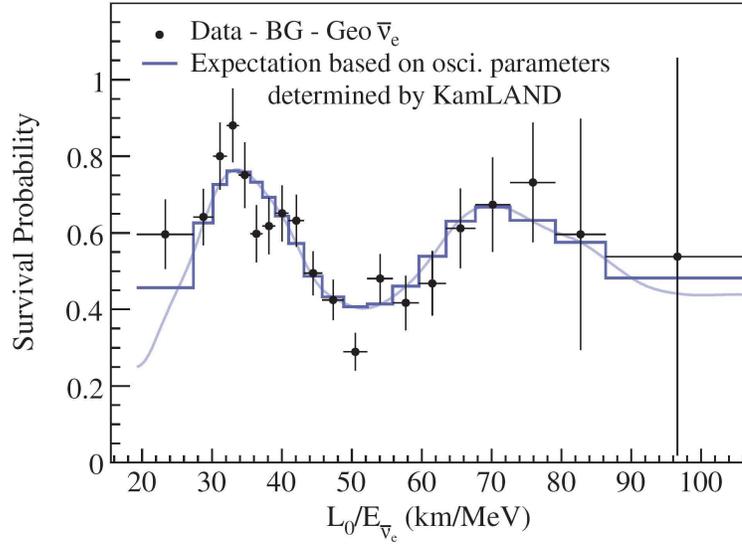


FIG. 1.5 – Rapport du flux d’antineutrinos électroniques observé au flux attendu dans l’hypothèse de non-oscillation [21]

Anomalie du moment magnétique du muon

Le rapport gyromagnétique g_μ du muon, reliant le moment magnétique au spin, est défini par :

$$\vec{M} = g_\mu \frac{e}{2m_\mu} \vec{S}$$

Les corrections quantiques dues aux boucles peuvent être paramétrées par le facteur a_μ :

$$a_\mu = \frac{g_\mu - 2}{2}$$

L’expérience E821 à Brookhaven National Laboratory (BNL) a permis de déterminer avec une remarquable précision ce rapport gyromagnétique, en étudiant la précession de muons dans un champ magnétique permanent [11] :

$$a_\mu = 11\,659\,208.0 (5.4) (3.3) 10^{-10}$$

la première erreur étant statistique et la seconde systématique. L’écart avec la prédiction du Modèle Standard est de 3.4σ , ce qui pourrait être interprété comme un premier signe de nouvelle physique. Des particules supersymétriques de masse 100-500 GeV apporteraient naturellement la contribution supplémentaire observée à a_μ .

D’un point de vue expérimental, aucun résultat ne met encore en défaut le Modèle Standard de manière irréfutable. Ce sont principalement des arguments théoriques qui poussent à penser que le Modèle Standard n’est qu’une théorie effective à basse énergie.

1.3.4 Insuffisances du modèle

De nombreux arguments pointent le caractère incomplet du modèle. Les principales insuffisances font l’objet de cette partie.

Nombre de paramètres libres

Le Modèle Standard possède 19 paramètres libres, dont les valeurs sont déterminées expérimentalement. Ce nombre élevé de paramètres libres atténue la force prédictive du modèle et donc son caractère fondamental. Le nombre observé de familles de leptons n'est pas expliqué ; la répétition de la symétrie en trois familles pour les quarks est également un mystère.

Unification

Les constantes de couplage des interactions électromagnétiques, faible et forte sont différentes et ne convergent à aucune échelle d'énergie. La convergence est naturellement résolue dans les modèles supersymétriques.

Asymétrie matière-antimatière

L'interaction faible du Modèle Standard viole la symétrie de charge-parité. Mais les coefficients d'asymétrie mesurés expérimentalement dans les désintégrations de mésons ne permettent pas d'expliquer quantitativement l'asymétrie matière-antimatière présente dans l'univers.

Naturalité

Le mécanisme de Higgs introduit précédemment permet d'expliquer la brisure de la symétrie électrofaible dans le cadre du Modèle Standard. Les contraintes imposées par le modèle sur la masse du Higgs ont été présentées. Le problème de la naturalité n'a pas été introduit car il peut être résolu formellement sans contraindre davantage sa masse. Les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent quadratiquement avec l'échelle de renormalisation. Un cut-off est introduit, correspondant à l'énergie au-delà de laquelle la théorie n'est plus renormalisable. La masse du Higgs est donnée par :

$$m_H \sim m_0^2 + \lambda \frac{kg^2 \Lambda^2}{16\pi^2}$$

où m_0 est la masse nue du Higgs. S'il est imposé au modèle d'être valide jusqu'à l'échelle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), le paramètre m_0 doit alors être ajusté avec une précision de 10^{-16} , rendant la théorie non naturelle. Un cut-off de l'ordre du TeV permet de conserver la naturalité du modèle.

Gravitation

La gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard. Malgré une activité intense dans cette voie, aucune formulation quantique de la gravitation n'est aujourd'hui satisfaisante. Les formalismes de la théorie quantique des champs (construite sur des champs agissant dans un espace-temps plat) et de la relativité générale (basée sur un espace-temps courbe engendré par la matière présente) sont actuellement incompatibles.

Matière noire - énergie noire

Des observations cosmologiques permettent de déterminer que la matière baryonique ne représente que $\sim 4\%$ de la densité de matière de l'univers ; $\sim 26\%$ sont attribués à la matière noire et $\sim 70\%$ sont attribués à l'énergie noire.

Le Modèle Standard ne propose aucun candidat pour la matière noire. Les nouvelles particules introduites dans les modèles supersymétriques (correspondant à des degrés de liberté supplémentaires) permettent de résoudre ce problème : le neutralino constitue aujourd'hui le candidat le plus sérieux. L'énergie noire ne possède aucune source identifiée : l'explication de ce phénomène ne peut se concevoir que dans une extension du Modèle Standard incluant la gravitation.

1.4 Au-delà du Modèle Standard

Il a été vu précédemment que le Modèle Standard ne pouvait être qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Une nouvelle physique doit être présente à l'échelle du TeV et au-delà.

La première extension qui fut introduite pour expliquer la brisure de la symétrie électrofaible est la technicolor. Un nouveau groupe de jauge $SU(N_{TC})$ est introduit et donc une nouvelle interaction, présente à l'échelle du TeV. Un condensat de nouveaux fermions, couplés par cette nouvelle interaction, joue le rôle du boson de Higgs du Modèle Standard. La *v.e.v.* non-nulle de ce condensat est à l'origine de la brisure de la symétrie électrofaible : la brisure est ici dynamique (cas analogue à QCD). Le principal attrait de cette théorie était la résolution du problème de naturalité du boson de Higgs. Mais les prédictions du modèle initial se sont révélées incompatibles avec les données électrofaibles ; des extensions du modèle (Extended Technicolor, Walking Technicolor) pourront être testées au LHC.

Les modèles les plus prometteurs actuellement sont les modèles supersymétriques et de grande unification ; ils sont brièvement discutés dans cette section. Une revue de ces modèles, insistant sur leurs conséquences phénoménologiques, est présentée dans la référence [22].

1.4.1 Supersymétrie

Le fondement de la supersymétrie repose sur l'introduction d'une nouvelle symétrie entre fermions et bosons.

Les principales motivations physiques de la supersymétrie sont :

- le problème de la naturalité est résolu : les contributions divergentes des boucles fermioniques sont compensées par les contributions de nouvelles boucles bosoniques, stabilisant la masse du Higgs ;
- un boson de Higgs de basse masse est prédit, ce qui est compatible avec les contraintes de l'ajustement électrofaible ;
- les constantes de couplage convergent à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} GeV (voir Fig. 1.6) ;
- la supersymétrie contient des particules stables, candidats pour expliquer la matière noire observée.

La supersymétrie est l'extension maximale du groupe de Poincaré (groupe des symétries d'espace-temps). Un couple de générateurs fermioniques Q, \bar{Q} est introduit. L'algèbre supersymétrique contient les générateurs de l'algèbre de Poincaré et les générateurs introduits. Ces nouveaux générateurs associent fermions et bosons :

$$Q |Boson\rangle = |fermion\rangle, \quad Q |fermion\rangle = |boson\rangle$$

Le Minimal Supersymmetric Extension of the Standard Model (MSSM) est l'extension introduisant le nombre le plus faible de nouvelles particules ; seul ce modèle est évoqué ici.

Des fermions et des bosons de jauge sont placés dans des mêmes supermultiplets : un supermultiplet contient des particules de même masse mais de spins différents. Toutes les particules connues du Modèle Standard doivent appartenir à des multiplets. La conservation des nombres quantiques impose l'introduction de nouvelles particules : un boson de jauge connu ne peut être associé à un fermion connu car ils se transforment différemment selon les transformations des groupes de jauge du Modèle Standard. Un superpartenaire doit donc être introduit pour chaque particule :

- les squarks et les sleptons (de spin 0) pour les fermions
- les jauginos (de spin $\frac{1}{2}$) pour les bosons de jauge
- secteur de Higgs : deux doublets de Higgs sont nécessaires pour la brisure de la symétrie électrofaible (au lieu d'un seul dans le Modèle Standard). Les superpartenaires sont les higgsinos.

Aucune particule supersymétrique n'ayant été découverte, la supersymétrie doit être brisée : le mécanisme et l'échelle de brisure ne sont pas contraints par le modèle. Afin d'expliquer les masses observées des particules du modèle Standard, la symétrie électrofaible doit aussi être brisée : le principe est identique à celui du Modèle Standard mais rendu plus complexe par les huit degrés de liberté introduits par les deux doublets complexes de Higgs. Sur les huit degrés de liberté :

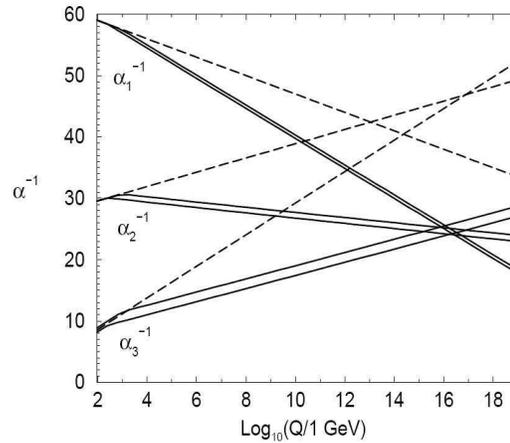


FIG. 1.6 – Evolution de l’inverse des constantes de couplage de jauge de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ en fonction de l’échelle d’énergie [23]. Les traits pointillés correspondent au Modèle Standard, les traits continus au modèle supersymétrique (les bandes correspondent aux variations des paramètres d’entrée du modèle supersymétrique).

- trois sont utilisés pour engendrer les masses des bosons W^+ , W^- et Z^0 ;
- trois correspondent à des bosons scalaires de Higgs neutres h^0, H^0 et A^0 ;
- deux correspondent à des bosons scalaires de Higgs chargés H^\pm .

Dans le MSSM, une centaine de paramètres (masses et couplages) sont introduits, ce qui rend difficile les tests du modèle. Afin de réduire le nombre de degrés de liberté, des contraintes supplémentaires sont ajoutées à la main. Les modèles contraints diffèrent principalement par le mode de brisure de la supersymétrie. Un exemple prometteur de modèle est mSUGRA(minimal SuperGRAvity) : la supersymétrie est brisée par interaction gravitationnelle et plusieurs conditions d’universalité sont imposées à l’échelle d’unification. Les masses à l’échelle électrofaible sont déterminées grâce aux équations du groupe de renormalisation. Seuls cinq paramètres libres demeurent :

- la masse commune des jauginos : $m_{\frac{1}{2}}$
- la masse commune scalaire : m_0
- le paramètre de couplage trilineaire commun : A_0
- le rapport des v.e.v. des deux doublets de Higgs : $\tan \beta$
- le signe du coefficient de mélange des deux doublets de Higgs : μ .

Des *benchmark points* sont utilisés pour tester les modèles : certains paramètres sont fixés et les contraintes imposées par les résultats expérimentaux sur les paramètres libres sont étudiées. La Figure 1.7 montre le potentiel de découverte d’ATLAS dans le canal *1 lepton plus énergie transverse manquante* pour 1 fb^{-1} de données, dans le cadre de mSUGRA : les contours à 5σ (en fonction du nombre de jets requis) dans le plan $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$ sont représentés.

1.4.2 Les théories de grande unification

Le groupe $SU(5)$

L’idée fondamentale des théories de grande unification est de construire un groupe de jauge qui englobe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. L’échelle d’unification doit être supérieure à l’échelle électrofaible et inférieure à l’échelle de Planck, car la gravitation n’est pas incluse dans la théorie.

L’extension la plus simple est le groupe $SU(5)$. Ce groupe possède 24 bosons de jauge : 12 bosons de jauge correspondent aux bosons du Modèle Standard, 12 nouveaux bosons de jauge sont introduits. Une des

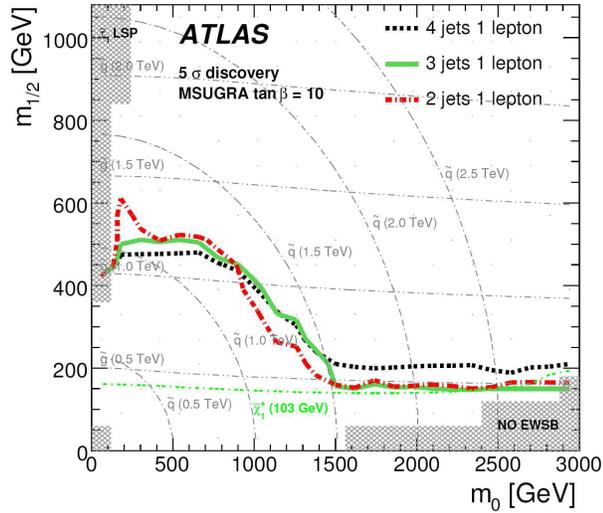
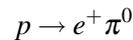


FIG. 1.7 – Régions de découverte pour 1 fb^{-1} de données d'ATLAS (en fonction du nombre de jets requis) dans le plan $(m_0, m_{\frac{1}{2}})$, dans le canal *1 lepton plus énergie transverse manquante* [25]

représentations de $SU(5)$ en accord avec le Modèle Standard place dans un même quintuplet un triplet de couleur et un doublet de $SU(2)$. Un quintuplet s'écrit par exemple :

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \bar{d}_1 \\ \bar{d}_2 \\ \bar{d}_3 \\ e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}$$

La charge électrique d'un multiplet doit être nulle, ce qui introduit naturellement la quantification de la charge électrique des quarks et résout le problème historique de l'égalité de la charge électrique du proton et de l'électron. Les nouveaux bosons introduits (appelés leptoquarks) autorisent des transformations sans conservation des nombres leptoniques et baryoniques. Cette propriété autorise la désintégration du proton, par exemple selon la réaction :



Le taux de désintégration du proton calculé dans $SU(5)$ donne une durée de vie du proton inférieure à 10^{30} ans. Cela est exclu par l'expérience SuperKamiokande, dont les résultats imposent une limite inférieure sur la durée de vie du proton proche de 10^{34} ans [24]. En considérant $SU(5)$ supersymétrique, la durée de vie du proton est de l'ordre de 10^{35} ans, compatible avec les contraintes expérimentales actuelles. L'unification des constantes de couplage n'étant réalisée qu'en introduisant des contributions supersymétriques, la supersymétrie apparaît comme une composante incontournable de toute théorie de grande unification. Les théories les plus prometteuses reposent sur une brisure spontanée locale de la supersymétrie, la localité introduisant naturellement la gravité : ce sont les théories dites de supergravité.

Les dimensions supplémentaires

L'idée d'ajouter des dimensions supplémentaires à l'espace-temps, afin d'unifier les interactions, est introduite dans les années 1920 : T. Kaluza et O. Klein construisent un modèle à cinq dimensions afin d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme [26]. De manière analogue, afin d'unifier la théorie quantique des champs et la gravitation, les théories des cordes se sont développées : les particules ponctuelles sont remplacées par

des objets étendus dans des dimensions supplémentaires (les cordes), les cordes pouvant être ouvertes ou fermées. L'extension des objets permet de contrôler les divergences dans les interactions faisant intervenir les gravitons. Les innombrables possibilités de compactifier les dimensions supplémentaires, nécessaires pour retrouver à basse énergie l'espace-temps à quatre dimensions, constituent l'obstacle majeur à la prédictivité de ces théories. Cependant, dans le cas de dimensions supplémentaires de taille suffisante, il pourrait être possible d'observer au LHC des excitations dites de Kaluza-Klein (observation d'une résonance non-attendue dans l'évolution d'une section efficace à cause du puits de potentiel créé par la présence des dimensions supplémentaires) ou des micro trous noirs (observation du rayonnement d'Hawking lors de l'évaporation du trou noir).

Chapitre 2

La physique du W dans l'expérience ATLAS au LHC

Ce chapitre introduit le programme de physique de l'expérience ATLAS. Les perspectives pour la physique du boson W sont en particulier détaillées. Les mécanismes de production du boson W dans les collisions proton-proton sont étudiés et le calcul de la section efficace de production à l'ordre dominant est finalement présenté.

2.1 Le LHC

2.1.1 Description de la machine

Chaîne d'accélération

La chaîne complète d'accélérateurs utilisée pour obtenir deux faisceaux de protons de 7 TeV est représentée sur la Figure 2.1.

La première étape consiste en la production de protons dans un duoplasmatron. Du dihydrogène gazeux est injecté avec des électrons dans une chambre à vide : les molécules de H_2 se dissocient et forment un plasma $H^+ - e^-$. Le plasma est alors accéléré : en sortie, les protons ont une énergie d'environ 100 keV. Les protons sont alors injectés dans le LINear ACcelerator (LINAC2), qui les accélère jusqu'à 50 MeV. Tout au long de la chaîne d'accélération, ce sont des cavités radiofréquences qui permettent d'augmenter l'énergie des protons. Le booster augmente ensuite leur énergie jusqu'à 1.4 GeV, le Proton Synchrotron (PS) jusqu'à 26 GeV et le Super Proton Synchrotron (SPS) jusqu'à 450 GeV, énergie d'injection dans le LHC.

La première étape de mise en forme en paquets de protons espacés de 25 ns a lieu dans le PS [28]. Un paquet contient $\sim 10^{11}$ protons. Un cycle de remplissage du SPS correspond à trois ou quatre injections, à 3.6 s d'intervalle, de 72 paquets de protons espacés de 25 ns. La phase d'accélération des protons dans le SPS dure 8 s. L'injection dans le LHC est alors réalisée.

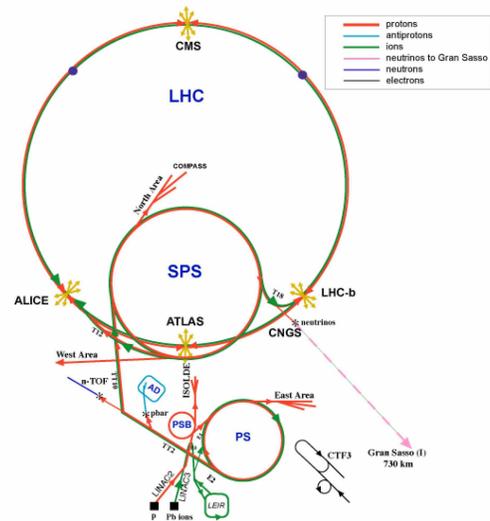


FIG. 2.1 – Le complexe d'accélérateurs du CERN [27]

Pour la préparation d'un faisceau d'un run du LHC, ce cycle est répété douze fois. Au total, 2808 paquets (sur les 3564 positions disponibles) sont injectés : des groupes de paquets vides sont nécessaires à cause des temps de montée des systèmes d'injection et de dump. Quatre minutes sont nécessaires pour remplir chaque anneau.

L'anneau principal

Une fois l'injection des protons du SPS terminée, environ 20 minutes sont nécessaires pour augmenter l'énergie des protons jusqu'à 7 TeV. L'énergie maximum est déterminée par le champ magnétique maximum (8.33 T) créé par les aimants du LHC. Les aimants utilisent des supraconducteurs en niobium-titane, placés dans un bain d'hélium superfluide et refroidis ainsi à une température en dessous de 2 K. Le système de cryogénie fonctionne de manière permanente. Pour des raisons de maintenance et économiques, une interruption hivernale de plusieurs mois est imposée chaque année : les dipôles sont alors progressivement remontés à température ambiante puis ramenés à 2 K (environ six semaines sont nécessaires pour chaque étape). La Figure 2.2 montre la coupe transversale d'un dipôle ; la Figure 2.3 est une photographie de dipôles installés dans le tunnel du LHC. Afin de respecter les contraintes spatiales et économiques, les deux tubes à vide dans lesquels se propagent les faisceaux sont montés dans un même cryostat. Au voisinage des points d'interaction, les deux faisceaux partagent un même tube sur environ 130 m. Un cycle nominal du LHC peut-être décomposé en quatre phases : l'injection (~ 20 minutes), l'augmentation de l'énergie des faisceaux de 450 GeV à 7 TeV (~ 20 minutes), le run de physique (maximum 15 heures, un dump complet du faisceau est réalisé à la fin du run), la diminution du champ magnétique des aimants (~ 20 minutes). Les principaux paramètres de la machine pour son fonctionnement nominal, i.e. à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, sont donnés dans la Table 2.1.

Pour l'année 2009, il est prévu d'effectuer des collisions avec des faisceaux d'une énergie de 5 TeV pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le courant nécessaire dans les dipôles pour atteindre cette énergie est 9.3 kA (contre 11.8 kA pour l'énergie nominale). En Septembre 2008, un incident est survenu dans le secteur 3-4 (un secteur correspond à un huitième de l'anneau) lors de la montée en courant de ce secteur jusqu'à 9.3 kA. L'origine de l'incident est une connection électrique défectueuse entre deux dipôles. Les réparations nécessaires repoussent le démarrage à l'automne 2009.

Paramètre	Valeur
Circonférence de l'anneau	26658.883 m
Nombre de dipôles	1232
Longueur d'un dipôle	14.3 m
Champ magnétique	8.33 T
Energie électromagnétique stockée par dipôle	7 MJ
Energie des protons	7 TeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Nombre de protons par paquet	$1.15 \cdot 10^{11}$
Nombre de paquets	2808
Espacement entre deux paquets	25 ns
Dimension transverse d'un paquet (aux points 1 et 5, ATLAS et CMS)	$16.7 \mu\text{m}$
Longueur d'un paquet	7.55 cm
Durée de vie du faisceau	14.9 h

TAB. 2.1 – Valeurs des principaux paramètres du LHC à son fonctionnement nominal. Les valeurs ont été prises dans la référence [29].

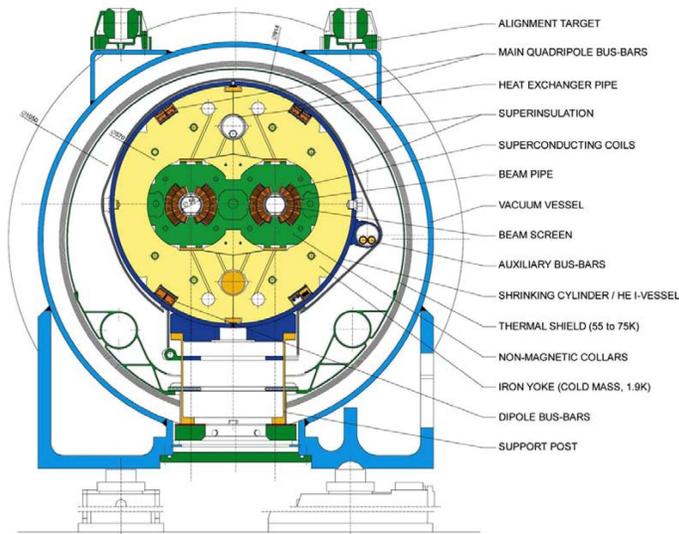


FIG. 2.2 – Coupe transversale d'un dipôle [28]



FIG. 2.3 – Dipôles installés dans le tunnel du LHC [30]

2.1.2 Luminosité

Paramètres du faisceau

Pour un processus de section efficace σ , le nombre d'événements produits par seconde au LHC est donné par :

$$N_{\text{événements}} = \sigma \times L \quad (2.1)$$

où L est la luminosité (instantanée) au point de collision. Elle s'exprime en fonction des paramètres du faisceau :

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^* \sqrt{1 + \left(\frac{\theta_c \sigma_z}{2\sigma^*}\right)^2}} \quad (2.2)$$

où N_b est le nombre de particules par paquet (*bunch*), n_b est le nombre de bunchs par faisceau, f_{rev} est la fréquence de révolution, γ_r est le facteur de Lorentz, ϵ_n est l'émittance transverse normalisée du faisceau, β^* est la fonction β au point d'interaction, θ_c est l'angle de croisement au point d'interaction, σ_z est la longueur d'un bunch et σ^* est la dimension transverse d'un bunch au point d'interaction.

La principale limitation pour la luminosité vient des interactions faisceau-faisceau qui se produisent dans les tubes communs au voisinage des points d'interaction. Ces interactions augmentent la dispersion transverse des faisceaux et diminuent leur stabilité. Le contrôle de ces interactions restreint le nombre de protons maximum par bunch. Une deuxième contrainte est imposée par la dimension des écrans à faisceau placés dans les arcs du LHC. Ces écrans sont nécessaires pour contrôler les effets de nuage électronique. Leur dimension limite la dimension transverse des bunchs.

Durée de vie du faisceau

La luminosité diminue au cours d'un run du LHC. Les trois principales causes de cette diminution sont les pertes dues aux collisions de protons, à leur diffusion avec le gaz résiduel et aux effets de diffusion faisceau-faisceau. La prise en compte de ces effets donne une durée de vie du faisceau d'environ 15 h (la durée de vie est ici calculée comme le temps correspondant à une luminosité diminuée d'un facteur $\frac{1}{e}$ par rapport à la luminosité

initiale). La luminosité intégrée d'un run de physique est obtenue en intégrant la luminosité instantanée sur la durée du run. La luminosité maximum qu'il est possible d'accumuler au cours d'une année de fonctionnement est limitée par l'alternance des différents cycles du LHC et par les périodes de maintenance nécessaires : une année de fonctionnement à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) pourrait permettre d'accumuler jusqu'à 100 fb^{-1} de données.

2.2 Les expériences

2.2.1 ATLAS, CMS, LHCb, ALICE et TOTEM

Cinq expériences seront menées au CERN au cours des prochaines années (voir Fig. 2.4) :

- ATLAS et CMS (Compact Muon Solenoid) : deux détecteurs généraux, conçus pour fonctionner à haute luminosité et optimisés pour la recherche du boson de Higgs, la recherche de nouvelle physique et les mesures de précision du secteur électrofaible du Modèle Standard. Les deux détecteurs possèdent une structure très proche : le détecteur CMS est représenté sur la Figure 2.5, le détecteur ATLAS sera décrit précisément au Chapitre 3.
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) : un détecteur dédié à l'étude de la violation de charge-parité dans les désintégrations d'hadrons B
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) : un détecteur dédié à l'étude du plasma de quark-gluon dans des collisions d'ions lourds
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) : un détecteur constitué de deux parties, placées symétriquement par rapport au point d'interaction 5 (CMS), et dédié à la mesure de la section efficace totale de collision proton-proton.

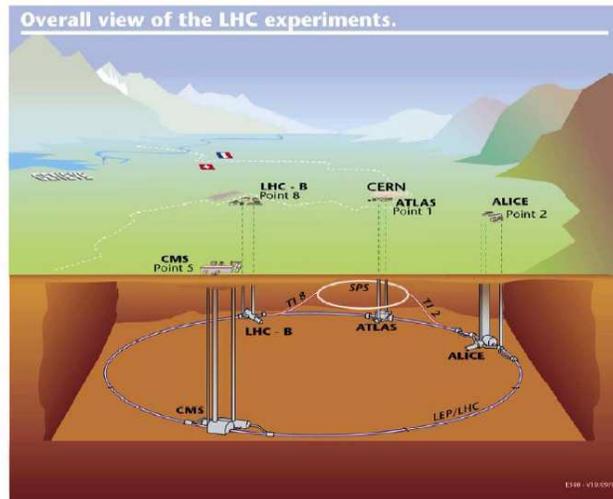


FIG. 2.4 – Répartition des expériences ATLAS, CMS, LHCb et ALICE au LHC [30]

2.2.2 Programme de physique d'ATLAS

La tâche majeure de l'expérience ATLAS est la compréhension de l'origine de la brisure de symétrie électrofaible. La découverte du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard et de la supersymétrie constitue donc le premier objectif. Un deuxième objectif est la recherche de nouvelle physique (en particulier de la supersymétrie). Les mesures de précision du Modèle Standard constituent également une composante essentielle du programme de physique. Les contraintes imposées par ces objectifs sur les choix technologiques pour le développement du détecteur seront développées au chapitre 3.

Recherche du boson de Higgs dans le Modèle Standard

Au LHC, le mode de production dominant du boson de Higgs est la fusion de gluons. La Figure 2.6 représente les sections efficaces des différents modes pour des masses de 100 à 1000 GeV. Les rapports de

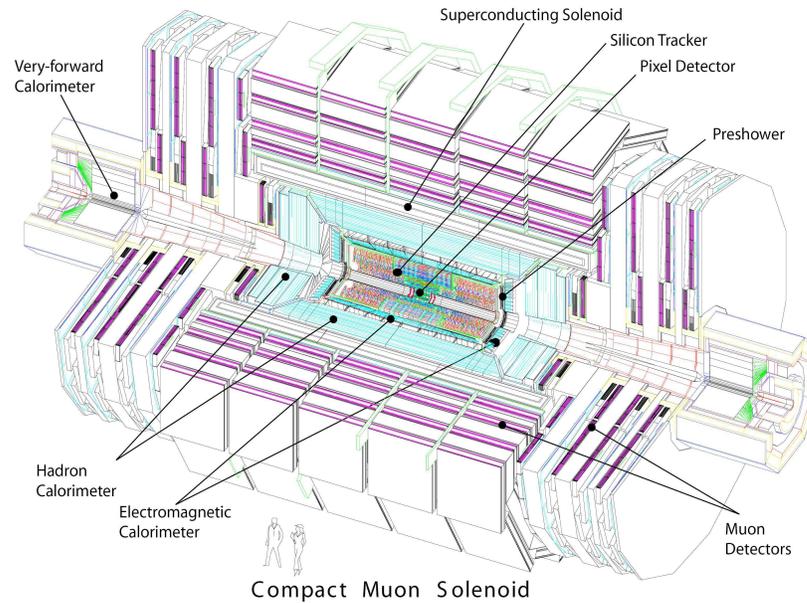


FIG. 2.5 – Vue générale du détecteur CMS [31]

branchement évoluent également en fonction de la masse du Higgs (voir Fig. 2.7). Pour chaque topologie, l'efficacité de reconstruction des événements et le niveau de bruit de fond sont différents. Une simulation complète des événements de signal et de bruit de fond permet de calculer la signification statistique pour chaque canal à une valeur de masse donnée. La signification statistique pour le potentiel de découverte est définie comme :

$$Z = \sqrt{-2 \ln \lambda(M_H)}$$

où λ est le rapport des vraisemblances pour les hypothèses *bruit de fond seulement* et *bruit de fond plus signal*. La Figure 2.8 représente la signification statistique par canal pour un boson de Higgs de basse masse pour une luminosité de 10 fb^{-1} , ainsi que la signification statistique combinée. En dessous de 125 GeV, les canaux accessibles sont $H \rightarrow \tau\tau$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Lorsque la masse augmente, les canaux $H \rightarrow ZZ^*$ et $H \rightarrow WW$ deviennent les plus prometteurs.

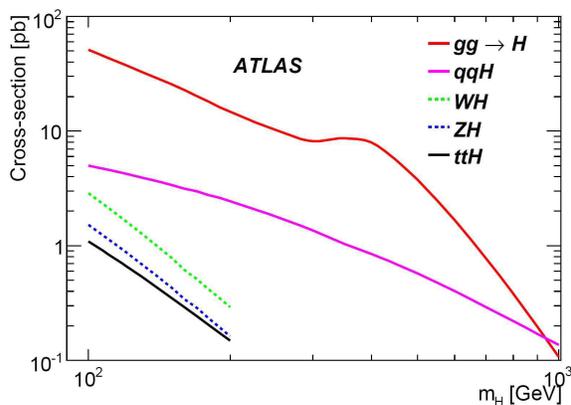


FIG. 2.6 – Sections efficaces des différents canaux de production du boson de Higgs au LHC dans le Modèle Standard en fonction de sa masse [25]

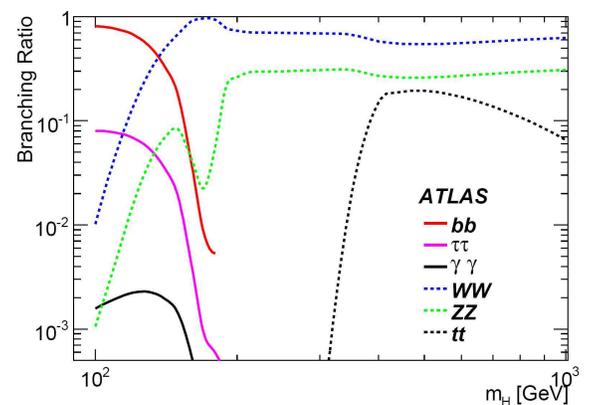


FIG. 2.7 – Rapports de branchement des différents modes de désintégration du boson de Higgs dans le Modèle Standard [25]

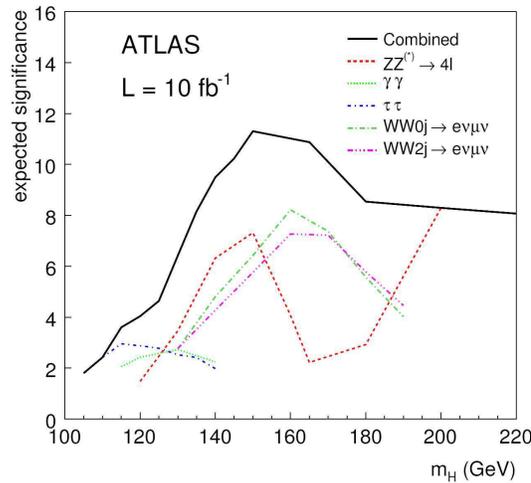


FIG. 2.8 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs de basse masse dans le Modèle Standard pour différents canaux et leur combinaison pour une luminosité de 10 fb^{-1} [25]

Supersymétrie

Une première part des études en supersymétrie consiste en la recherche de bosons de Higgs (neutres et chargés). L'autre part essentielle est la recherche inclusive de la supersymétrie avec R-parité. Dans cette hypothèse, les particules et leur superpartenaire sont produits par paire, la R-parité devant être conservée. Dans les modèles de type mSUGRA, les particules supersymétriques se désintègrent en un *Lightest Supersymmetric Particle* qui interagit faiblement et échappe à la détection : la signature inclut donc une énergie transverse manquante élevée. Au Chapitre 1 (voir Fig. 1.7), le potentiel de découverte a été illustré pour un benchmark point de mSUGRA. Dans les modèles de type GMSB (Gauge Mediated Susy Breaking), le *Next Lightest Supersymmetric Particle* peut avoir une longue durée de vie et se désintégrer en un photon et un graviton. La signature inclut donc un photon non-pointant que le calorimètre électromagnétique peut identifier.

Le détecteur ATLAS possède une grande sensibilité pour la découverte de la supersymétrie et pourra contraindre de larges secteurs dans l'espace des paramètres.

Mesures de précision électrofaibles

Les mesures de la masse du W et du quark top permettent de contraindre la masse du boson de Higgs. Pour la masse du W , l'objectif est d'atteindre une sensibilité de 7 MeV par canal (électron et muon) avec 10 fb^{-1} de données [32] (actuellement $\Delta M_W = 25 \text{ MeV}$ [11]). La masse du top pourra être déterminée avec une incertitude de 1 GeV pour 1 fb^{-1} de données [25] (actuellement $\Delta M_t = 1.4 \text{ GeV}$ [11]). La contrainte sur la masse du Higgs pourra ainsi être améliorée et comparée à une éventuelle mesure directe de sa masse. La mesure des couplages de jauge à trois bosons (dont les valeurs sont sensibles aux éventuelles corrections dues à la présence de nouvelle physique) figure aussi parmi les objectifs importants de l'expérience ATLAS.

2.3 Physique du W dans ATLAS : quels objectifs ?

Compréhension du détecteur et optimisation des générateurs

Les canaux $W \rightarrow \ell\nu$ et $Z \rightarrow \ell\ell$ (avec $\ell = e$ ou μ) sont considérés comme des chandelles standards pour la compréhension et l'étalonnage du détecteur. Les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent une source abondante de leptons isolés de haute impulsion transverse ($p_T \sim 40 \text{ GeV}$). Les électrons produits permettent de tester les

chaînes du système de déclenchement consacrées à la détection des électrons, d'étudier les critères d'identification des électrons, les effets de bremsstrahlung et de faire une carte de la matière en amont des calorimètres. La présence de neutrinos dans ces événements permet de contrôler la reconstruction de l'énergie transverse manquante : son échelle et sa résolution peuvent être déterminées en ajustant des distributions prédites d'impulsion transverse du lepton aux données. Un bon contrôle de l'énergie transverse manquante est un prérequis indispensable pour toute recherche en supersymétrie. En complément des événements de biais minimum, ces événements permettent l'optimisation des paramètres des générateurs contrôlant les événements sous-jacents : les modélisations ont été optimisées seulement jusqu'à une énergie dans le centre de masse de 2 TeV pour des collisions proton-antiproton (expériences du Tevatron) et un ajustement aux premières données du LHC sera indispensable.

Mesures de précision

La mesure de section efficace de production inclusive de W sera parmi les premiers résultats de physique du LHC : elle devra permettre de montrer rapidement le potentiel du détecteur. L'incertitude théorique sur la section efficace est de l'ordre de 4% et sa mesure constitue donc un test de précision de QCD à haute énergie. La précision théorique et la statistique élevée de bosons W accumulée au LHC offrira la possibilité de mesurer précisément la luminosité d'un échantillon de données ($\sim 5\%$), la seule limitation étant l'incertitude systématique. Au début du fonctionnement du LHC, la luminosité sera seulement donnée par les paramètres de la machine avec une précision de l'ordre de 10 – 20%. Mais à partir de 2010, le détecteur ALFA [33] (Absolute Luminosity For ATLAS) devrait permettre de mesurer la luminosité absolue avec une précision de $\sim 2 - 3\%$.

En combinant avec le canal $Z \rightarrow ee$, le rapport R peut être mesuré :

$$R = \frac{\sigma(W \rightarrow e\nu)}{\sigma(Z \rightarrow ee)}$$

Ce rapport offre la possibilité d'effectuer une mesure précise dans le canal électron, même dans la première phase de l'expérience car une grande partie des incertitudes systématiques s'annule dans le rapport. La valeur de R est précisément connue théoriquement ($\Delta R/R \sim 1\%$) : une mesure précise de R est sensible à une résonance de masse élevée se désintégrant en un boson W ou Z .

Les fonctions de distribution de parton du proton pourront également être contraintes en mesurant la section efficace différentielle en rapidité du lepton provenant du boson W : il a été montré qu'en incluant 250 pb^{-1} de données dans un ajustement global, les incertitudes sur certains paramètres sont réduites significativement (jusqu'à 35% pour le paramètre du gluon à bas x) [34].

La précision actuelle sur la masse du W pourra être améliorée (voir Sec. 2.3).

Contrôle du bruit de fond pour les découvertes

Les événements $W \rightarrow \ell\nu$ constituent un bruit de fond significatif dans plusieurs canaux de recherche dans le Modèle Standard et au-delà, en particulier dans les événements de topologie W +jets. Ce bruit de fond est important pour la recherche du boson de Higgs (notamment dans le canal $H \rightarrow WW$, voir Fig. 2.9) et essentiel pour les recherches inclusives en supersymétrie (de nombreuses signatures sont de type *lepton plus énergie transverse manquante plus jets*, voir Fig. 2.10). Le contrôle de ce bruit de fond sera indispensable avant de pouvoir interpréter tout excès d'événements observé dans ces canaux. Un boson lourd W' est prédit dans plusieurs scénarios au-delà du Modèle Standard : la limite actuelle établie par l'expérience D0 est 1 TeV [35]. La queue à haute masse dans la production du W dans le Modèle Standard est le bruit de fond dominant pour cette recherche (voir Fig. 2.11).

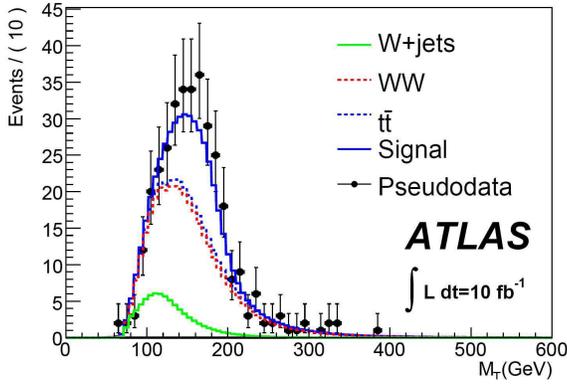


FIG. 2.9 – Distributions de masse transverse du boson de Higgs pour le signal ($M_H = 170$ GeV) et les bruits de fond pour une luminosité de 10 fb^{-1} [25]

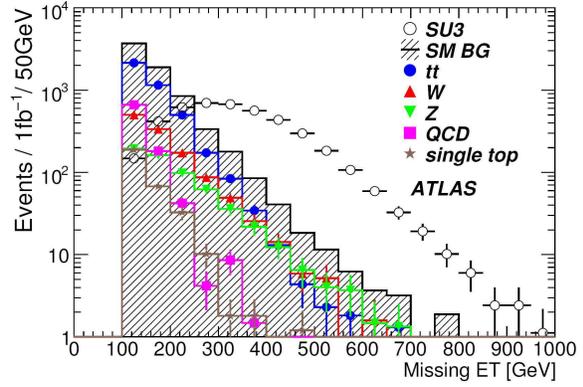


FIG. 2.10 – Distributions d'énergie transverse manquante pour le signal supersymétrique et les bruits de fond dans le canal 0-lepton pour une luminosité de 1 fb^{-1} [25]

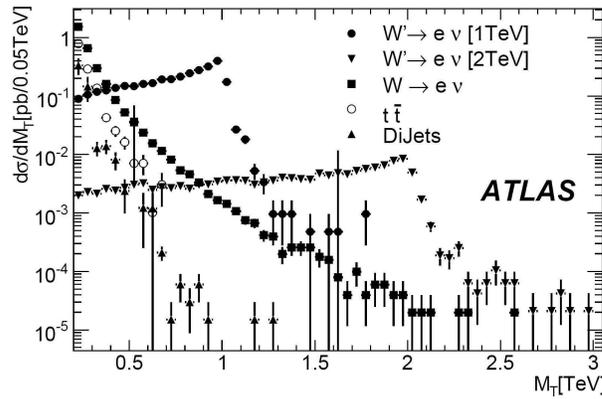


FIG. 2.11 – Distributions de masse transverse du boson W' pour le signal ($M_{W'} = 1$ ou 2 TeV) et les bruits de fond (les distributions sont normalisées aux sections efficaces de production) [25]

2.4 Production du W au LHC

2.4.1 Phénoménologie des collisions proton-proton

Théorème de factorisation

La phénoménologie des collisions proton-proton est décrite à travers le modèle des partons :

- les partons sont les quarks et gluons, considérés comme des particules ponctuelles libres à l'intérieur du proton ;
- le parton a possède la fraction x_a de l'impulsion totale du proton, les x_a vérifiant : $\sum_a x_a = 1$;
- l'impulsion transverse des partons est négligée.

Dans ce modèle, la section efficace d'un processus donné $p + p \rightarrow X$ s'écrit en utilisant le théorème de factorisation :

$$\sigma(p + p \rightarrow X) = \sum_{(a,b)} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a) f_b(x_b) \hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s})$$

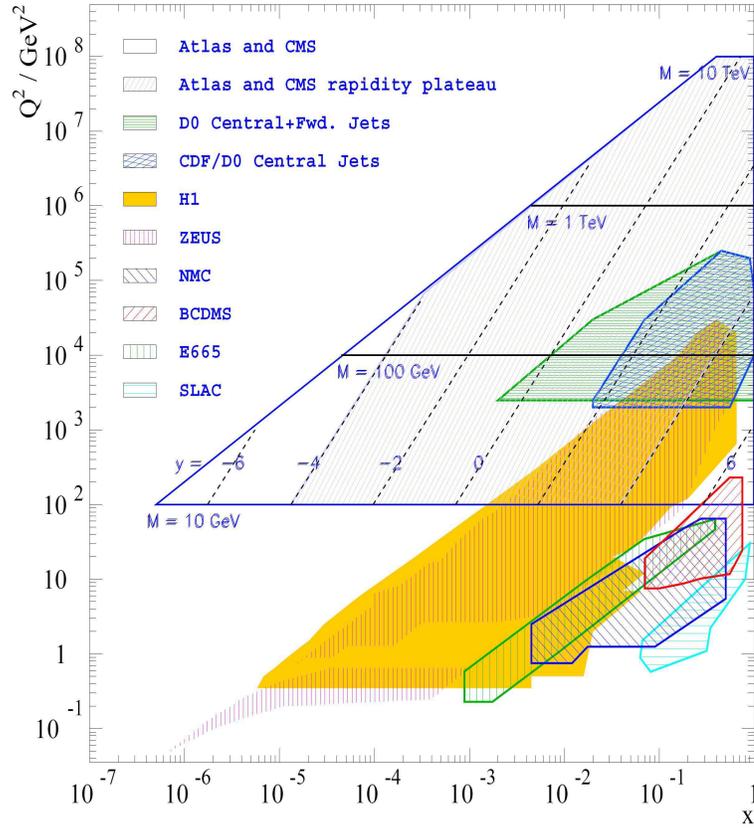


FIG. 2.12 – Couverture dans le plan (x, Q^2) des expériences du LHC et d'autres expériences pertinentes

où la somme est effectuée sur tous les couples de partons (a, b) dont l'interaction peut conduire à l'état final X , $f_{a(b)}$ est la fonction de distribution du parton $a(b)$ du proton (PDF), $\hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s})$ est la section efficace du processus élémentaire entre les partons a et b et $\hat{s} = x_a x_b s$ (s est l'énergie totale dans le centre de masse). Les fonctions de distribution de parton et les sections efficaces élémentaires doivent être évaluées à une échelle d'impulsion Q donnée. Ce théorème traduit la factorisation possible des effets de la physique "courte distance" (impliquant les partons) par les effets de la physique "longue distance" (impliquant les hadrons). Les échelles de factorisation μ_F et de renormalisation μ_R sont introduites :

$$\sigma(p + p \rightarrow X) = \sum_{(a,b)} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F) f_b(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}(a + b \rightarrow X, \hat{s}, \mu_R)$$

où μ_F est le transfert d'impulsion caractéristique du processus et μ_R est l'échelle d'impulsion pour la constante de couplage QCD. Formellement, la section efficace calculée à tous les ordres en théorie des perturbations est indépendante de ces échelles mais le calcul à un ordre donné dépend des valeurs choisies. Dans le cas de la production d'un boson $W(Z)$, le choix $\mu_F = \mu_R = M_{W(Z)}$ est souvent effectué.

Fonctions de distribution de partons

Les valeurs des PDFs ne sont pas prédites dans le Modèle Standard : les valeurs pour x, Q^2 donné sont extraites des données expérimentales, en particulier des données des expériences de diffusion inélastique profonde électron-proton. En QCD perturbative, l'évolution des PDFs en fonction de Q^2 est régie par les équations DGLAP [36–40], mais l'évolution en fonction de x n'est pas connue théoriquement. La couverture dans le plan

(x, Q^2) des expériences du LHC et d'autres expériences pertinentes est représentée sur la Figure 2.12. La région à bas x est faiblement contrainte par les données actuelles : cela induit une incertitude importante sur la production de nombreux processus au LHC, dans lesquels la contribution des partons à bas x est significative. La rapidité d'un boson W produit est définie par :

$$y_W = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

où z est la direction incidente des protons. Dans le centre de masse des deux protons, elle s'écrit :

$$y_W = \frac{1}{2} \ln \frac{x_a}{x_b}$$

Les deux partons engagés dans la production du W portent des fractions :

$$x_a = \frac{M_W}{\sqrt{s}} \exp y_W, \quad x_b = \frac{M_W}{\sqrt{s}} \exp -y_W$$

Pour un boson W produit avec une rapidité $y_W \sim 0.15$ (ce qui correspond par exemple à un boson de pseudo-rapidité $\eta \sim 2$ pour une impulsion de 10 GeV), les fractions x_a et x_b sont :

$$x_a \sim 7 \times 10^{-3}, \quad x_b \sim 4 \times 10^{-3}$$

Environnement au LHC

La Figure 2.13 représente la modélisation simplifiée d'une collision proton-proton. Seuls deux partons participent au processus dur. Les partons sont des objets colorés : ils émettent des gluons, objets eux-mêmes colorés engendrant ainsi des gerbes partoniques. Mais les partons ne sont pas des objets libres : ils sont confinés en hadrons (étape d'hadronisation). La probabilité d'interaction entre les partons rémanents des deux protons engagés dans le processus dur est non négligeable (connection de couleur) : ces partons produisent des gerbes partoniques et s'hadronisent également. Les réactions entre les partons rémanents constituent l'événement sous-jacent. La modélisation de ces événements est très complexe. Les générateurs Monte-Carlo utilisent de nombreux paramètres pour leur description et ajustent leurs valeurs aux données. L'étude de la multiplicité et de

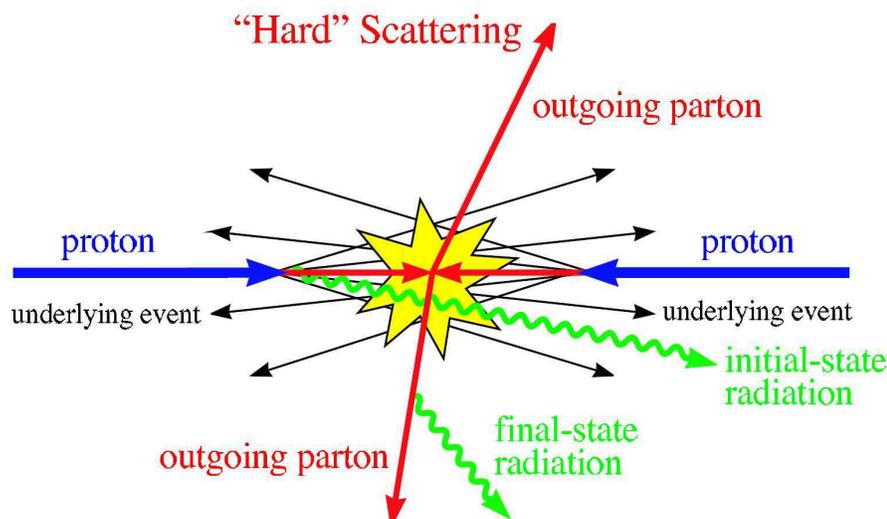


FIG. 2.13 – Représentation schématique d'une collision proton-proton [41]

l'impulsion transverse des traces chargées dans CDF [42] a permis d'immenses progrès dans leur description. Lors du croisement des faisceaux au LHC, des interactions sont possibles entre les protons non engagés dans le processus dur : ces événements sont dits de biais minimum. Au LHC, le nombre moyen attendu d'événements de biais minimum est de l'ordre de 2 à basse luminosité ($10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$) et de l'ordre de 18 à haute luminosité ($10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$). Ces événements produisent de l'activité dans le détecteur (effet d'empilement) et cette activité doit être soustraite en moyenne pour extraire la physique du processus dur. La section efficace de collision proton-proton peut être divisée en une composante élastique (les deux protons sont conservés dans l'état final) et une composante inélastique ; les collisions inélastiques sont à leur tour classées en *single diffractive* (SD), *double diffractive* (DD) et *non-diffractive* (ND). La section efficace totale s'écrit donc :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{ND}$$

avec (les valeurs sont extraites de la référence [25]) :

$$\sigma_{el} \sim 20 \text{ mb}, \sigma_{SD} \sim 15 \text{ mb}, \sigma_{DD} \sim 15 \text{ mb}, \sigma_{ND} \sim 55 \text{ mb}, \sigma_{tot} \sim 100 \text{ mb}$$

Les processus de physique intéressants sont principalement de type non diffractif. Les sections efficaces de production des principaux processus du Modèle Standard au LHC sont données sur la Figure 2.14 ; l'évolution en fonction de l'énergie dans le centre de masse depuis le Tevatron jusqu'au LHC est représentée.

2.4.2 Calcul de la section efficace de production inclusive du W

Ordre dominant

Les diagrammes de Feynman à l'ordre dominant pour le processus élémentaire $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$ sont représentés sur la Figure 2.15. Dans la suite, le calcul de l'élément de matrice pour le processus élémentaire $u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)$ est détaillé. L'élément de matrice s'écrit (interaction faible entre les composantes gauches des quarks) [44] :

$$M = -iV_{ud} \frac{g}{\sqrt{2}} \bar{d}(p_2) \frac{1}{2} \gamma^\alpha (1 - \gamma_5) u(p_1)$$

où V_{ud} est le coefficient de la matrice CKM, $u(p_1)$ et $\bar{d}(p_2)$ sont les spineurs des quarks u et \bar{d} , g est la constante de couplage de jauge faible et les γ^α sont les matrices de Dirac. La somme sur les polarisations possibles du W et sur les spins des quarks donne l'amplitude totale de transition (dans l'approximation des quarks de masse nulle et en utilisant que $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g}{8M_W}$) :

$$\sum |M|^2 = |V_{ud}|^2 \frac{8G_F}{\sqrt{2}} M_W^4$$

La section efficace totale de production est obtenue en intégrant sur l'espace de phase complet :

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = \frac{1}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \frac{1}{2\hat{s}} \int d(EP) \times |M|^2$$

où s_1 et s_2 sont les spins des quarks u et \bar{d} , \hat{s} est l'énergie dans le centre de masse des quarks u et \bar{d} et $\int d(EP) = 2\pi\delta(\hat{s} - M_W^2)$, *i.e.* :

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = 2\pi |V_{ud}|^2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} M_W^2 \delta(\hat{s} - M_W^2)$$

La largeur du W a été négligée dans ce calcul (*narrow width approximation*). Avec $V_{ud} = 0.974$, $G_F = 1.166 \times 10^5 \text{ GeV}^{-2}$ et en utilisant que dans le système d'unités naturelles $1 \text{ GeV}^{-2} = 3.90 \cdot 10^{-4} \text{ barn}$:

$$\sigma(u(p_1)\bar{d}(p_2) \rightarrow W^+(P)) = 19.2 \text{ nb}$$

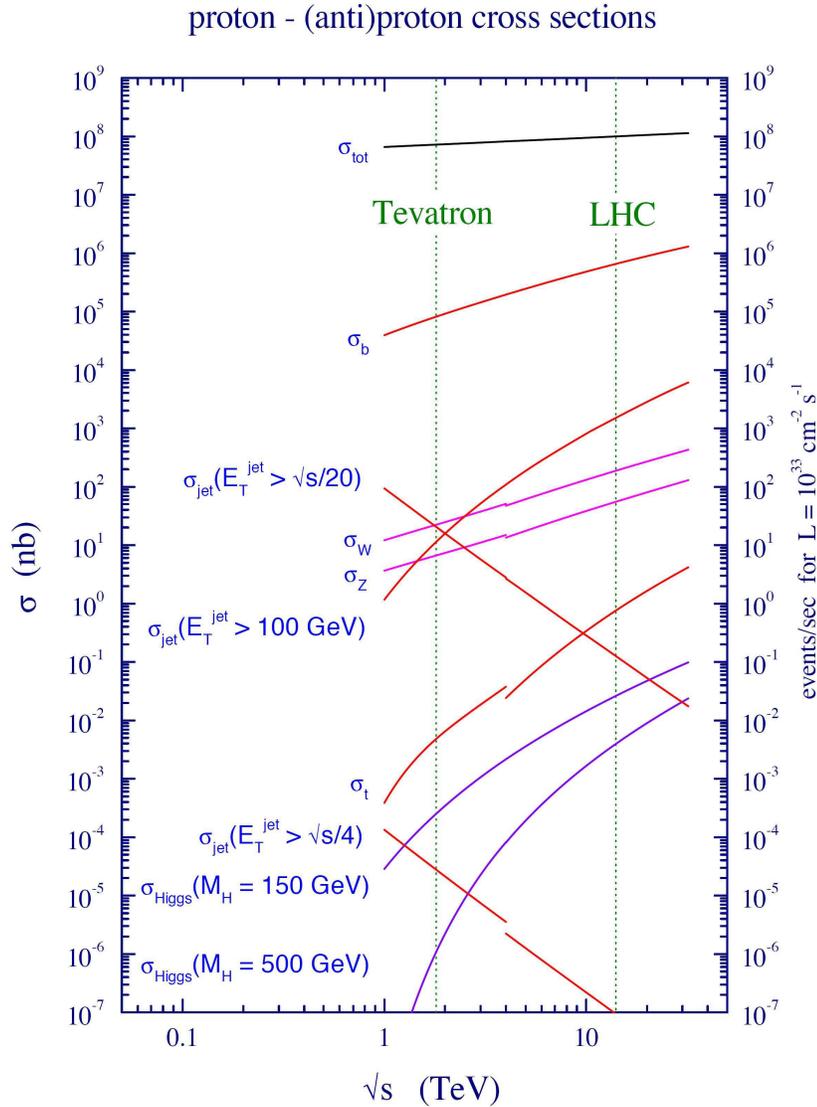


FIG. 2.14 – Sections efficaces de différents processus au Tevatron (collisions $p\bar{p}$) et au LHC (collisions $p\text{-}p$) [41]. Environ 200 bosons W par seconde seront produits au LHC à basse luminosité.

La section efficace du processus $u\bar{d} \rightarrow W \rightarrow e\nu_e$ est obtenue en multipliant la section efficace calculée précédemment par le rapport de branchement. Pour le calcul des distributions des leptons produits, il est nécessaire de prendre en compte l'élément de matrice complet du processus (à cause des corrélations d'impulsion et de spin).

La section efficace du processus $p + p \rightarrow W$ résulte de la convolution des sections efficaces partoniques élémentaires par les PDFs du proton. Les sections efficaces des processus $u\bar{d} \rightarrow W^+$ et $d\bar{u} \rightarrow W^-$ sont égales mais les sections efficaces de production des bosons W^+ et W^- dans les collisions proton-proton au LHC sont différentes. Ces dernières valeurs sont indiquées dans la Table 2.2. Dans ces collisions, les bosons W sont principalement produits par interaction entre un quark de valence et un quark de la mer. A cause de la composition en quark du proton, la section efficace de production du boson W^+ est 1.4 fois plus grande que celle du boson W^- . La Figure 2.16 représente les contributions des différentes saveurs à l'ordre dominant. La

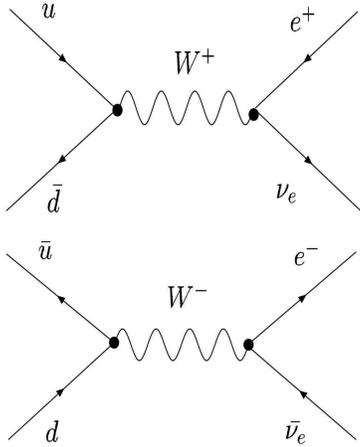


FIG. 2.15 – Diagrammes de Feynman à l'ordre dominant pour la production des bosons W^+ et W^-

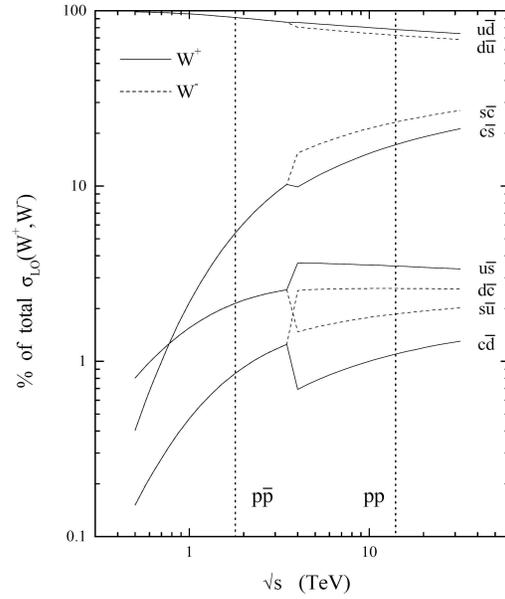


FIG. 2.16 – Contribution des différents saveurs à la section efficace totale de production des bosons W^+ (trait continu) et W^- (trait pointillé) dans les collisions $p\bar{p}$ et pp [43]

Process	LO (pb)	NLO (pb)	NNLO (pb)
W^+	9732	11910	11825
W^-	7099	8764	8685
W	16831	20674	20510

TAB. 2.2 – Sections efficaces du processus $p + p \rightarrow W \rightarrow \ell \nu_\ell$ au LHC [25]. Les valeurs ont été calculées avec le programme FEWZ [45] et les PDFs CTEQ6L et CTEQ6M [46] ont été utilisés.

contribution des quarks charme et étrange (par interaction mer-mer) est non négligeable, contrairement aux collisions proton-antiproton du Tevatron, complètement dominées par les interactions valence-valence.

Ordres supérieurs

Le calcul de section efficace présenté précédemment a été effectué à l'ordre dominant en théorie des perturbations. Mais des processus d'ordre supérieur (de type QCD ou électrofaible) contribuent également à la production du boson W . Les corrections QCD s'appliquent aux quarks initiaux (les gluons couplant à la charge de couleur) alors que les corrections électrofaibles peuvent s'appliquer aux quarks initiaux, au boson produit et au lepton final (les photons couplant à la charge électrique). L'amplitude de transition est calculée en sommant les contributions des différents diagrammes et en prenant en compte les interférences éventuelles entre diagrammes.

Corrections QCD Le calcul de la section efficace de production de W/Z à l'ordre NLO (*Next-Leading-Order*) en QCD est connu depuis 1994 [48]. Des diagrammes de Feynman correspondant à ces corrections sont représentés sur la Figure 2.18. Le calcul à l'ordre NNLO (*Next-Next-Leading-Order*) est aujourd'hui disponible : le programme Monte-Carlo FEWZ [45] prédit au NNLO la distribution en rapidité du W/Z . La Figure 2.17 représente la distribution en rapidité du W produit au LO, NLO et NNLO. Les corrections NLO augmentent la section efficace totale de 23% ; les corrections NNLO diminuent la section efficace totale de 1%

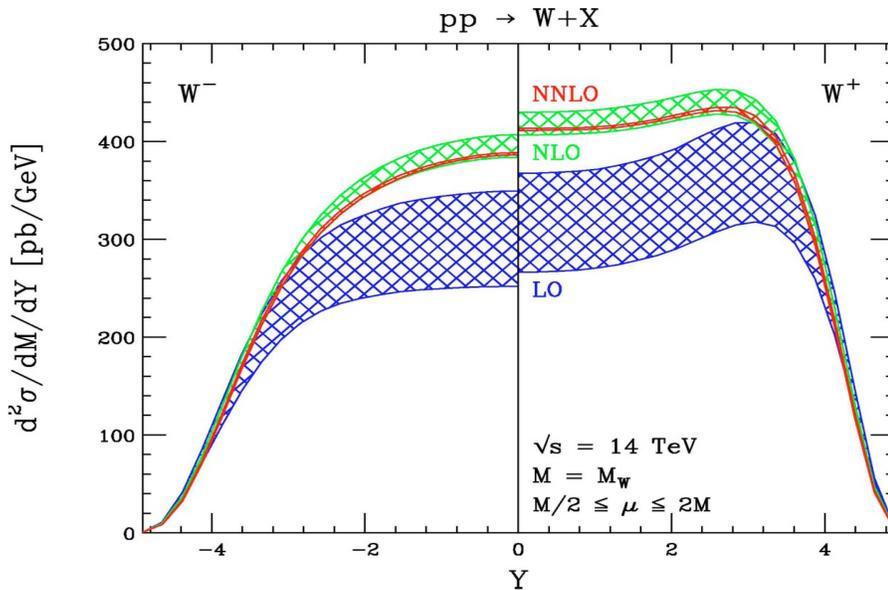


FIG. 2.17 – Distributions en rapidité du boson W^+ (droite) et du W^- (gauche) au LHC au LO, NLO et NNLO, pour les PDFs MRST [47]. Chaque distribution est symétrique en y . Les bandes indiquent l'incertitude résiduelle due au choix des échelles de factorisation et de renormalisation.

(par rapport au NLO).

Corrections électrofaibles Les corrections électrofaibles ont d'abord été calculées en prenant en compte seulement l'émission de photons dans l'état final [49] (appelées corrections QED). L'ensemble complet de corrections à l'ordre $O(\alpha)$ a été calculé récemment [50] : les contributions sont de type réelle (émission d'un photon) et virtuelle (émission-réabsorption d'un photon). La section efficace totale est très faiblement affectée par les corrections électrofaibles mais l'impact sur les sections efficaces différentielles du lepton produit est important (les corrections peuvent aller jusqu'à $\sim 10\%$).

Générateurs L'analyse de données expérimentales nécessite l'utilisation de générateurs Monte-Carlo d'événements afin de pouvoir prédire correctement les états finaux observés dans le détecteur. Le programme FEWZ n'est pas un générateur ; le programme MC@NLO [51] est un générateur NLO QCD, incluant notamment le processus de production de W/Z . La précision aujourd'hui atteinte dans les calculs des corrections QCD rend nécessaire la prise en compte des corrections électrofaibles : HORACE [52] est un générateur d'événements W incluant l'élément de matrice à l'ordre $O(\alpha)$. L'association nécessaire de ces processus durs calculés au NLO avec la production des gerbes partoniques doit ensuite être effectuée de manière à ne pas compter doublement les émissions de gluons et photons. Les PDFs utilisés doivent également être extraits à l'ordre correspondant à celui du processus dur (les équations DGLAP sont différentes pour des ordres différents en théorie des perturbations). La combinaison des corrections QCD et électrofaibles dans un même générateur d'événements est la méthode développée actuellement pour augmenter la précision sur les prédictions du processus Drell-Yan. Une première tentative est le générateur RESBOS-A [53], qui inclut la resommation à tous les ordres des gluons mous initiaux et les corrections QED pour l'état final.

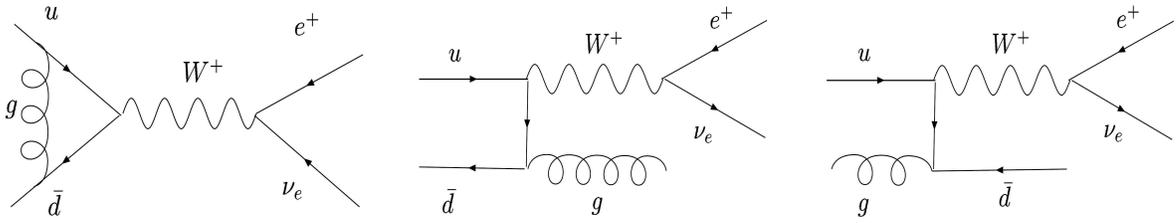


FIG. 2.18 – Diagrammes de Feynman correspondant aux corrections NLO QCD pour la production de W^+

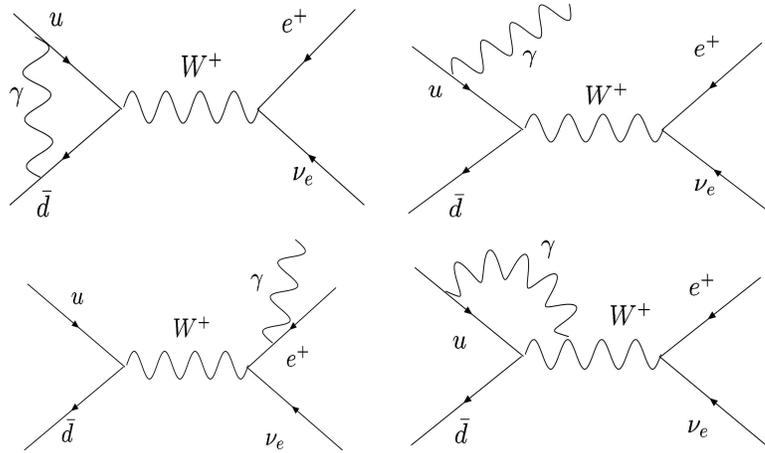


FIG. 2.19 – Des diagrammes de Feynman de corrections électrofaibles pour la production de W^+

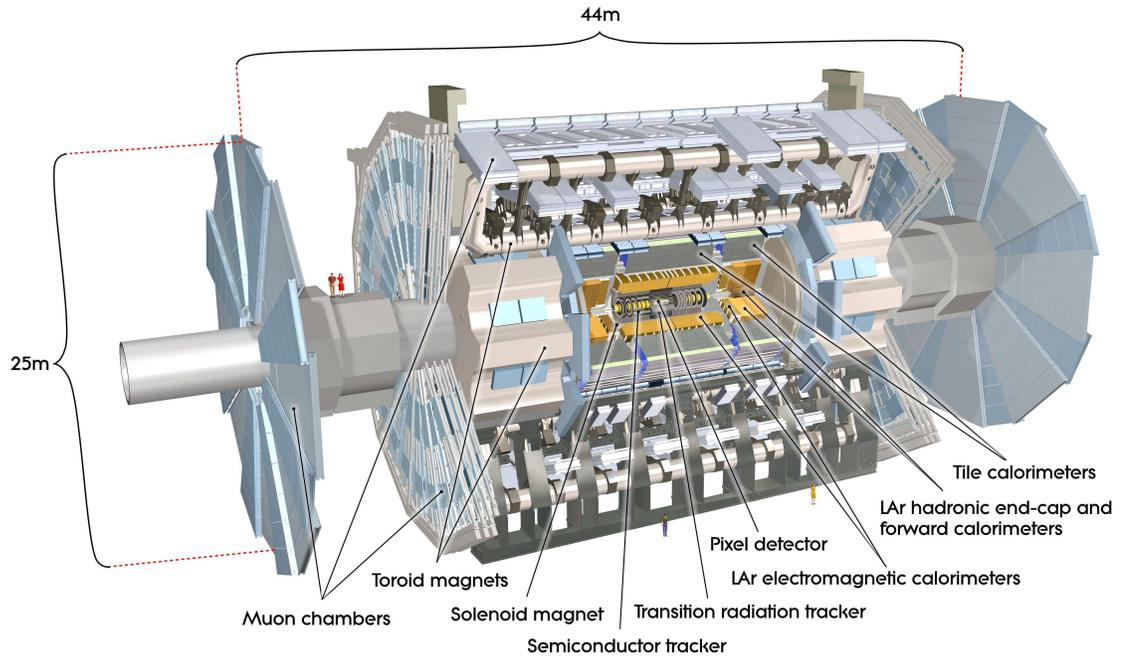


FIG. 3.1 – Vue générale du détecteur ATLAS [54]

Chapitre 3

Le détecteur ATLAS

Ce chapitre décrit le détecteur ATLAS. La structure globale du détecteur est brièvement présentée, puis le principe de détection et la géométrie de chaque sous-détecteur sont précisément décrits. Les performances du détecteur obtenues lors de tests en faisceau et importantes pour le canal $W \rightarrow e\nu$ sont finalement données.

3.1 Présentation générale

Une vue générale du détecteur ATLAS est représentée sur la Figure 3.1 : il mesure 25 m de haut, 44 m de long et pèse environ 7000 tonnes. Il est installé dans la caverne du point 1 du CERN, à 90 m sous-terre. C'est un détecteur devant couvrir plusieurs domaines de physique. Il est constitué successivement (en partant du point d'interaction) d'un trajectographe entouré d'un solénoïde, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muon couplé à un système de toroïdes. Cette structure en couches successives est classique pour un détecteur sur collisionneur : elle est imposée par l'interaction différente avec

la matière des particules que l'on cherche à identifier : les photons, les électrons, les hadrons et les muons. Une spécificité importante du détecteur est sa couverture azimutale presque complète, permettant une excellente reconstruction de l'énergie transverse manquante.

Le système de coordonnées utilisé tout au long de cette thèse est introduit ici. L'axe z est l'axe du faisceau. La partie $z > 0$ du détecteur est appelée partie A et la partie $z < 0$ est appelée partie C. Le plan $(x - y)$ est le plan transverse : l'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, l'axe y pointe vers le haut. Pour une quantité X , la grandeur transverse associée sera notée X_T . L'angle Φ est l'angle azimutal autour de l'axe du faisceau. L'angle θ est l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. La pseudo-rapidité η est définie par : $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$ ($\eta > 0$ pour la partie A et $\eta < 0$ pour la partie C).

3.2 Le système d'aimants

Le détecteur ATLAS possède un système complexe de quatre aimants supraconducteurs (voir Fig. 3.2), imposant des contraintes fortes sur la structure générale du détecteur. Leur rôle est de fournir un champ magnétique pour la mesure de l'impulsion des traces dans le détecteur interne et dans le spectromètre à muon. Les bobines utilisées sont des enroulements d'un supraconducteur en Al/Cu/Nb/Ti placés dans des masses froides à la température de l'hélium liquide (-269°). Le système est composé de :

- un solénoïde (d'axe l'axe du faisceau) produisant un champ magnétique axial de 2 T pour le détecteur interne. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Il mesure 5.3 m de long et 2.5 m de diamètre. La conception a été optimisée afin d'avoir une quantité de matière la plus faible possible en amont des calorimètres. Il partage notamment une même chambre à vide avec le calorimètre électromagnétique tonneau. Pour une particule en incidence normale, l'assemblage complet contribue à 0.66 longueurs de radiation¹⁾.
- un toroïde tonneau et deux toroïdes bouchon (voir Fig. 3.3 et Fig. 3.4), produisant des champs magnétiques toroïdaux pour le spectromètre à muon, d'intensité respective 1 et 0.5 T. La partie tonneau est constituée de huit bobines rectangulaires, mesurant 25 m de long et 5 m de large et placées dans des masses froides indépendantes. L'intensité nominale vaut 7.8 kA. Chaque toroïde bouchon comporte huit bobines carrées de 5 m et placées dans une même masse froide.

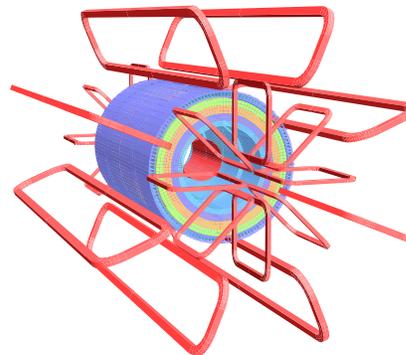


FIG. 3.2 – Géométrie du système d'aimants [54]. Le calorimètre à tuiles scintillantes est également représenté : il est modélisé par quatre couches successives aux propriétés magnétiques différentes.

3.3 Le détecteur interne

A haute luminosité, environ 1000 particules chargées seront produites dans la zone $|\eta| < 2.5$ à chaque collision, créant une très forte densité de traces dans le détecteur. Le rôle du détecteur interne d'ATLAS est de reconstruire le passage des traces chargées d'impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV dans la zone $|\eta| < 2.5$ et de mesurer leur impulsion. Etant donné l'environnement dense de traces, une granularité très fine est nécessaire. Il doit permettre la reconstruction des vertex primaires et secondaires et l'identification des

¹⁾distance après laquelle un électron a perdu $\frac{1}{2}$ de son énergie initiale par bremsstrahlung

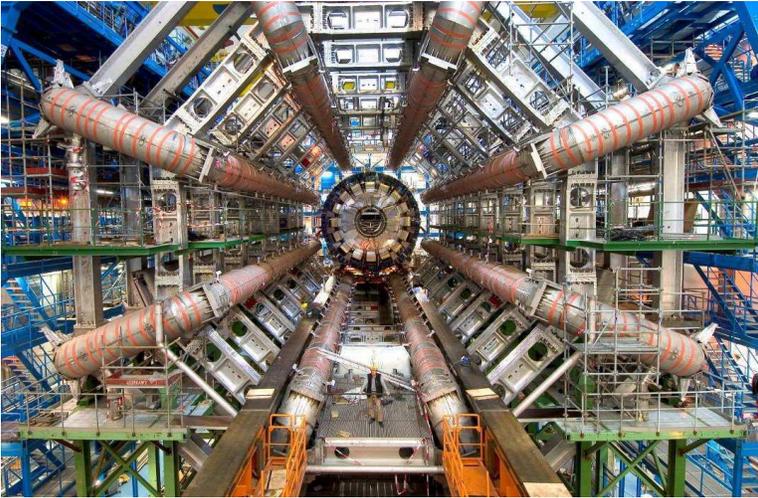


FIG. 3.3 – Photographie du toroïde tonneau installé dans la cavité d'ATLAS [54]

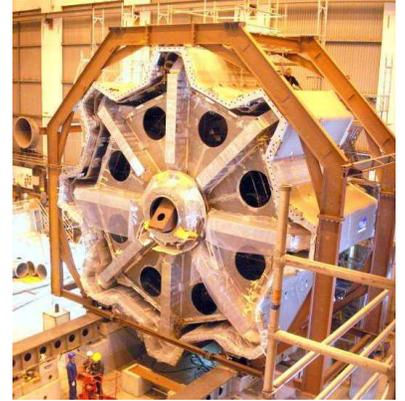


FIG. 3.4 – Photographie du toroïde bouchon inséré dans son cryostat, juste avant assemblage avec le reste du détecteur [54]

électrons par rayonnement de transition pour des énergies de 0.5 à 150 GeV. Il doit avoir une excellente tenue aux radiations à cause de sa proximité avec le faisceau. La quantité de matière doit être minimisée afin de limiter la dégradation de la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique.

Le détecteur interne est inséré dans le solénoïde et immergé dans son champ magnétique de 2 T. Il est constitué de trois sous-détecteurs :

- le détecteur à pixels
- le trajectographe à micropistes de silicium (appelé SCT pour *SemiConductor Tracker*)
- le trajectographe à rayonnement de transition (appelé TRT pour *Transition Radiation Tracker*).

Chaque sous-détecteur est divisé en une partie tonneau et deux parties bouchons : l'ensemble est représenté sur la Figure 3.5, des vues en perspective de chaque partie sont représentées sur les Figures 3.6 et 3.7.

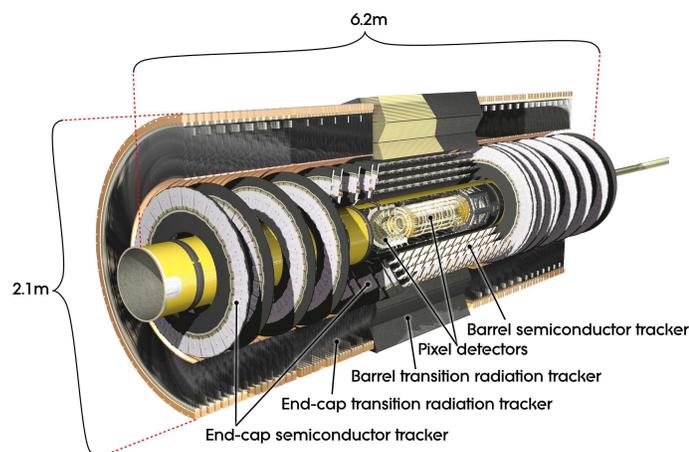


FIG. 3.5 – Vue générale du détecteur interne [54]

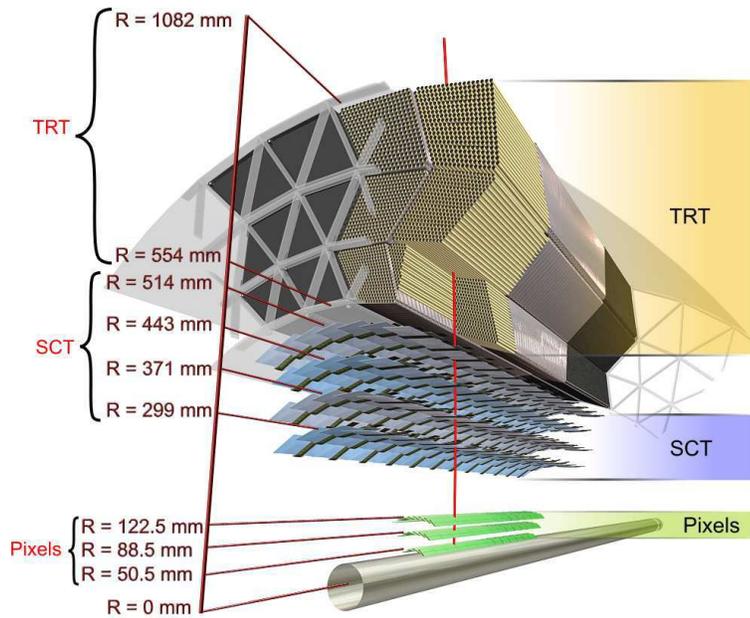


FIG. 3.6 – Schéma en perspective du passage d’une particule chargée dans le détecteur interne tonneau ($\eta = 0.3$) [54]

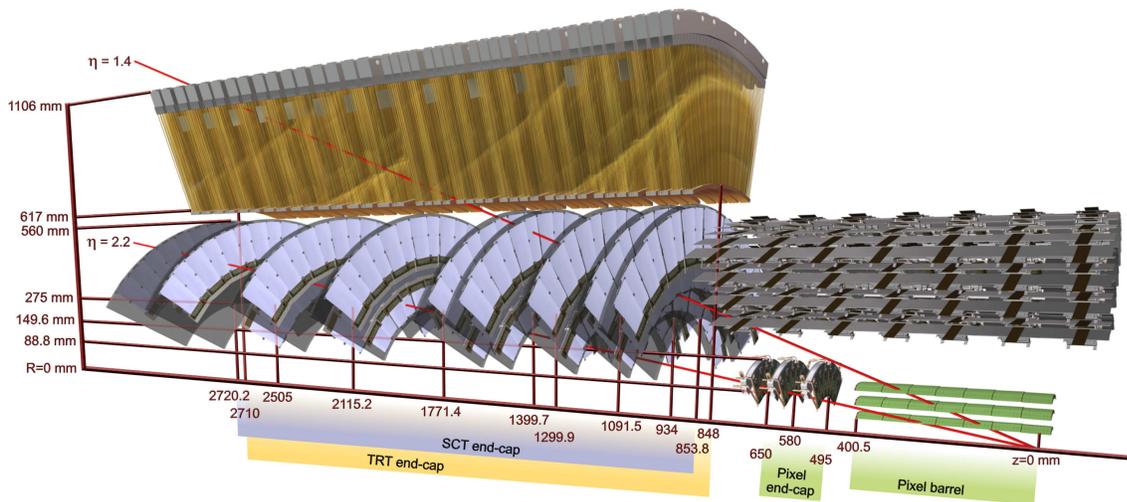


FIG. 3.7 – Schéma en perspective du passage d’une particule chargée dans le détecteur interne bouchon ($\eta = 1.4$ et $\eta = 2.2$) [54]

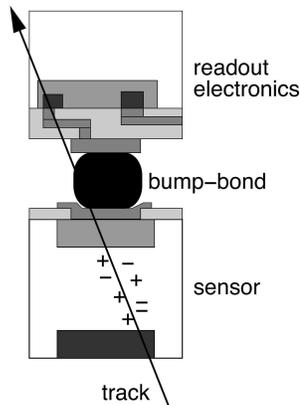


FIG. 3.8 – Passage d'une particule chargée dans un pixel [55]

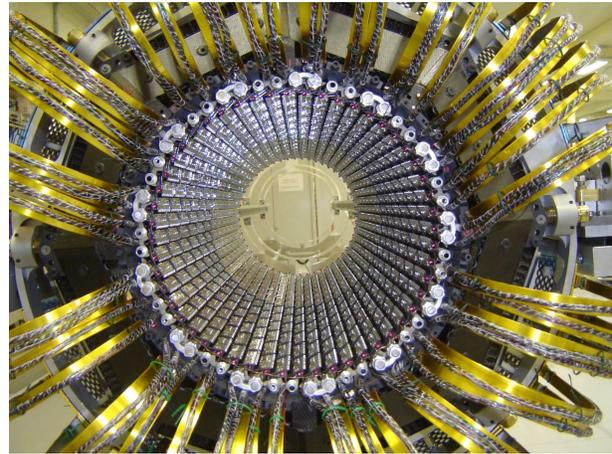


FIG. 3.9 – Photographie de la deuxième couche de pixels de la partie tonneau [54]

3.3.1 Le détecteur à pixels

Le rôle du détecteur à pixels est de fournir des points de passage des particules chargées à très faible rayon pour la reconstruction des vertex primaires et secondaires, en particulier pour l'identification des hadrons B (la première couche de pixels, située à 5 cm du tube à faisceau, est appelée *b-layer*).

Principe de détection Le milieu actif d'un module est un plan de silicium type n d'épaisseur $250\ \mu\text{m}$. Un module est une matrice de 47.232 diodes bipolaires : un pixel correspond à une diode de détection, à l'électronique de lecture associée et à la connexion diode-électronique. Le détecteur comporte ~ 80 millions de pixels, soit autant de canaux de lecture. Chaque diode couvre une surface $50 \times 400\ \mu\text{m}^2$. Un double dopage (p^+ et n^+) est effectué de chaque côté de la couche. L'électronique de lecture est située du côté du dopage n^+ . Ce double dopage permet une bonne efficacité de collection de charge, même après le phénomène d'inversion du semiconducteur pouvant apparaître à cause des radiations. Des atomes d'oxygène ont également été ajoutés au silicium afin d'augmenter sa tolérance aux radiations. Lors du passage d'une particule chargée, des paires électron-trou apparaissent dans la zone de déplétion du silicium (voir Fig. 3.8) : sous l'effet du champ électrique, les électrons s'accumulent du côté n^+ , produisant un signal.

Géométrie Le détecteur à pixels est constitué de trois couches cylindriques autour de l'axe du faisceau dans la partie tonneau et de trois disques perpendiculaires pour chaque partie bouchon (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.7). Une photographie de la deuxième couche de pixels du tonneau est représentée sur la Figure 3.9. Le détecteur à pixels est divisé en 1744 modules identiques.

La précision intrinsèque du détecteur à pixels est de $10\ \mu\text{m}$ en $(R - \Phi)$ et de $115\ \mu\text{m}$ en z et R , respectivement pour le tonneau et le bouchon.

3.3.2 Le détecteur à micropistes de silicium

Le rôle du SCT est de fournir la mesure de quatre points par trace.

Principe de détection Le principe de détection est identique à celui du détecteur à pixels. L'élément de base de détection du SCT est une micropiste de silicium : c'est un capteur dopé p-dans-n classique, l'électronique de lecture est du côté p. L'épaisseur du silicium est de $285\ \mu\text{m}$.

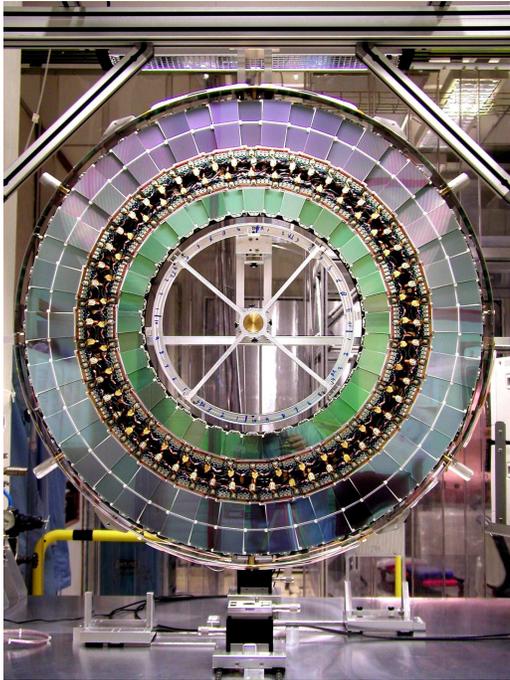


FIG. 3.10 – Photographie d’un disque d’une partie bouchon du SCT [54]. Les modules de la roue du milieu ne sont pas montés.

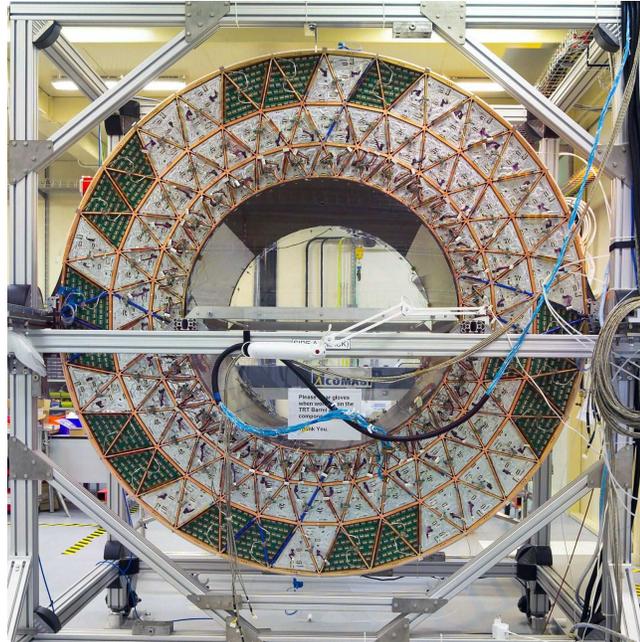


FIG. 3.11 – Photographie de la partie tonneau du TRT [54]

Géométrie La structure support du SCT est constituée de quatre couches cylindriques pour la partie tonneau et de neuf disques pour chaque partie bouchon (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.7). Sur chaque couche, des capteurs sont collés dos-à-dos de part et d’autre d’un substrat conducteur thermique. Les capteurs sont regroupés par module. Les modules sont placés axialement dans la partie tonneau et radialement dans la partie bouchon. Dans chaque module, les capteurs de la seconde face sont décalés de 40 mrad par rapport à la première face afin d’éliminer les ambiguïtés sur la position réelle des hits : cela permet d’améliorer la résolution en $(R - \Phi)$ par rapport à un assemblage classique en plans perpendiculaires. Cela est crucial étant donné l’environnement très dense au LHC. Pour la partie tonneau, les modules sont regroupés axialement par 12 sur des échelles. Une échelle chevauche la précédente sur une zone de 11° en ϕ , afin d’améliorer la résolution angulaire. Pour les parties bouchon, chaque disque est constitué de modules trapézoïdaux disposés en roues (voir Fig. 3.10) : un disque est composé de trois roues comportant chacune 40 ou 50 modules en fonction de sa position (interne, milieu ou externe). Les modules se chevauchent également en Φ . Au total, 2112 modules constituent la partie tonneau et 1976 modules constituent les parties bouchon. Le nombre total de canaux est ~ 6.3 millions.

La précision intrinsèque du SCT est $17 \mu\text{m}$ en $(R - \Phi)$ et $580 \mu\text{m}$ en z et R , respectivement pour le tonneau et le bouchon.

3.3.3 Le trajectographe à rayonnement de transition

Le TRT est la couche la plus externe du détecteur interne. En ajoutant des points (~ 35 hits) à grand rayon, le TRT permet d’améliorer la mesure de l’impulsion des traces. Il contribue également à l’identification des électrons.

Principe de détection Etant donné la surface à couvrir pour ce détecteur, l’utilisation du silicium comme matière de détection n’était pas envisageable pour des raisons de coût : le choix a été fait d’utiliser des tubes à dérive entourés d’un matériau à rayonnement de transition. L’élément de base de détection est un tube à dérive

en polyimide de 4 mm de diamètre. Au centre de chaque tube est placé un fil de tungstène recouvert d'or, jouant le rôle d'anode à potentiel nul. Un potentiel élevé (~ -1350 V) est imposé aux parois du tube, qui jouent le rôle de cathode. Le tube est rempli d'un mélange gazeux 70% Xe-27% CO₂-3% O₂. Lors du passage d'une particule chargée, des atomes du gaz vont être ionisés ; sous l'effet du champ électrique (de direction radiale par rapport à l'axe du tube), les électrons libérés dérivent jusqu'à l'anode, en ionisant à leur tour d'autres atomes, produisant ainsi un signal collecté par l'anode et transmis jusqu'à l'électronique de lecture. Le temps de dérive maximal est ~ 48 ns. Le nombre total de canaux de lecture est ~ 351.000 .

Le TRT utilise également le principe du rayonnement de transition pour la discrimination e^\pm/π^\pm : une particule chargée rayonne des photons de basse énergie lorsqu'elle passe d'un milieu à un autre milieu ayant une constante diélectrique différente. Le radiateur utilisé est du polypropylène. Les photons émis sont absorbés par le mélange gazeux, produisant un signal d'amplitude bien plus grande que celle du signal produit par l'ionisation d'une particule chargée. Un pion chargé ayant une probabilité beaucoup plus faible qu'un électron de rayonner, pions et électrons peuvent être séparés en comptant le nombre de hits bas-seuil et haut-seuil par trace.

Géométrie Le TRT couvre la zone $|\eta| < 2.0$. Dans la partie tonneau, les tubes sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau (voir Fig. 3.6 et Fig. 3.11) et insérés dans une matrice de fibres en polypropylène. L'anode est divisée en deux parties à $\eta = 0$. Dans les parties bouchon, les tubes sont disposés radialement (voir Fig. 3.6) ; deux couches successives de tubes sont séparées par une couche de polypropylène.

Le TRT fournit une information seulement sur la position en $(R - \Phi)$: la précision intrinsèque est $130 \mu\text{m}$.

3.3.4 Distribution de matière

Afin de ne pas détériorer la résolution en énergie du calorimètre électromagnétique, la quantité de matière du détecteur interne doit être minimisée ; ce principe a guidé sa conception. Cependant, pour satisfaire les exigences physiques, les choix technologiques réalisés ont été tels que les effets de la quantité de matière sont importants : à l'entrée du calorimètre électromagnétique, des électrons peuvent avoir perdu jusqu'à 50% de leur énergie par bremsstrahlung et près de 40% des photons sont convertis (valeur intégrée entre $\eta = 0$ et $\eta = 2.5$). La Figure 3.12 représente la quantité de matière en sortie du détecteur interne en fonction de la pseudo-rapidité.

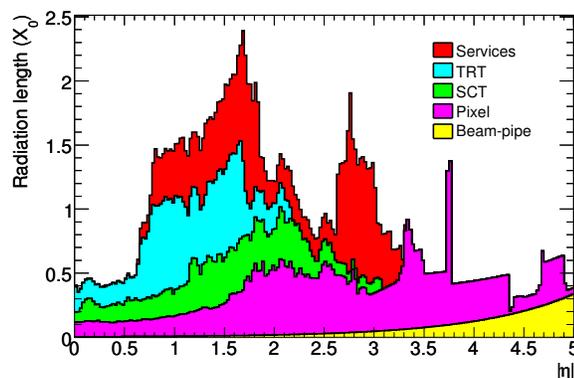


FIG. 3.12 – Distribution de matière *versus* η en sortie du détecteur interne [54]

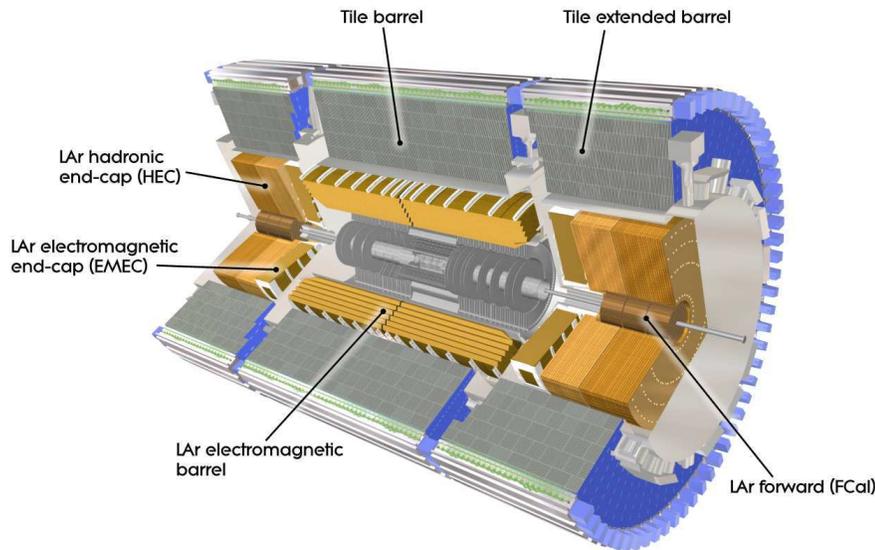


FIG. 3.13 – Vue générale des calorimètres du détecteur ATLAS [54]

3.4 Le calorimètre électromagnétique

Le rôle du calorimètre électromagnétique (appelé EMC pour *Electromagnetic Calorimeter*) est d'identifier les électrons et les photons, de mesurer précisément leur énergie et leur position. Il contribue également à la reconstruction de l'énergie transverse manquante des événements. Sa conception a été optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans les canaux $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$. Sa géométrie peut être vue sur la Figure 3.13, qui représente l'ensemble des calorimètres du détecteur ATLAS. La Figure 3.14 montre une vue longitudinale d'un quart de l'EMC et met en évidence son insertion par rapport au reste du détecteur.

3.4.1 Principe de détection

L'EMC est un calorimètre à échantillonnage plomb/argon liquide (LAr) : le plomb est l'absorbeur, le matériau actif est l'argon liquide. Le rôle de l'absorbeur est de faire se développer la gerbe électromagnétique suffisamment pour qu'elle soit contenue dans le calorimètre (la longueur de radiation du plomb est bien plus élevée que celle de l'argon liquide). Au-delà de 100 MeV, la gerbe électromagnétique est produite presque exclusivement par production de paires pour un photon ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) et bremsstrahlung pour un électron ($e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$). Ces réactions se produisent en cascade dans les couches successives de plomb, donnant naissance à une gerbe électromagnétique (voir Fig. 3.15). Les électrons secondaires produits dans la cascade ionisent les atomes d'argon. Sous l'effet d'un champ électrique, les électrons libérés dérivent vers une électrode : le courant mesuré dans l'électrode permet d'accéder à l'énergie déposée dans la cellule correspondante. La chaîne d'électronique du calorimètre électromagnétique permettant l'acquisition du signal sera détaillée dans le Chapitre 10.

L'absorbeur et l'électrode possèdent une géométrie projective en accordéon. Une telle géométrie fournit une couverture azimutale complète et permet une extraction rapide du signal à l'avant ou à l'arrière du calorimètre. L'absorbeur est constitué d'une couche de plomb d'épaisseur ~ 1.5 mm recouverte par deux plaques d'acier, qui maintiennent la structure en accordéon et sont reliées à la masse. Les électrodes de mesure sont faites de trois couches de cuivre séparées par un isolant (kapton). La couche centrale est à potentiel nul, les couches externes sont à un potentiel ~ 2 kV (voir Fig. 3.16) : la mesure du signal se fait par couplage capacitif.

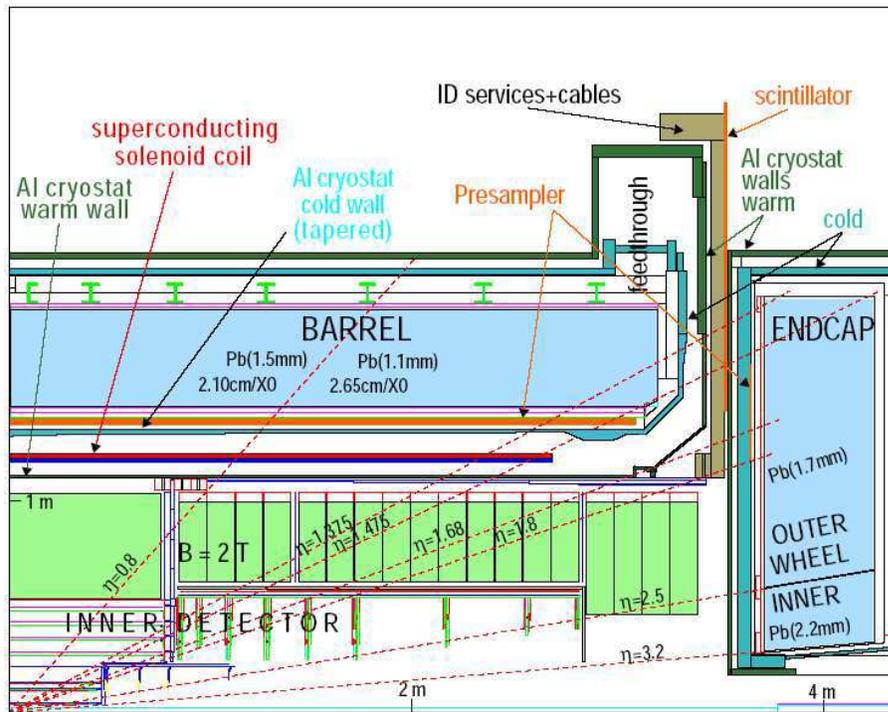


FIG. 3.14 – Vue longitudinale d'un quart de l'EMC

Les électrodes sont maintenues au milieu de l'intervalle entre deux absorbeurs à l'aide de séparateurs à structure en nids d'abeille (voir Fig. 3.17). Les intervalles sont remplis d'argon liquide, maintenu à 89.3 K. L'argon liquide a été choisi comme milieu actif pour son excellente tenue aux radiations. La taille de l'intervalle de dérive est ~ 2 mm, ce qui correspond à un temps total de dérive maximum d'environ 450 ns.

3.4.2 Géométrie

Le calorimètre électromagnétique est divisé en une partie tonneau ($|\eta| < 1.475$) et deux parties bouchon ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Chaque composante est insérée dans son propre cryostat.

Le tonneau

Le tonneau est constitué de deux demi-tonneaux, séparés par un intervalle de 4 mm en $z = 0$. Pour la fabrication, chaque demi-tonneau a été divisé en 16 modules identiques. La profondeur d'un module est supérieure à 22 longueurs de radiation. Les électrodes sont segmentées en profondeur en trois compartiments (voir Fig. 3.19) :

- le compartiment avant (*Front*) est finement segmenté en η , afin de permettre la séparation γ/π^0 et de mesurer la direction des photons. Ses cellules sont appelés *strips*.
- le compartiment milieu (*Middle*) accumule la majeure partie de l'énergie déposée par la gerbe.
- le compartiment arrière (*Back*) permet d'estimer les fuites de gerbe et contribue à la discrimination e^\pm/π^\pm à haute énergie.

Un pré-échantillonneur (fine couche d'argon d'épaisseur 1.1 mm, placée en amont de la partie active principale) permet d'estimer les pertes d'énergie dues à la matière en amont.

La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ des différents compartiments est donnée dans la Table 3.1. La granularité en Φ

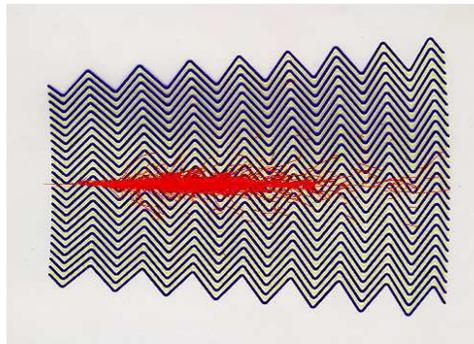


FIG. 3.15 – Développement d'une gerbe électromagnétique dans le calorimètre [56]

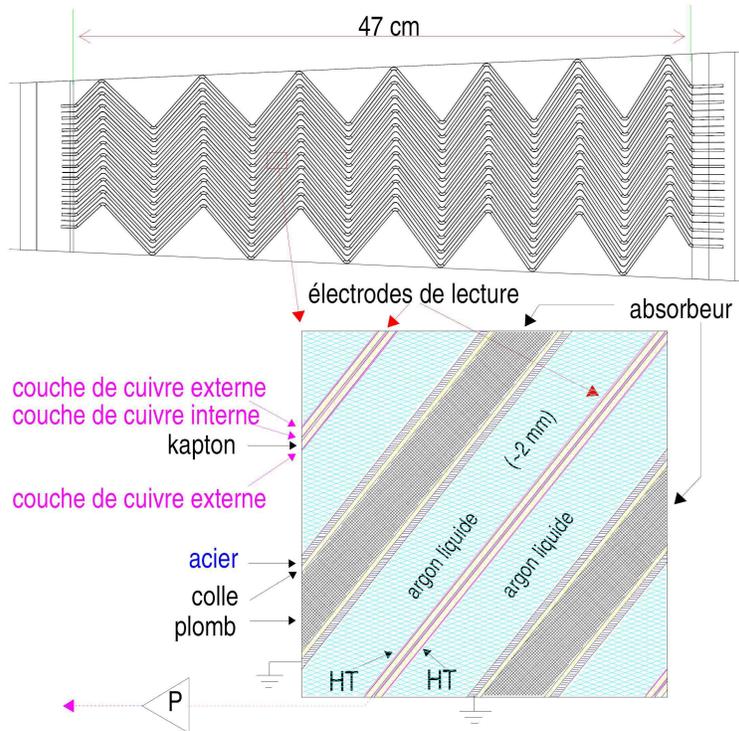


FIG. 3.16 – Schéma de l'ensemble absorbeur-milieu actif-électrode [56]

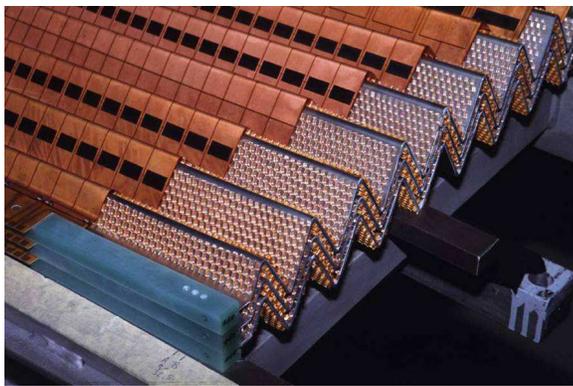


FIG. 3.17 – Photographie de plaques d'absorbeur d'un module du tonneau. Les électrodes et le séparateur à structure en nid d'abeilles sont visibles.

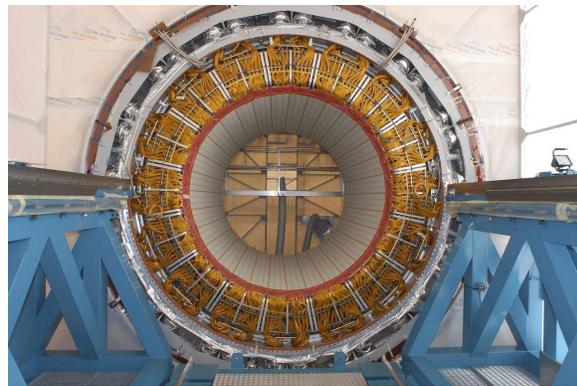


FIG. 3.18 – Photographie de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique insérée dans son cryostat

est obtenue en utilisant des cartes sommatriques, pouvant sommer jusqu'à 16 électrodes : 16 électrodes sont sommées pour le compartiment avant et 4 électrodes sont sommées pour les compartiments milieu et arrière. Le nombre total de canaux du tonneau est 109.568.

Les bouchons Chaque bouchon est constitué de deux roues coaxiales : la roue externe couvre la région $1.375 < |\eta| < 2.5$, la roue interne couvre la région $2.5 < |\eta| < 3.2$. Les deux roues sont séparées par un intervalle de 3 mm. Pour la fabrication, chaque roue a été conçue en huit modules identiques. L'épaisseur totale d'un module est supérieure à 24 longueurs de radiation. Un pré-échantillonneur couvre la région

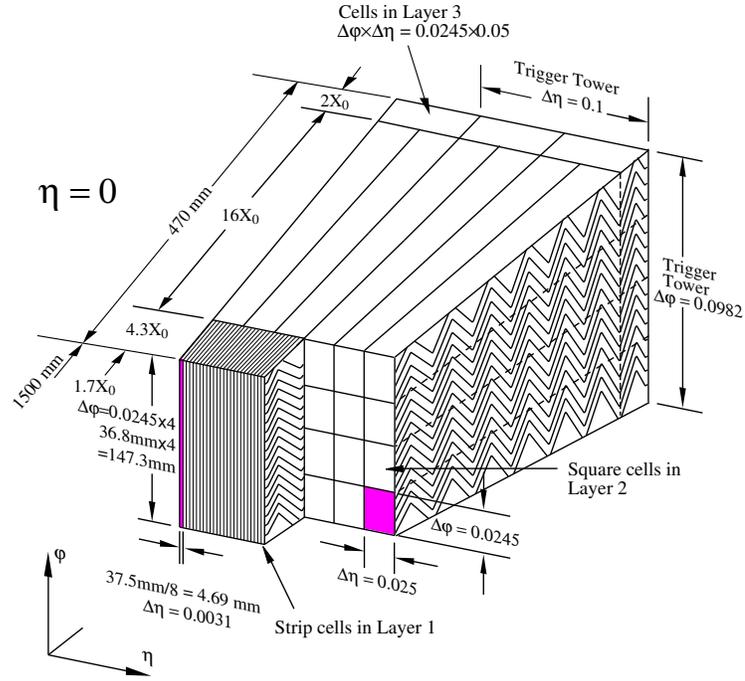


FIG. 3.19 – Segmentation longitudinale d'un module du tonneau [54]. La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ des canaux de lecture est représentée.

Compartiment	Couverture en η	$\Delta\eta \times \Delta\Phi$
Pré-échantillonneur	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1
Avant	$ \eta < 1.40$	$0.025/8 \times 0.1$
	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025×0.025
Milieu	$ \eta < 1.4$	0.025×0.025
	$1.4 < \eta < 1.475$	0.075×0.025
Arrière	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025

TAB. 3.1 – Granularité des canaux de lecture de la partie tonneau du calorimètre électromagnétique d'ATLAS

$1.5 < |\eta| < 1.8$. La granularité en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ des différents compartiments est donnée dans la Table 3.2. La granularité de la roue externe est très similaire à celle du tonneau ; celle de la roue interne est plus grossière (la roue interne correspond à une région non couverte par le détecteur interne et n'appartient pas à la région de mesure de "précision" pour les électrons). La granularité en Φ des canaux de lecture est obtenue en utilisant des cartes sommatriques, pouvant sommer jusqu'à 12 électrodes pour la roue externe et jusqu'à huit électrodes pour la roue interne. Pour la roue externe, huit électrodes sont sommées pour le compartiment avant et 4 pour les deux autres compartiments ; pour la roue interne, 4 électrodes sont sommées. Le nombre total de canaux des deux bouchons est 63.744.

3.5 Le calorimètre hadronique

Le rôle du calorimètre hadronique est de mesurer la position et l'énergie des jets en complément de l'EMC. Il contribue à la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Il doit permettre le tagging des jets vers l'avant. La granularité a été optimisée pour la reconstruction des désintégrations $W \rightarrow jet - jet$.

Il se compose de trois sous-détecteurs :

Compartiment	Couverture en η	$\Delta\eta \times \Delta\Phi$
Pré-échantillonneur	$1.5 < \eta < 1.8$	0.025×0.1
Avant	$1.375 < \eta < 1.425$	0.05×0.1
	$1.425 < \eta < 1.5$	0.025×0.1
	$1.5 < \eta < 1.8$	$0.025/8 \times 0.1$
	$1.8 < \eta < 2.0$	$0.025/6 \times 0.1$
	$2.0 < \eta < 2.4$	$0.025/4 \times 0.1$
	$2.4 < \eta < 2.5$	0.025×0.1
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.1×0.1
Milieu	$1.375 < \eta < 1.425$	0.050×0.025
	$1.425 < \eta < 2.5$	0.025×0.025
Arrière	$2.5 < \eta < 3.2$	0.1×0.1
	$1.5 < \eta < 2.5$	0.050×0.025

TAB. 3.2 – Granularité des canaux de lecture des parties bouchon du calorimètre électromagnétique d’ATLAS

- le calorimètre à tuiles scintillantes (appelé TileCal pour *Tile Calorimeter*)
- le calorimètre hadronique bouchon (appelé HEC pour *Hadronic End-cap Calorimeter*)
- le calorimètre avant (appelé FCal pour *Forward Calorimeter*).

Les trois calorimètres sont représentés sur la Figure 3.13 : ils couvrent la région $|\eta| < 4.9$. Le HEC et le FCal sont situés dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique bouchon. Le principe commun aux trois calorimètres est de faire se développer une gerbe hadronique à l’aide d’un absorbeur et de mesurer l’énergie déposée par les particules ionisantes produites dans un milieu actif. Une gerbe hadronique est initialement produite par interaction nucléaire inélastique entre un hadron et un noyau d’un atome de l’absorbeur : cette réaction produit des hadrons neutres et chargés. Les pions neutres vont se désintégrer en paires de photons, donnant ainsi une composante électromagnétique à la gerbe.

De manière analogue à la longueur de radiation pour une gerbe électromagnétique, la longueur d’interaction est définie pour une gerbe hadronique : c’est le libre parcours moyen entre deux interactions nucléaires inélastiques pour un hadron. Une partie de l’énergie est dissipée sous forme d’énergie invisible lors de la fragmentation des noyaux (énergie de liaison nucléaire). D’une gerbe à l’autre, les fluctuations dans leur développement sont importantes : la résolution en énergie d’un hadron est bien inférieure à celle d’un objet électromagnétique.

3.5.1 Le calorimètre à tuiles scintillantes

Principe de détection Le TileCal est un calorimètre hadronique à échantillonnage acier/scintillateur : l’acier est l’absorbeur, le matériau actif est le scintillateur (polystyrène dopé). Une tuile scintillante émet de la lumière ultraviolette lors du passage d’une particule ionisante ; cette lumière est transmise dans une fibre optique à décalage de longueur d’onde vers un photomultiplicateur, premier élément de l’électronique de lecture. Les tuiles scintillantes ont une moins bonne tenue aux radiations que l’argon liquide : le choix de cette technologie n’a été possible que pour la partie centrale du détecteur (niveau de radiation plus faible que dans les parties bouchon).

Géométrie Le TileCal est situé derrière le calorimètre électromagnétique (voir Fig. 3.13). La matière en amont du TileCal représente environ 2 longueurs d’interaction, l’épaisseur du TileCal est d’environ 7 longueurs d’interaction. Il est divisé en une partie tonneau ($|\eta| < 1.0$) et deux parties tonneau étendu ($0.8 < |\eta| < 1.7$). Chaque tonneau est constitué de 64 modules en Φ . Un schéma d’un module est représenté sur la Figure 3.20. Un module est segmenté en trois compartiments en profondeur, avec une géométrie pseudo-projective en η . La granularité en Φ des canaux de lecture correspond à la taille d’un module ; la granularité en η est obtenue

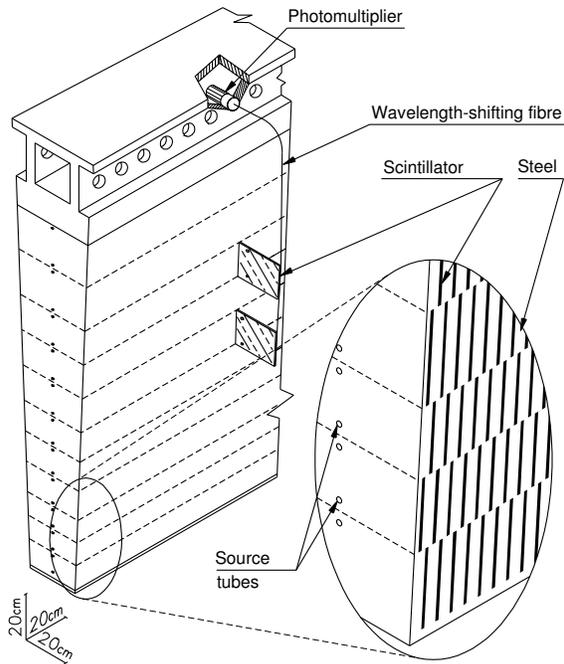


FIG. 3.20 – Schéma d'un module du TileCal [54]



FIG. 3.21 – Groupement de fibres optiques, avant placement en amont d'un photomultiplicateur [54]

nue en groupant les fibres optiques (voir Fig.3.21). Les signaux d'un groupe de fibres sont lus par un même photomultiplicateur. Pour les trois tonneaux, la granularité en $\Delta\eta \times \Delta\Phi$ est 0.1×0.1 pour les deux premiers compartiments et 0.2×0.1 pour le dernier compartiment. Le nombre total de canaux est 9.852.

La région de transition (appelée *crack*) entre les parties tonneau et bouchon (ou tonneau étendu), de l'EMC et du TileCal, est remplie de câbles et services pour le détecteur interne et l'EMC (voir Fig. 3.14) : un module supplémentaire du TileCal de géométrie particulière, composé de quatre scintillateurs, a été installé pour couvrir cette région. Il permet de réduire le flux de neutrons du détecteur interne vers le spectromètre à muon et de corriger pour les pertes d'énergie dues à l'excès de matière dans la région de transition.

3.5.2 Le calorimètre hadronique bouchon

Principe de détection Le principe de détection du HEC est identique à celui du calorimètre électromagnétique : c'est un calorimètre à échantillonnage cuivre/LAr.

Géométrie Le HEC est situé derrière le calorimètre électromagnétique bouchon, dans le même cryostat (voir Fig. 3.13). Il couvre la région $1.5 < |\eta| < 3.2$. Chaque bouchon est constitué de deux roues placées l'une derrière l'autre et segmentées en deux compartiments longitudinaux. Chaque roue est constituée de 32 modules en Φ . Un schéma d'un module est représenté sur la Figure 3.22. L'absorbeur est fait de plaques de cuivres disposées dans le plan transverse (24 plaques d'épaisseur 25 mm pour la roue avant, 16 plaques d'épaisseur 50 mm pour la roue arrière). L'intervalle rempli d'argon entre deux plaques mesure 8.5 mm d'épaisseur. Trois électrodes divisent chaque intervalle en quatre intervalles de dérive égaux. L'électrode centrale est l'électrode de lecture. Les électrodes sont regroupées pour former des canaux de lecture de granularité $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.1 \times 0.1$ dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$ et $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.2 \times 0.2$ dans la région $2.5 < |\eta| < 3.2$. Le nombre total de canaux est 5.632.

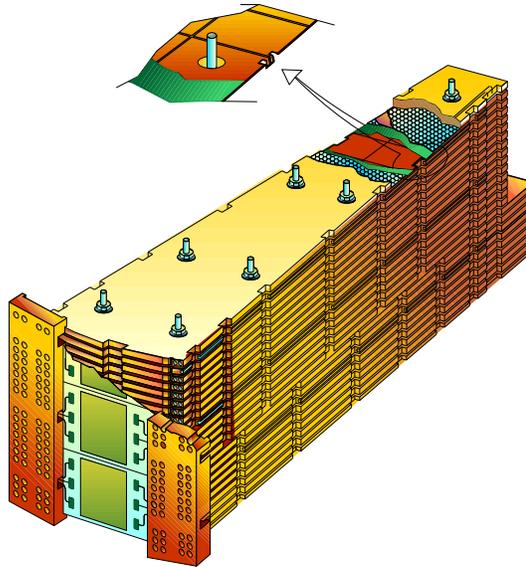


FIG. 3.22 – Schéma d’un module du HEC [54]

3.5.3 Le calorimètre avant

Principe de détection Le FCal se compose de trois modules placés l’un derrière l’autre : le premier module (FCal1) est un calorimètre à échantillonnage cuivre/LAr, optimisé pour les mesures électromagnétiques. Les deux modules suivants (FCal2 et FCal3) forment un calorimètre à échantillonnage tungstène/LAr, optimisé pour les mesures hadroniques.

Géométrie Le FCal couvre la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. Afin de réduire l’albédo en neutrons vers le détecteur interne, le FCal est placé 1.2 m en retrait par rapport à la face avant de l’EMC bouchon, dans le même cryostat (voir Fig. 3.13). Contrairement aux autres calorimètres du détecteur, les électrodes sont placées perpendiculairement à l’absorbeur (soit parallèlement à l’axe du faisceau). L’intervalle d’argon est plus fin pour éviter le

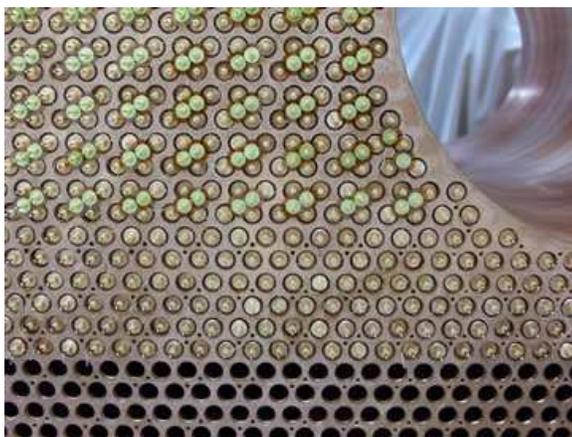


FIG. 3.23 – Photographie de la face avant du module FCal1 [57]

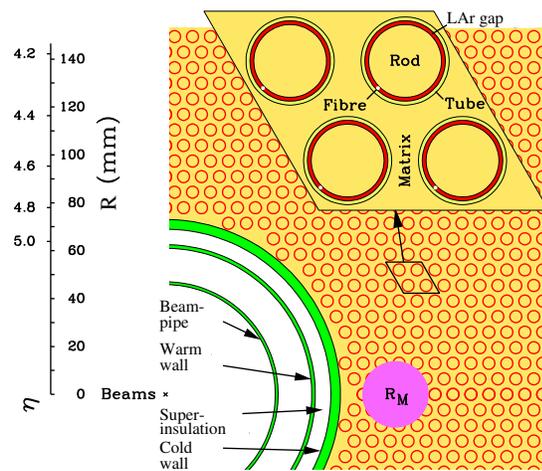


FIG. 3.24 – Coupe transversale du module FCal1 [54]. La structure d’une électrode est détaillée.

problème d'accumulation d'ions, qui apparaît à flux de particules élevé. Cela permet également de maximiser la densité.

Le module FCal1 est fait de 38 plaques de cuivre empilées dans le plan transverse. Chaque plaque est percée de 12.260 trous contenant les électrodes (voir Fig. 3.23). L'électrode est constituée d'une tige de cuivre à un potentiel de 250 V entourée par un tube de cuivre à potentiel nul. Une fibre plastique maintient l'électrode centrale en position. L'espace libre est rempli d'argon liquide.

La géométrie des modules FCal2 et FCal3 est similaire à celle du FCal1. L'absorbeur est une matrice de tungstène, ce qui permet de bien contenir des gerbes de haute énergie malgré la faible profondeur.

Les canaux de lecture sont obtenus en groupant de 4 à 9 électrodes : la granularité est $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.1 \times 0.1$ pour le module FCal1 et $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.2 \times 0.2$ pour les autres modules. Le nombre total de canaux est 3.524.

L'épaisseur du calorimètre hadronique (~ 10 longueurs d'interaction) est suffisante pour réduire le bruit de fond pour le spectromètre à muon bien en-deçà du bruit de fond irréductible dû aux muons de désintégration.

3.6 Le spectromètre à muon

Le rôle du spectromètre à muon est de détecter les muons après leur passage à travers les calorimètres et de mesurer leur impulsion à partir de leur déflexion dans le champ magnétique produit par les toroïdes. Sa conception a été optimisée pour la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$.

Le spectromètre à muon couvre la région $|\eta| < 2.7$. Il est constitué d'une partie tonneau et de deux parties bouchon (voir Fig. 3.1). La disposition des chambres à muon est fortement contrainte par le système d'aimants (voir Fig. 3.25). Dans la partie tonneau, les chambres sont disposées en trois couches cylindriques ; dans les parties bouchon, elles sont disposées en quatre roues. Chaque partie est divisée en huit secteurs, qui se recouvrent légèrement en Φ , afin de pouvoir aligner les chambres à partir des traces mesurées.

Une chambre est constituée de trois à huit couches de tubes à dérive (MDTs pour Monitored Drift Tubes). La résolution spatiale d'une chambre dans le plan de courbure est $\sim 35 \mu\text{m}$. Seule la première couche de

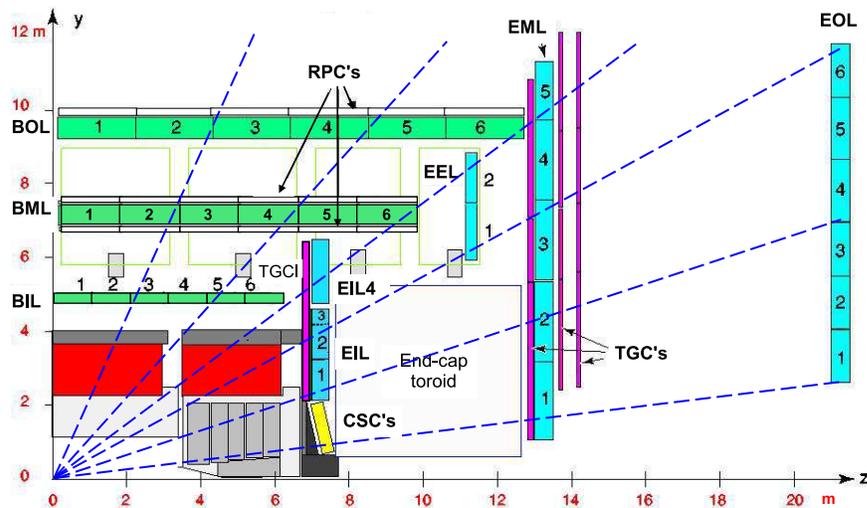


FIG. 3.25 – Coupe transversale du spectromètre à muon [54]. Un muon traverse trois chambres de précision en moyenne.

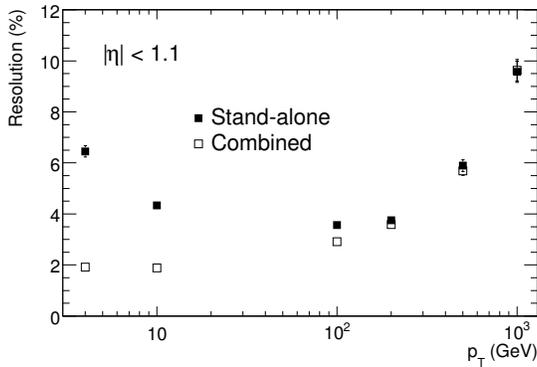


FIG. 3.26 – Résolution attendue en impulsion transverse pour des muons dans la partie tonneau en fonction de l’impulsion transverse [54]

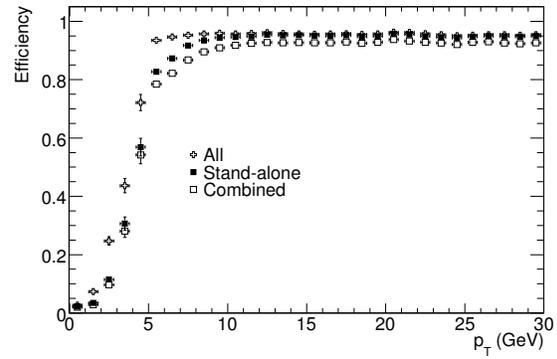


FIG. 3.27 – Efficacité de reconstruction attendue d’un muon en fonction de l’impulsion transverse [54]

chambres de chaque bouchon ($2 < |\eta| < 2.7$) utilise une technologie différente (avec un temps de dérive plus court) à cause du flux de particules plus élevé vers l’avant. Ce sont des chambres proportionnelles multifils (CSCs pour *Cathode-Strip Chambers*). Leur résolution spatiale est $\sim 40 \mu\text{m}$. Ces chambres de précision sont complétées par un système rapide de déclenchement : des *Resistive Plate Chambers* (RPCs) sont utilisées dans la partie tonneau et des *Thin Gap Chambers* (TGCs) sont utilisées dans les parties bouchon. La position en Φ donnée par ces chambres est utilisée pour reconstruire la trajectoire complète des muons, les MDTs ne mesurant que la position en η .

Le spectromètre à muon ne jouant aucun rôle dans la reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$, ses performances ne seront pas étudiées dans la suite. Deux caractéristiques, obtenues à partir de la simulation complète du détecteur, sont présentées ici. La mesure des muons peut se faire en mode *stand-alone* ou en mode combiné (combinaison d’une trace du détecteur interne avec la trace mesurée dans le spectromètre à muon). La résolution attendue en impulsion transverse pour des muons de 5 GeV à 1 TeV dans la partie tonneau est représentée sur la Figure 3.26 : la résolution est inférieure à 5% dans la gamme 10-100 GeV. La résolution dans les parties bouchon est similaire (légèrement inférieure). La Figure 9.2 représente l’efficacité attendue de reconstruction d’un muon en fonction de l’impulsion transverse : au-delà de 10 GeV, elle est supérieure à 95%.

3.7 Le système de déclenchement

La fréquence d’interaction entre les deux faisceaux au LHC est de 40 MHz. Le rôle du système de déclenchement (*trigger*) est de sélectionner de manière optimale les événements de physique intéressants : la fréquence d’écriture des événements en sortie du système est de 200 Hz, ce qui équivaut à sélectionner un événement sur 200.000. Le trigger est structuré en trois niveaux : le Level-1 (L1), le Level-2 (L2) et l’Event Filter (EF). La structure globale du trigger est représentée sur la Figure 3.28.

Le L1 recherche des signatures simples d’objets de haute impulsion transverse dans les calorimètres et le spectromètre à muon : muon, électron/photon, jet et tau se désintégrant hadroniquement. Les événements avec une énergie transverse manquante ou totale élevée peuvent également être sélectionnés. Le L1 utilise une granularité réduite dans chaque sous-détecteur (p. ex. des tours trigger $\Delta\eta \times \Delta\eta \sim 0.1 \times 0.1$ pour les calorimètres). Le L1 est le seul niveau implémenté de manière hardware : des cartes électroniques supplémentaires pour les calorimètres et des chambres spéciales pour les muons ont été ajoutées. Le L1 définit des régions d’intérêt (ROI’s pour *Regions-Of-Interest*) en $\eta - \Phi$, correspondant aux zones dans lesquelles un objet-trigger a été identifié. Le taux de trigger en sortie du L1 est $\sim 75 \text{ kHz}$. Le temps de calcul maximum est $2.5 \mu\text{s}$. Une

fonction essentielle du L1 est l'association des données des différents sous-détecteurs à la bonne collision, rendue difficile par l'espacement entre deux collisions successives de seulement 25 ns.

Le L2 et l'EF forment le *High Level Trigger* (HLT). Le HLT est implémenté seulement de manière logicielle ; les calculs sont effectués dans une ferme de processeurs standards situés dans la salle de comptage d'ATLAS. Pour les événements sélectionnés par le L1, le L2 accède à la granularité complète du détecteur à l'intérieur des ROI's (y compris aux données du détecteur interne). Il utilise des algorithmes optimisés pour leur vitesse. Le taux de trigger en sortie du L2 est ~ 3.5 kHz. Le temps de calcul maximum est $40 \mu\text{s}$. L'EF utilise la granularité complète de tout le détecteur. Il sélectionne les événements en utilisant des algorithmes semblables (voire identiques) à ceux utilisés pour la reconstruction complète des événements. Le taux de trigger en sortie de l'EF est ~ 200 Hz. Le temps de calcul maximum est 4 s. La décision de l'EF définit si l'événement est transmis vers la ferme de stockage permanent.

A chaque niveau, les décisions sont basées sur des menus : ce sont des tables définissant les critères de sélection et les éventuelles combinaisons de signatures pour la sélection des événements. Des facteurs de prescale sont également définis pour certaines signatures, afin d'allouer la bande passante de manière optimale pour la physique recherchée. Les études sur données simulées permettent de préparer les configurations initiales des menus ; ceux-ci doivent conserver une grande flexibilité car ils devront pouvoir être modifiés rapidement au cours de la phase de démarrage. Des menus trigger différents sont développés pour les différentes luminosités auxquelles opérera le LHC. Le menu trigger utilisé pour l'analyse présentée dans cette thèse sera développé dans la partie II.

Cette section conclut la description du détecteur ATLAS. Une pièce importante non décrite est le système de protection. Le niveau de rayonnement au LHC est bien plus élevé que dans les collisionneurs précédents à cause de la haute luminosité. En dehors des hadrons chargés venant directement du point d'interaction, le rayonnement de bruit de fond provient presque exclusivement de la diffusion de particules secondaires par les particules produites vers l'avant dans une cible protégeant les quadripôles du LHC, dans le FCal et dans le tube à faisceau. Un système de protection a dû être développé afin de limiter le dommage causé au détecteur (p. ex. le silicium du détecteur interne) et de ne pas dégrader la qualité des mesures (p. ex. à cause de muons secondaires).

La section suivante résume les performances du détecteur pertinentes pour la reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$, telles que mesurées lors de tests en faisceau.

3.8 Performances du détecteur pour les événements $W \rightarrow e\nu$

Les événements $W \rightarrow e\nu$ sont caractérisés par la présence d'un électron et d'un neutrino de haute impulsion transverse : dans le détecteur, la reconstruction de l'électron résulte de l'association d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique avec une trace du détecteur interne et l'énergie transverse manquante est déduite à partir de la somme vectorielle des énergies transverses de toutes les particules de l'événement mesurées par les calorimètres. Hormis le spectromètre à muon, tous les sous-détecteurs sont nécessaires pour l'étude du canal $W \rightarrow e\nu$.

Les performances intrinsèques du détecteur ont pu être mesurées lors de tests en faisceau réalisés au CERN. Une tranche complète du détecteur a notamment été étudiée lors d'un test en faisceau combiné en 2004 (voir Fig. 3.29).

La résolution en impulsion transverse du détecteur interne a été mesurée pour des pions : σ_{p_T}/p_T varie de $\sim 4\%$ à $\sim 18\%$ pour une impulsion transverse variant de 5 à 100 GeV ($\sigma_{p_T}/p_T \propto p_T$). Les performances du TRT pour l'identification des électrons ont également été mesurées. Pour une efficacité de reconstruction de l'électron de 90%, la réjection des pions varie de ~ 10 à ~ 100 en fonction de l'énergie (voir Fig. 3.30). La méthode combinée utilise le rapport du nombre de hits bas seuil et haut seuil (*High-threshold*) et la durée au cours de laquelle le signal mesuré dans un tube est au-dessus d'un certain seuil (*Time-over-threshold*).

Les performances des calorimètres ont été mesurées en utilisant des faisceaux d'électrons et de pions, pour

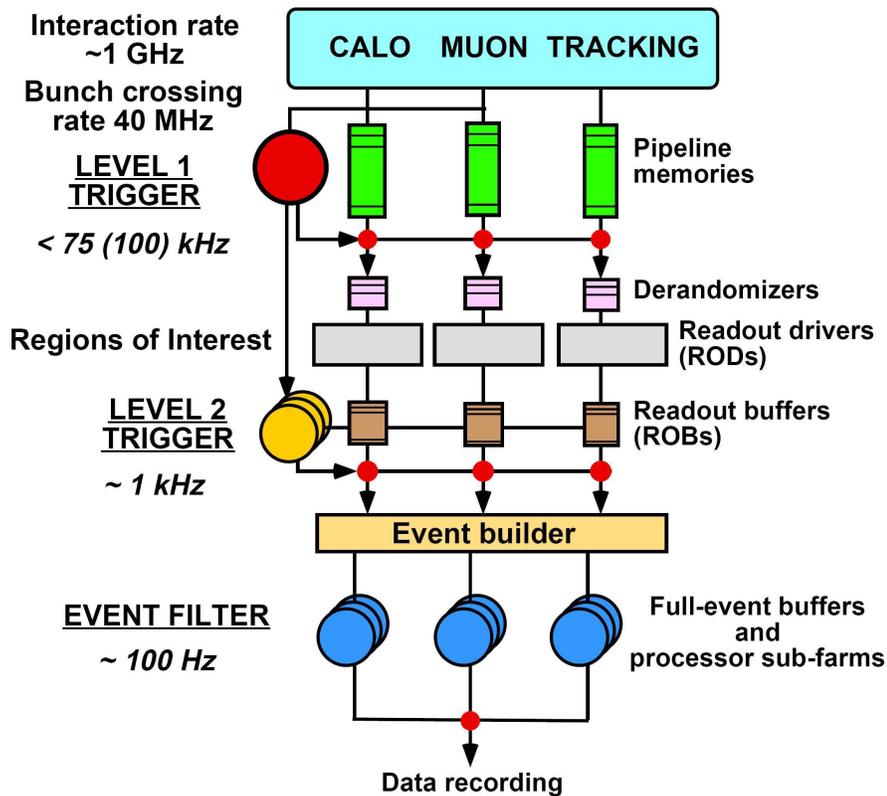


FIG. 3.28 – Schéma bloc du système de déclenchement [58]. Les fréquences autorisées à chaque niveau ont été modifiées depuis le Technical Design Report d'où est extrait la figure.

des énergies de ~ 5 à ~ 250 GeV. Les performances obtenues (en mode non combiné) sont les suivantes :

- pour le calorimètre électromagnétique :
 - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.2\%$, où E est l'énergie du faisceau en GeV (voir Fig. 3.31). Le premier terme est le terme d'échantillonnage et le second terme est le terme constant.
 - linéarité : 0.1%
 - uniformité : 0.7%
- pour le FCal :
 - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{28\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ pour des électrons
 - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{70\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ pour des pions
- pour le TileCal : $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{56\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$ pour des pions
- pour le HEC :
 - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{21\%}{\sqrt{E}}$ pour des électrons
 - $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}}$ pour des pions.

Le L1 trigger a été testé lors de prises de données de muons cosmiques régulièrement effectuées depuis l'installation du détecteur complet dans sa caverne et s'avère satisfaire les exigences requises (au niveau du temps de calcul notamment).

Une conséquence générale des résultats obtenus lors des tests en faisceau est que la simulation du détecteur a été considérablement améliorée, jusqu'à atteindre d'excellents accords données-simulation (voir Fig. 3.31). Les performances intrinsèques du détecteur dans les événements simulés utilisés pour l'analyse présentée dans cette thèse sont donc réalistes. Cependant, ces performances ont été obtenues lors de tests en faisceau et dans

l'environnement des collisions du LHC, elles ne pourront être atteintes qu'après une longue phase de commissioning du détecteur. Les performances attendues du détecteur basées sur des algorithmes de reconstruction (p. ex. la résolution en énergie transverse manquante, l'efficacité de reconstruction de l'électron) seront présentées au cours de l'analyse.

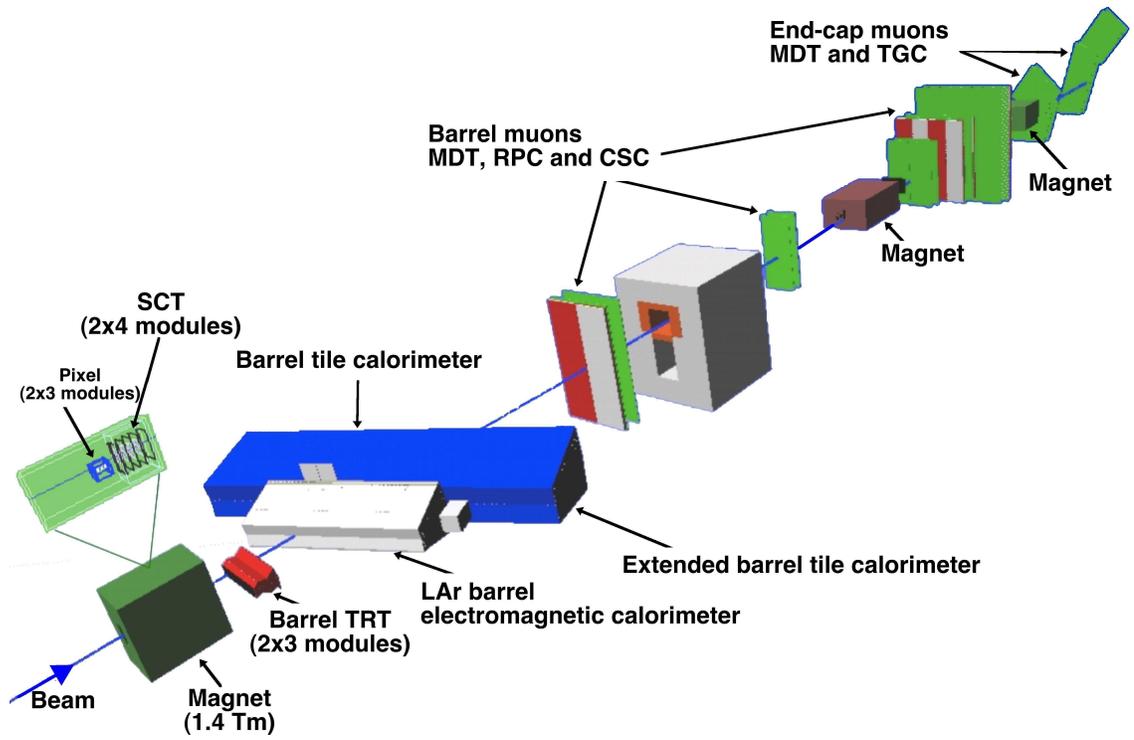


FIG. 3.29 – Schéma du montage du test en faisceau combiné au CERN en 2004 [54].

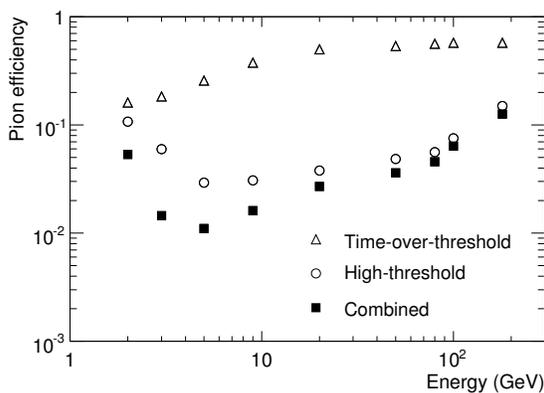


FIG. 3.30 – Efficacité de reconstruction d'un pion (égale à l'inverse de la réjection) par le TRT en fonction de l'énergie du faisceau de pions, telle que mesurée lors du test en faisceau combiné [54]

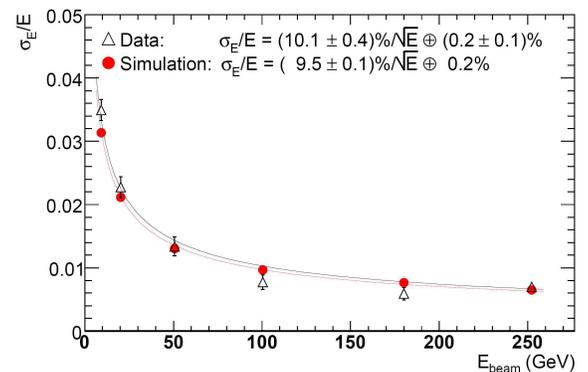


FIG. 3.31 – Résolution en énergie de l'EMC en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons, dans la simulation et telle que mesurée lors du test en faisceau combiné [54]. La quantité de matière en amont correspond à celle pour $\eta = 0.4$ dans le détecteur.

Deuxième partie

Mesure de la section efficace de production inclusive du boson W

Chapitre 4

Présentation de l'analyse

Cette partie de la thèse est consacrée à l'étude du potentiel d'ATLAS pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron. Dans ce chapitre, les objectifs de l'analyse effectuée sur données simulées sont d'abord présentés. Le principe de la mesure et la topologie des bruits de fond possibles sont ensuite décrits. La dernière section introduit brièvement les outils logiciels nécessaires.

4.1 Objectifs

Les motivations principales pour la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal électron ont été présentées dans la section 2.3. L'analyse présentée dans cette thèse a été effectuée dans le cadre du *Computing System Commissioning* (CSC), au cours des années 2007-2008. L'objectif de cet effort de la collaboration était d'étudier précisément le potentiel de physique de l'expérience juste avant son démarrage et de mettre en place les outils, théoriques et techniques, nécessaires aux analyses. Depuis la publication du *Technical Design Report* [59] en 1999, la conception du détecteur a été finalisée, le détecteur a été entièrement installé, des tests en faisceau ont été effectués, la simulation du détecteur et les algorithmes de reconstruction ont été améliorés : cela rendait nécessaire une mise à jour du potentiel d'ATLAS. Cet effort a abouti à une publication [25], qui servira désormais de référence pour les analyses futures.

L'objectif du travail présenté est en particulier de développer une stratégie d'analyse adaptée à la mesure de la section efficace avec les premières données et d'estimer la précision attendue sur la mesure. Des attentions particulières sont mises sur l'utilisation d'une sélection simple des événements (à cause des imperfections du détecteur attendues au cours de la première phase de l'expérience) et sur le développement de méthodes basées sur les données au détriment de la simulation. Toute l'analyse a été effectuée pour une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les effets d'une mesure à 10 TeV (comme prévue pour 2009-2010) seront discutés dans le chapitre 9.

4.2 Principe de la mesure

Le calcul théorique de la section efficace de production du boson W dans les collisions proton-proton a été présenté dans le chapitre 2. Expérimentalement, la section efficace σ est déterminée à partir du nombre d'événements W collectés de la manière suivante :

$$\sigma = \frac{N - B}{A \varepsilon \mathcal{L}}$$

où N est le nombre d'événements sélectionnés, B le nombre d'événements de bruit de fond, A l'acceptance géométrique et cinématique, ε est l'efficacité globale de reconstruction des événements et \mathcal{L} est la luminosité

intégrée de l'échantillon de données analysé. L'incertitude relative globale de mesure sur la section efficace est donnée par :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta N \oplus \delta B}{N - B} \oplus \frac{\delta A}{A} \oplus \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \oplus \frac{\delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}}$$

La détermination de la luminosité n'est pas étudiée dans cette analyse. Dans la phase de démarrage, elle devrait être connue à partir des paramètres de la machine avec une précision de l'ordre de 10% (voir Chap. 2). Le terme d'incertitude associé sera omis dans la suite.

L'accès à une base de données contenant les informations sur la luminosité mesurée au cours des runs analysés est essentiel pour une mesure de section efficace. Les outils nécessaires pour le calcul de la luminosité intégrée d'un échantillon de données à partir des *luminosity blocks* ont été développés puis testés durant un exercice appelé "Streaming Test" [60], auquel j'ai participé en tant qu'utilisateur. L'analyse du canal $W \rightarrow e\nu$ effectuée dans ce cadre est très similaire à celle présentée dans cette thèse et moins complète : pour éviter la redondance, elle ne sera donc pas développée ici. Cette analyse a fait l'objet d'une note interne [61] (note commune avec l'analyse du canal $Z \rightarrow ee$), jointe en Annexe A. Le principe de l'exercice était d'effectuer une analyse complète dans plusieurs canaux d'un échantillon de données ($\sim 18 \text{ pb}^{-1}$) créé à partir d'un mélange de processus du Modèle Standard. Le mélange avait été effectué en accord avec les sections efficaces et l'information Monte-Carlo (*i.e.* au niveau générateur) avait été enlevé des événements simulés : un lot de pseudo-données était ainsi obtenu. La principale limitation de l'exercice, du point de vue de l'analyse de physique, était liée à l'impossibilité technique de générer une statistique suffisante pour les événements de bruit de fond du type di-jets et γ -jet. Le choix du mode de *streaming* des données d'ATLAS à partir des signatures trigger (mode exclusif ou mode inclusif) était également un objectif majeur de cet exercice. En mode exclusif, un événement est stocké dans un unique *stream* (des priorités entre les différentes signatures trigger doivent donc être définies) ; en mode inclusif, un même événement peut être stocké dans plusieurs streams. Une recommandation pour un streaming inclusif a résulté des différentes analyses [62].

4.3 Bruits de fond

La première étape de l'analyse est de déterminer les bruits de fond possibles du canal $W \rightarrow e\nu$: ce sont les processus dont la signature expérimentale peut être identique au processus étudié et dont la production (résultant dans cette signature) est non négligeable par rapport à celle du signal. La signature des événements $W \rightarrow e\nu$ est la présence combinée d'un électron de haute impulsion transverse et d'une énergie transverse manquante élevée (\cancel{E}_T). Les bruits de fond possibles sont décrits qualitativement dans la suite. Les valeurs de section efficace indiquées proviennent de la référence [25] et les valeurs de rapport de branchement proviennent de la référence [11].

- $W \rightarrow e\nu$ ($\sigma = 20510 \text{ pb}$)
- $W \rightarrow \tau\nu$ ($\sigma = 20510 \text{ pb}$) avec $\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ (B.R. ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$) = 0.1785) : un électron est produit dans l'état final et les trois neutrinos contribuent à \cancel{E}_T .
- $Z \rightarrow ee$ ($\sigma = 2015 \text{ pb}$) : un des deux électrons n'est pas identifié (produit en dehors de l'acceptance ou ne satisfait pas les conditions d'identification). \cancel{E}_T est mal reconstruite.
- $Z \rightarrow \tau\tau$ ($\sigma = 2015 \text{ pb}$) : un des deux taus se désintègre semi-leptoniquement en électron-neutrino (B.R. ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$) = 0.1785).
- $t\bar{t}$ ($\sigma = 833 \text{ pb}$) Le quark top se désintègre à 100% en Wb : un des deux W produits se désintègre semi-leptoniquement en électron-neutrino (B.R. ($W \rightarrow e\nu$) = 0.1080).
- Production inclusive de jets : ce sont des événements dans lesquels un jet est identifié comme un électron. Ce sont principalement des jets contenant un électron non isolé issu de la désintégration d'un hadron chargé. Le processus majoritaire est la production d'une paire de jets. Les événements photon-jet contribuent également. La section efficace est de l'ordre de plusieurs millibarns. Ce bruit de fond sera appelé QCD dans la suite.

Les sections efficaces de production combinées avec les rapports de branchement rendent négligeable la contribution des canaux $Z \rightarrow \tau\tau$ et $t\bar{t}$ par rapport aux autres bruits de fonds : seuls les canaux $W \rightarrow \tau\nu$, $Z \rightarrow ee$ et QCD seront considérés dans la suite.

4.4 Production de données simulées

4.4.1 La chaîne de traitement des données

L'environnement logiciel d'ATLAS est appelé Athena. Il dérive du projet Gaudi, initialement développé pour l'expérience LHCb. Il est basé sur le langage de programmation orienté objet C++. Les jobs (séquences d'algorithmes) sont contrôlés par des scripts Python. Un principe essentiel d'Athena est la séparation entre les données et les algorithmes d'une part, et entre les données temporaires (dans la mémoire) et les données permanentes (dans les fichiers de données) d'autre part. Toutes les étapes de traitement des données dans ATLAS sont effectuées dans Athena. La Figure 4.1 schématise les différentes étapes pour des données réelles ou simulées.

Dans le cas de données réelles, les données en sortie du détecteur sont traitées par des algorithmes de reconstruction pour être ensuite stockées dans un format de données directement exploitable pour l'analyse (ESD pour *Event Summary Data* ou AOD pour *Analysis Object Data*). Les objets physiques de même nature (p. ex. les traces du détecteur interne) sont regroupés dans des *containers*. Dans le cas de données simulées, la première étape est la génération de particules avant passage dans le détecteur, par un générateur Monte-Carlo pour un processus défini. Les particules produites sont ensuite propagées dans le détecteur ATLAS, en utilisant une simulation du détecteur ATLAS par Geant4 [64] : c'est un outil permettant de simuler l'interaction des particules avec la matière. La dernière étape est la reconstruction : dans cette étape, le traitement des données simulées est identique au cas des données réelles. Ainsi le format final des données simulées est identique à celui des données réelles ; la seule différence est la présence de l'information sur les particules produites au niveau générateur (appelée "la vérité Monte-Carlo" dans la suite). Une simulation rapide du détecteur (ATLFAST), permettant de gagner un facteur ~ 5 en temps de calcul, a également été développée : elle est particulièrement adaptée aux analyses dans lesquelles on veut étudier diverses valeurs d'un paramètre d'entrée (p. ex. la masse du boson de Higgs).

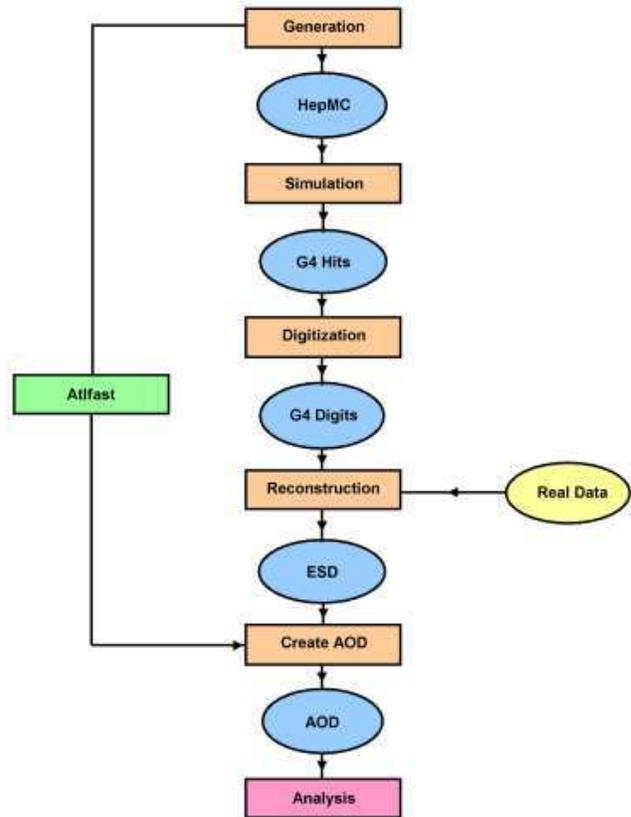


FIG. 4.1 – Traitement des données réelles et simulées dans ATLAS [63]

Canal	$\sigma(\times B.R.)$	$\varepsilon_{\text{filtre}}$	$N_{\text{evt}}(\times 10^3)$	$\mathcal{L}(\text{pb}^{-1})$
$W \rightarrow e\nu$	20510 pb	0.63	141	11
$\gamma/Z \rightarrow ee, \sqrt{\hat{s}} > 60 \text{ GeV}$	2015 pb	0.86	435	230
$W \rightarrow \tau\nu$	20510 pb	0.20	119	8
Inclusive jets ($p_T > 17 \text{ GeV}$)	2333 μb	0.09	2736	0.02

TAB. 4.1 – Echantillons de données simulées pour le signal et les bruits de fond. Les sections efficaces pour les processus W et Z sont normalisées à l'ordre NNLO en QCD. Pour le bruit de fond QCD, la section efficace est calculée à l'ordre dominant. Les filtres appliqués sont détaillés dans le texte. Les nombres d'événements simulés et les luminosités intégrées correspondantes sont indiqués.

4.4.2 La grille de calcul

La quantité de données, produites par les expériences du LHC, à traiter et à stocker a rendu nécessaire la mise en place d'une grille de calcul permettant de mutualiser les ressources de calcul et l'espace disque entre les différents centres de calcul des laboratoires participant aux expériences. Ce projet est appelé WLCG, pour *Worldwide LHC Grid Computing* [65]. La structure reliant les centres de calcul appartenant à la grille est hiérarchique : un Tier-0 (le CERN), ~ 10 Tiers-1 et ~ 80 Tiers-2. Chaque catégorie de centre possède des missions différentes (p. ex. de reconstruction, de simulation Monte-Carlo ou d'analyse).

4.4.3 Echantillons de données utilisés

Afin d'effectuer l'analyse, un nombre d'événements suffisant doit être simulé pour chaque processus (signal et bruits de fond). Le générateur PYTHIA [66] interfacé avec les PDFs CTEQ6L [46] a été utilisé pour tous les processus. D'autres générateurs ont été utilisés pour déterminer l'incertitude théorique sur l'acceptance (voir Chap. 8). Pour limiter le temps de simulation, des filtres sont appliqués au niveau générateur : pour un processus donné, un filtre a pour but d'enrichir artificiellement l'échantillon en événements "intéressants", en appliquant des coupures de présélection. Les propriétés des différents échantillons de données simulées sont résumées dans la Table 4.1. Les filtres appliqués sont les suivants :

- $W \rightarrow e\nu$: $p_T^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2.7$;
- $W \rightarrow \tau\nu$: un électron ou un muon tel que $p_T^l > 5 \text{ GeV}$ et $|\eta^l| < 2.8$;
- $Z \rightarrow ee$: $p_T^e > 10 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 2.7$, $\sqrt{\hat{s}} > 60 \text{ GeV}$;
- QCD : deux conditions sont imposées i) l'énergie transverse du processus dur doit être supérieure à 15 GeV ii) la somme de l'énergie transverse de toutes les particules stables dans la région $|\eta^e| < 2.7$ (en dehors des muons et des neutrinos) doit être supérieure à 17 GeV dans une tour de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.12 \times 0.12$. Le but de la seconde coupure est de reproduire au niveau générateur une sélection similaire à celle appliquée au L1 trigger pour identifier les objets électromagnétiques.

La simulation complète du détecteur a été utilisée. La géométrie du détecteur (ATLAS-CSC-01-02-00) est une géométrie altérée par rapport à la nominale : de la matière a été ajoutée (en particulier dans le cryostat et dans les cracks), de manière non symétrique en Φ . L'ajout peut représenter jusqu'à 10% de X_0 . L'hypothèse de travail effectuée pour l'analyse est l'accumulation de 50 pb^{-1} de données à une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Le menu trigger utilisé est adapté à cette luminosité [25]. Les événements sont simulés sans empilement : les effets d'empilement peuvent être négligés à $10^{31} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Dans la suite, tous les résultats seront normalisés à 50 pb^{-1} . Il est à noter que par rapport à cette luminosité intégrée de référence, le nombre d'événements QCD simulés est très insuffisant (facteur ~ 2500). De plus, l'incertitude théorique sur la section efficace de production de ces événements est un facteur ~ 3 : cette incertitude est due principalement aux contributions non-perturbatives et à la PDF du gluon à bas x .

4.4.4 Outils d'analyse

La version d'Athena utilisée est 12.0.6. Le format de données utilisé est les AODs. L'accès aux AODs sur la grille est effectué via l'outil d'analyse distribuée GANGA [67]. L'analyse finale est effectuée dans ROOT [68].

Chapitre 5

Reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$

Les performances du détecteur ATLAS pour la reconstruction des événements $W \rightarrow e\nu$ sont étudiées sur des données simulées. Les algorithmes développés pour le trigger, l'identification de l'électron et le calcul de l'énergie transverse manquante sont décrits. Les résultats attendus pour 50 pb^{-1} de données à 14 TeV sont finalement présentés.

5.1 Sélection des événements

Une méthode simple de coupures a été utilisée pour sélectionner le signal. Les coupures suivantes ont été appliquées :

- la signature trigger e20 (un électron d'énergie supérieure à 20 GeV) doit être passée ;
- exactement un électron tel que $E_T > 25 \text{ GeV}$, $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.4$ et satisfaisant le critère d'identification *medium*¹⁾ doit être présent dans l'événement ;
- \cancel{E}_T doit être supérieure à 25 GeV.

Les trois coupures (trigger, sélection de l'électron et \cancel{E}_T), ainsi que leur impact sur le signal et le bruit de fond, sont détaillées dans les sections suivantes. Dans la suite, les coupures appliquées au niveau du trigger seront appelées *online* et les coupures appliquées au niveau des données reconstruites seront appelées *offline*.

5.2 Sélection de l'électron offline

L'identification offline de l'électron est présentée avant la sélection online par souci de clarté : en effet, la sélection au HLT utilise des critères identiques à ceux utilisés offline.

Dans la reconstruction, un électron résulte de l'association d'un amas de cellules de l'EMC (*cluster* électromagnétique) avec une trace du détecteur interne.

5.2.1 Cluster électromagnétique

La première étape de reconstruction d'un électron est l'identification d'un cluster électromagnétique d'énergie suffisante. L'algorithme de clusterisation utilisé est l'algorithme²⁾ *sliding window* [69]. Il procède en trois étapes.

- Construction de *calotowers* de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.025 \times 0.025$:
l'énergie de toutes les cellules dans les trois compartiments (et éventuellement le pré-échantillonneur) est sommée pour chaque calotower.

¹⁾Trois niveaux d'identification de l'électron existent dans ATLAS, appelés par ordre croissant de sélectivité *loose*, *medium* et *tight* [25].

²⁾Un autre algorithme appelé *TopoCluster* a également été développé : il est détaillé dans la même référence.

- Définition d'un *precluster* :
une fenêtre de taille fixe (5×5 en unités de calorimeters) est déplacée dans la grille définie par les calorimeters. Si l'énergie transverse d'une fenêtre est un maximum local et est supérieure à 3 GeV, alors un precluster est défini. La position du precluster est calculée à partir des barycentres en énergie en η et en Φ .
- Formation du cluster :
les cellules appartenant au cluster sont définies à partir d'un rectangle de taille fixe. Pour les électrons, la taille est 3×7 pour l'EMB et 5×5 pour l'EMEC. Pour le middle, le rectangle est centré sur la position du precluster, puis la position des centres pour le front, le pré-échantillonneur et le back sont successivement calculés, en utilisant les barycentres en énergie. L'optimisation de la taille du cluster résulte de la pondération entre deux contraintes : la nécessité de contenir le maximum de l'énergie de la gerbe et la minimisation de l'impact du bruit. La position finale du cluster est calculée pour chaque compartiment longitudinal comme le barycentre en énergie des cellules du cluster appartenant à ce compartiment.

L'énergie du cluster est calculée linéairement à partir des dépôts d'énergie dans chaque compartiment, en utilisant des poids longitudinaux optimisés en fonction de η :

$$E = s(\eta)[c(\eta) + w_0(\eta) \cdot E_{PS} + E_{\text{front}} + E_{\text{middle}} + w_3(\eta) \cdot E_{\text{back}}]$$

où $s(\eta)$ est un facteur global, $c(\eta)$ est un offset, $w_0(\eta)$ corrige pour l'énergie perdue en amont du pré-échantillonneur, $w_3(\eta)$ corrige pour la fuite hadronique et E_{PS} , E_{front} , E_{middle} , E_{back} sont les énergies déposées dans les couches successives du calorimètre. Les poids sont calculés à partir d'une minimisation de χ^2 de la quantité $(E_{\text{true}} - E_{\text{reco}})^2 / \sigma(E_{\text{true}})^2$ sur des événements simulés à un seul électron, d'énergie comprise entre 10 et 200 GeV.

5.2.2 Reconstruction des traces

Plusieurs méthodes de reconstruction des traces du détecteur interne existent dans ATLAS. La méthode utilisée dans cette analyse est la méthode standard (appelée *New Tracking*) ; elle sera utilisée dans la première phase de l'expérience. La reconstruction est effectuée en cinq étapes [70] :

- des graines de trace sont formées à partir d'une combinaison de hits des trois couches de pixels et de la première couche du SCT ;
- à partir des graines de trace, les hits des autres couches du SCT sont ajoutés pour former des candidats trace ;
- les trajectoires des candidats trace sont ajustées : les ambiguïtés sont résolues en appliquant des critères de qualité (*track scoring strategy*) ;
- à partir des candidats trace sélectionnés, les hits du TRT sont ajoutés ;
- les traces sont réajustées à partir des hits des trois détecteurs (pixels, SCT et TRT).

5.2.3 Association cluster-trace

A partir des clusters électromagnétiques et des traces reconstruits, les objets électron peuvent être formés. L'association cluster-trace est effectuée en deux étapes :

- une association angulaire grossière est demandée, sans extrapolation de la trace :

$$\Delta\eta = |\eta_{\text{cluster}} - \eta_{\text{trace}}| < 0.1 \text{ et } \Delta\phi = |\phi_{\text{cluster}} - \phi_{\text{trace}}| < 0.1$$

- la trace correspondant au meilleur rapport E/p est choisie.

Cette méthode d'association part du cluster vers la trace. Afin d'augmenter l'efficacité d'association (en particulier pour les électrons de basse impulsion transverse), une méthode complémentaire partant des traces (appelée *soft electron*) a été développée : cette méthode n'est pas utilisée dans l'analyse.

Au niveau des AODs, les containers *electron* et *photon* sont séparés : ils dérivent d'un même container *egamma* des ESDs contenant tous les clusters électromagnétiques. Si un objet du container *egamma* est associé à une trace (en utilisant les contraintes larges décrites précédemment), il est placé dans le container *electron* ; sinon il est placé dans le container *photon*. Dans la suite, un candidat électron désigne un objet du container *electron*³⁾. Il est à noter que les photons convertis sont placés dans le container *electron* (des outils ont été récemment développés pour récupérer les conversions).

5.2.4 Identification de l'électron

Les électrons ne seront étudiés que dans la zone $|\eta| < 1.37$ et $1.52 < |\eta| < 2.4$ (zone de précision pour les électrons).

Coupages calorimétriques

Les coupures ont été optimisées sur 7 bins en η , définis par les seuils : 0.8, 1.35, 1.5, 1.8, 2.0, 2.35 et 2.4. Pour chaque coupure, les valeurs minimales et maximales des seuils utilisés seront indiquées.

- **La fuite hadronique**

$$F_{\text{had}} = \frac{E_{\text{Thad1}}}{E_{\text{T}}} < 0.015 - 0.045$$

où E_{Thad1} est l'énergie transverse déposée par le cluster dans le premier compartiment du calorimètre hadronique et E_{T} est l'énergie transverse du cluster.

- **Dans le compartiment milieu**

- L'étalement latéral de la gerbe :

$$R_{\eta 37} = \frac{e_{237}}{e_{277}} > 0.8 - 0.91$$

où e_{237} (respectivement e_{277}) est l'énergie calculée dans un rectangle de taille 3×7 (respectivement 7×7) en unités de cellules $\eta \times \Phi$.

- La largeur de la gerbe calculée dans un rectangle 3×5 :

$$\omega_{\eta 2} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i \eta_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i \eta_i}{\sum_i E_i} \right)^2} < 0.0125 - 0.014$$

où E_i est l'énergie de la i^{e} cellule et η_i est la position relative de la i^{e} cellule par rapport à η_{cluster} .

- **Dans le compartiment avant** : une fenêtre de taille $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0.125 \times 0.2$ autour de la strip du cluster de plus haute énergie est considérée.

- Un deuxième maximum est recherché et utilisé dans deux variables :

$$\Delta E_1 = E_{\text{max2}} - E_{\text{min1}} < 0.25 - 0.53 \text{ GeV}$$

où E_{max2} est l'énergie du deuxième maximum et E_{min1} est l'énergie de la strip la moins énergétique entre les deux maxima ;

$$R_{\text{max2}} = \frac{E_{\text{max2}}}{1 + 9 \cdot 10^{-3} E_{\text{T}}} < 0.15 - 0.3$$

³⁾Deux coupures très souples sont appliquées sur les candidats *egamma* lors de la production des containers *electron* et *photon* (rapport E/p pour les électrons et fuite hadronique pour les photons) : la coupure sur les électrons a un impact négligeable pour le signal (l'impact est non négligeable pour des électrons de très basse impulsion transverse).

où E_T est l'énergie transverse du cluster en GeV. Le facteur $9 \cdot 10^{-3}$ dépend de la luminosité.

- La largeur totale de la gerbe calculée sur ~ 40 strips :

$$\omega_{\text{tot1}} = \sqrt{\frac{\sum_i E_i (i - i_{\text{max}})^2}{\sum_i E_i}} < 1.4 - 4.0$$

où i est l'indice de la strip et i_{max} l'indice de la strip la plus énergétique.

- La largeur de la gerbe calculée sur les trois strips centrales (même formule que précédemment) :

$$\omega_{3\text{strips}} < 0.6 - 0.80$$

- La fraction d'énergie du cluster déposée dans le compartiment avant :

$$f_1 = \frac{E_1}{E} > 0.005$$

où E_1 est l'énergie du cluster déposée dans le compartiment avant et E est l'énergie du cluster.

- La fraction d'énergie en dehors des trois strips centrales :

$$F_{\text{core}} = \frac{E_{\pm 3} - E_{\pm 1}}{E_{\pm 1}} < 0.2 - 0.48$$

où $E_{\pm i}$ est l'énergie du cluster déposée dans $\pm i$ strips autour de la strip de plus haute énergie.

Aucune coupure n'est appliquée sur l'énergie déposée par le cluster dans le compartiment arrière.

Coupages sur la trace

Des coupures sont appliquées sur la qualité de la trace :

- 9 hits de précision (pixels et SCT)
- 2 hits dans les pixels (dont 1 dans le b -layer)
- un paramètre d'impact $|d_0| < 0.1$ cm
- l'association angulaire est contrainte en extrapolant la trace jusqu'au calorimètre :

$$\Delta\eta = |\eta_{1,c} - \eta_{1,t}| < 0.05 \text{ et } \Delta\Phi = |\Phi_{2,c} - \Phi_{2,t}| < 0.02$$

où $\eta_{1,c}$ est la pseudo-rapacité du cluster dans le compartiment avant, $\eta_{1,t}$ est la pseudo-rapacité de la trace extrapolée dans le compartiment avant (*idem* pour Φ dans le compartiment milieu)

- une contrainte sur E/p est ajoutée :

$$0.9 < \frac{E}{p} < 2.5 - 3.5$$

5.2.5 Résultats pour le signal et le bruit de fond

Les variables d'identification sont étudiées en appliquant la présélection suivante : exactement un candidat électron (*i.e.* un objet du container électron) tel que $E_T > 25$ GeV, $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.4$ doit être présent dans l'événement. Les distributions de l'énergie transverse des candidats obtenus pour le signal et les bruits de fond sont représentés sur la Figure 5.1. Les distributions des variables les plus discriminantes sont représentées sur les Figures 5.2 à 5.9⁴⁾ pour les événements de signal et du bruit de fond QCD. Les canaux $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow \tau\nu$ ne sont pas représentés car les distributions sont identiques à celles du signal.

⁴⁾Pour des raisons techniques, la position de la trace extrapolée, utilisée pour l'identification, n'était pas accessible : la distribution de $\Delta\Phi$ représentée a été obtenue sans extrapolation.

Afin d'estimer l'efficacité de reconstruction de l'électron, la vérité Monte-Carlo est utilisée dans l'échantillon de signal pour associer l'électron reconstruit à l'électron vrai issu du W (cône de rayon $\Delta R_{\text{asso}} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2} < 0.1$). L'efficacité de reconstruction de l'électron pour le signal après chaque catégorie de coupures est donnée dans la Table 5.1 ; les facteurs de réjection pour les jets à partir du nombre de candidats présélectionnés sont également indiqués. Le facteur global de réjection pour des jets entre 10 et 40 GeV avec cette sélection est ~ 2000 [25].

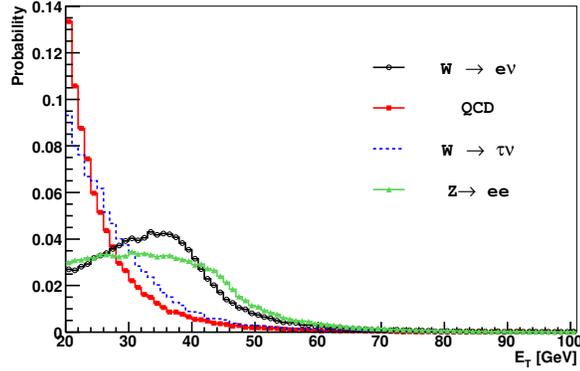


FIG. 5.1 – Distribution d'énergie transverse du candidat électron présélectionné pour le signal et les bruits de fond. Le seuil de présélection a été abaissé à 20 GeV pour la figure.

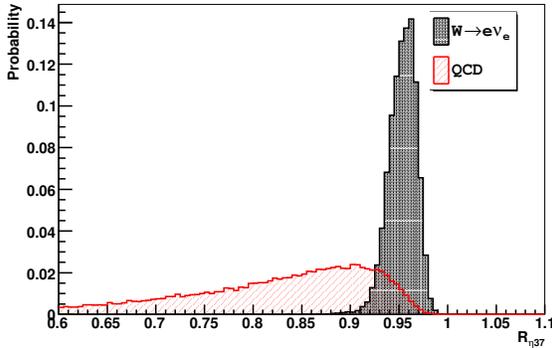


FIG. 5.2 – Distribution normalisée de $R_{\eta 37}$ pour le signal et le bruit de fond QCD

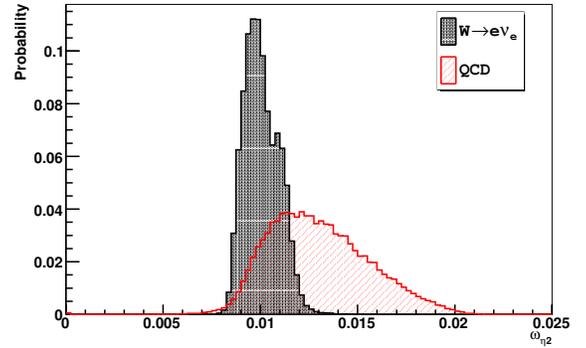


FIG. 5.3 – Distribution normalisée de $\omega_{\eta 2}$ pour le signal et le bruit de fond QCD

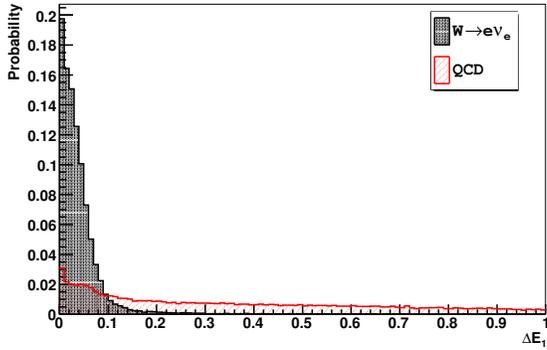


FIG. 5.4 – Distribution normalisée de ΔE_1 pour le signal et le bruit de fond QCD

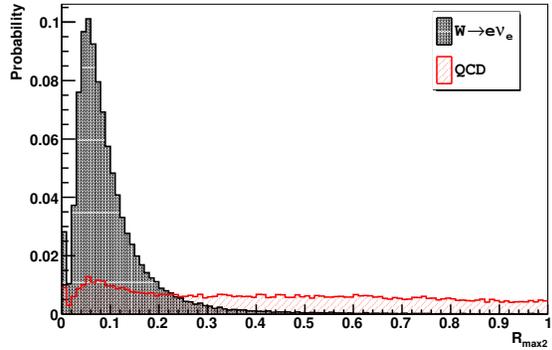


FIG. 5.5 – Distribution normalisée de $E_{\max 2}$ pour le signal et le bruit de fond QCD

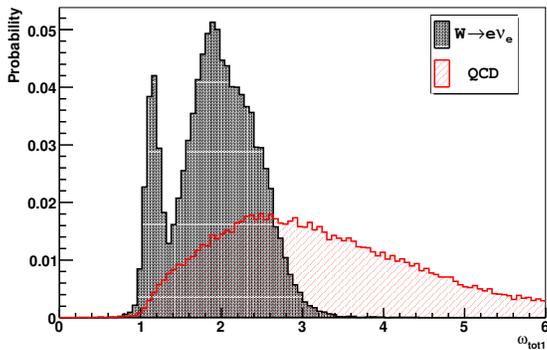


FIG. 5.6 – Distribution normalisée de $\omega_{\text{tot}1}$ pour le signal et le bruit de fond QCD. La double structure observée pour le signal est due au changement de granularité du compartiment avant pour $\eta = 1.8$.

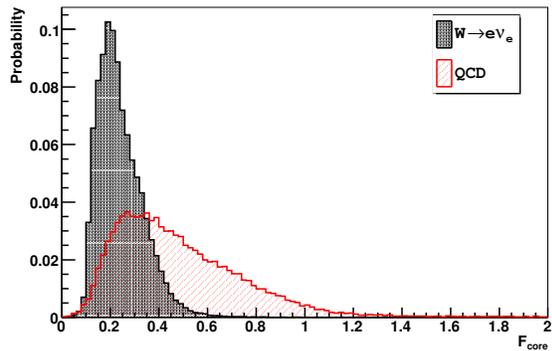


FIG. 5.7 – Distribution normalisée de F_{core} pour le signal et le bruit de fond QCD

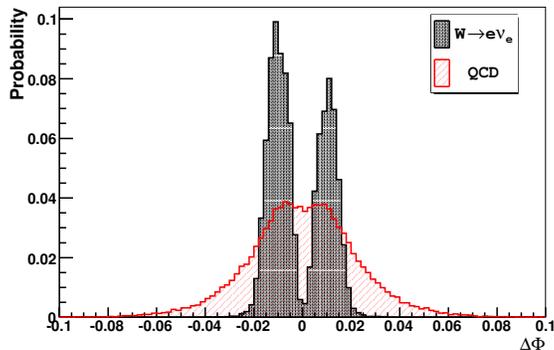


FIG. 5.8 – Distribution normalisée de $\Delta\Phi$ (sans extrapolation) pour le signal et le bruit de fond QCD

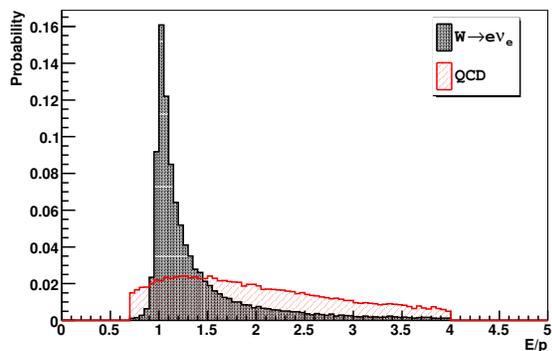


FIG. 5.9 – Distribution normalisée de E/p pour le signal et le bruit de fond QCD

Coupsures	Efficacité	Réjection
Présélection	0.853 ± 0.004	1
Fuite hadronique	0.851 ± 0.004	3.40 ± 0.03
Compartiment milieu	0.849 ± 0.004	6.58 ± 0.08
Compartiment avant	0.788 ± 0.004	29.9 ± 0.8
Qualité de la trace	0.704 ± 0.004	51 ± 2

TAB. 5.1 – Efficacité de reconstruction de l'électron pour le signal et facteur de réjection (relatif par rapport au nombre de candidats présélectionnés) pour le bruit de fond QCD après chaque catégorie de coupures. Les incertitudes indiquées sont les erreurs binomiales dues aux nombres d'événements simulés.

5.3 Signature trigger e20

Le menu trigger utilisé a été développé pour une luminosité de $10^{31} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. La signature e20 est initiée par la signature EM18 au L1, correspondant à un dépôt d'énergie de 18 GeV dans l'EMC (sans critère d'isolation). Le calcul de l'énergie au L1 est basé sur un algorithme sliding window à partir de tours trigger (de granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi \sim 0.1 \times 0.1$), procédant en trois étapes :

- une fenêtre 4×4 (en tours électromagnétiques et hadroniques) doit être un maximum local en énergie ;
- le centre de la fenêtre (quatre tours, voir Fig. 5.10) doit être un maximum local en énergie transverse ;
- la combinaison la plus énergétique de deux tours électromagnétiques voisines (parmi les quatre combinaisons possibles de tours du centre de la fenêtre) doit avoir une énergie supérieure à 18 GeV.

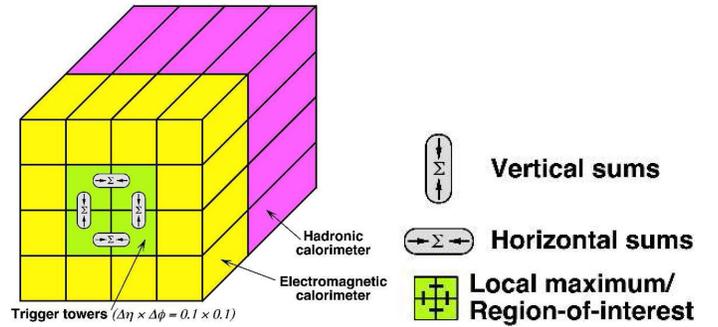


FIG. 5.10 – Schéma du trigger L1, montrant les combinaisons de tours pour le calcul de l'énergie électromagnétique [25]

Au HLT, le critère d'identification *loose* est utilisé pour le candidat électron : seules les coupures sur la fuite hadronique et sur les propriétés de la gerbe dans le compartiment milieu sont appliquées.

5.4 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

5.4.1 Algorithme de reconstruction

L'algorithme utilisé est basé sur les dépôts d'énergie dans les cellules du calorimètre⁵⁾ : il prend en compte l'énergie des cellules après une procédure de soustraction du bruit. Cette procédure utilise les TopoClusters 4/2/0 : i) un TopoCluster part d'une cellule graine d'énergie $|E_{\text{cell}}| > 4 \sigma_{\text{noise}}$; ii) les cellules voisines d'énergie $|E_{\text{cell}}| > 2 \sigma_{\text{noise}}$ sont ajoutées ; iii) la couche de cellules aux frontières est ajoutée ($|E_{\text{cell}}| > 0 \sigma_{\text{noise}}$). En plus des dépôts d'énergie dans les calorimètres, le calcul corrige pour l'énergie perdue dans le cryostat et pour l'énergie des muons mesurés dans le spectromètre :

$$\cancel{E}_{x,y}^{\text{Final}} = \cancel{E}_{x,y}^{\text{Calo}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Muon}} + \cancel{E}_{x,y}^{\text{Cryo}}$$

⁵⁾Un algorithme partant des objets reconstruits (*object-based* \cancel{E}_T) a également été développé [25].

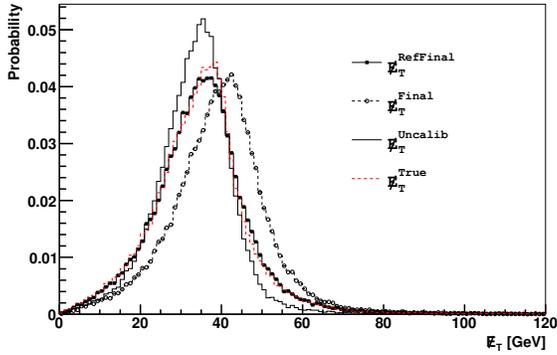


FIG. 5.11 – Distributions d'énergie transverse manquante pour les algorithmes $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$, $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$, $\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}}$ et $\cancel{E}_T^{\text{True}}$

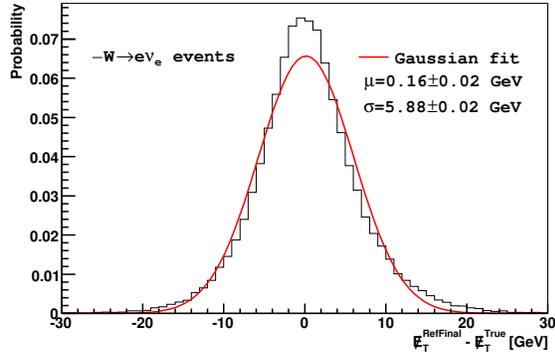


FIG. 5.12 – Résolution en énergie transverse manquante pour l'algorithme $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$

où :

- $\cancel{E}_{x,y}^{\text{Calo}} = - \sum_{\text{TopoCells}} E_{x,y}$ (toutes les cellules appartenant aux TopoClusters contribuent). Dans cette étape, les cellules sont étalonnées en utilisant la méthode H1⁶⁾ : des poids sont calculés en fonction de la densité d'énergie E/V de la cellule à partir de jets dans des événements simulés et appliqués pour le calcul de l'énergie par cellule.
- $\cancel{E}_{x,y}^{\text{Muon}} = - \sum_{\text{muons}} E_{x,y}$ (l'énergie perdue par le muon dans le calorimètre est prise en compte dans le terme calorimétrique)
- $\cancel{E}_{x,y}^{\text{Cryo}} = - \sum_{\text{jets}} w^{\text{Cryo}} \sqrt{E_{\text{EM3}} \times E_{\text{HAD}}}$ où w^{Cryo} est un poids d'étalonnage calculé par la méthode H1 et E_{EM3} et E_{HAD} sont les énergies déposées par le jet respectivement dans le compartiment arrière de l'EMC et dans le premier compartiment du calorimètre hadronique.

La dernière étape est le raffinement du terme calorimétrique. Pour les cellules des TopoClusters appartenant à un objet reconstruit, l'étalonnage est effectué en fonction de la nature de l'objet. Si une cellule appartient à plusieurs objets, l'ordre de priorité utilisé est le suivant : électron, photon, muon, tau (désintégration hadronique), b -jet et jet léger. Les cellules des TopoClusters n'appartenant à aucun objet reconstruit sont pris en compte sans correction. Cette méthode suppose que l'étalonnage des objets est meilleur que l'étalonnage global.

5.4.2 Performances sur les événements de signal

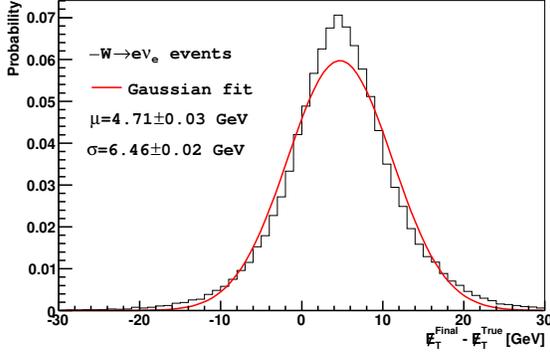
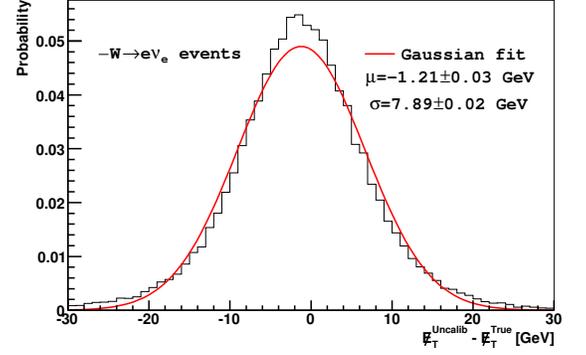
Les performances de la reconstruction de \cancel{E}_T peuvent être étudiées à partir de la simulation sur des événements de signal, en comparant la quantité reconstruite à la quantité vraie ($\cancel{E}_T^{\text{True}}$) : $\cancel{E}_T^{\text{True}}$ est calculée à partir de toutes les particules stables n'interagissant pas.

La présélection suivante est appliquée : un électron tel que $E_T > 25$ GeV, $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.4$ et satisfaisant le critère d'identification *medium* doit être présent dans l'événement. Trois algorithmes sont étudiés :

- $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$ (décrit précédemment)
- $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$: la dernière étape de raffinement n'est pas appliquée.
- $\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}}$: l'énergie des cellules est calculée à l'échelle électromagnétique.

Les distributions de \cancel{E}_T et $\cancel{E}_T^{\text{True}}$ sont représentées sur la Figure 5.11. Les Figures 5.12, 5.13 et 5.14 représentent

⁶⁾ Une méthode appelée *Local-Hadronic calibration* a également été développée : des poids sont appliqués seulement aux clusters hadroniques à partir de la simulation d'événements à un pion.

FIG. 5.13 – Résolution en énergie transverse manquante pour l’algorithme $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ FIG. 5.14 – Résolution en énergie transverse manquante pour l’algorithme $\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}}$

Algorithme	μ (GeV)	σ (GeV)
$\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$	0.16 ± 0.02	5.88 ± 0.02
$\cancel{E}_T^{\text{Final}}$	4.71 ± 0.03	6.46 ± 0.02
$\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}}$	-1.21 ± 0.03	7.89 ± 0.2

TAB. 5.2 – Résolution en énergie transverse manquante pour les algorithmes $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$, $\cancel{E}_T^{\text{Final}}$ et $\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}}$

les distributions de $(\cancel{E}_T - \cancel{E}_T^{\text{True}})$ pour les trois algorithmes ; un ajustement gaussien est effectué pour extraire la résolution dans les trois cas (voir Tab. 5.2). La meilleure résolution est obtenue avec l’algorithme $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$. Dans la méthode H1, les poids sont optimisés pour les jets, ce qui résulte en une surestimation de l’énergie transverse manquante pour les événements à faible activité hadronique ($\cancel{E}_T^{\text{Final}} > \cancel{E}_T^{\text{True}}$). Pour les événements $W \rightarrow e\nu$, il est nécessaire de raffiner le calcul de l’énergie des cellules appartenant au cluster de l’électron. Avec des cellules à l’échelle électromagnétique, l’énergie des jets est sous-estimée : l’énergie transverse manquante est sous-estimée ($\cancel{E}_T^{\text{Uncalib}} < \cancel{E}_T^{\text{True}}$). Dans la suite, l’algorithme $\cancel{E}_T^{\text{RefFinal}}$ est utilisé.

5.4.3 Distributions pour le signal et les bruits de fond

Les distributions de \cancel{E}_T pour le signal et les bruits de fond sont représentées sur la Figure 5.15. Elles sont obtenues avec la présélection suivante : un candidat électron tel que $E_T > 25$ GeV, $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.4$ doit être présent dans l’événement. Une coupure à 25 GeV est très discriminante pour les canaux QCD et $Z \rightarrow ee$.

5.5 Niveau de bruit de fond avec la méthode des coupures

Les nombres d’événements attendus pour 50 pb^{-1} de données, après chaque étape de la sélection, sont donnés dans la Table 5.3 : une pureté finale de 81% est obtenue. La Figure 5.16 représente la distribution de masse transverse du W pour le signal et les bruit de fond après sélection complète, normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} (les histogrammes sont cumulatifs). Une coupure à 40 GeV permet de réduire le bruit de fond QCD d’un facteur 3. Mais après cette coupure, les distributions cinématiques de E_T et \cancel{E}_T ne peuvent plus être utilisées pour extraire la contribution de ce bruit de fond à partir des données (distributions biaisées par la sélection des événements à haute masse transverse).

Les résultats présentés ici ont été obtenus en utilisant une sélection de l’électron non optimale. Deux critères d’identification supplémentaires ont principalement été étudiés : l’utilisation du TRT pour la trace et l’isolation du cluster dans un cône d’ouverture $\Delta R = 0.45$. Il a été montré que ces critères permettent de

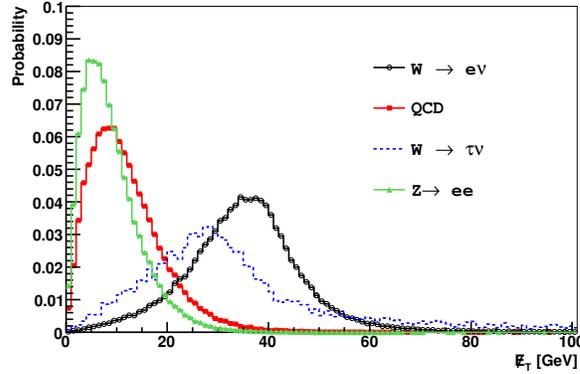


FIG. 5.15 – Distribution d'énergie transverse manquante pour le signal et les bruits de fond

Sélection	$W \rightarrow e\nu$	QCD	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$
Trigger	37.01 ± 0.09	835 ± 18	1.73 ± 0.02	6.07 ± 0.01
$E_T > 25$ GeV, condition sur η	30.84 ± 0.09	383 ± 12	1.03 ± 0.01	3.23 ± 0.01
Identification de l'électron	26.77 ± 0.09	110 ± 6	0.91 ± 0.01	2.95 ± 0.01
$\cancel{E}_T > 25$ GeV	22.06 ± 0.09	4.6 ± 0.7	0.55 ± 0.01	0.06 ± 0.01

 TAB. 5.3 – Nombre d'événements attendus ($\times 10^4$) pour le signal et les bruits de fond dans le canal $W \rightarrow e\nu$ après chaque étape de la sélection pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} . Les incertitudes sont uniquement dues à la statistique des échantillons de données simulées.

réduire le bruit de fond QCD jusqu'à un facteur ~ 10 pour une perte d'efficacité absolue de reconstruction de l'électron de $\sim 13\%$. Ils ne sont pas appliqués dans cette analyse car la statistique générée pour le bruit de fond QCD ne permet pas d'étudier correctement son impact sur la mesure avec une telle sélection ; or étant donné l'incertitude sur la prédiction de ce bruit de fond, un objectif essentiel de l'analyse est de développer des méthodes pour le mesurer à partir des données.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les performances attendues du détecteur pour la reconstruction et la sélection des événements $W \rightarrow e\nu$ ont été étudiées. Une sélection simple permet de réduire la contribution du bruit de fond à un niveau inférieur à $\sim 20\%$; une identification plus sévère de l'électron (notamment l'utilisation du TRT) peut permettre de réduire significativement cette contribution.

Les sources d'erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace n'ont pas été abordées. Leur étude fait l'objet des trois chapitres suivants : la mesure des efficacités, le contrôle du bruit de fond et la détermination de l'acceptance sont successivement abordés.

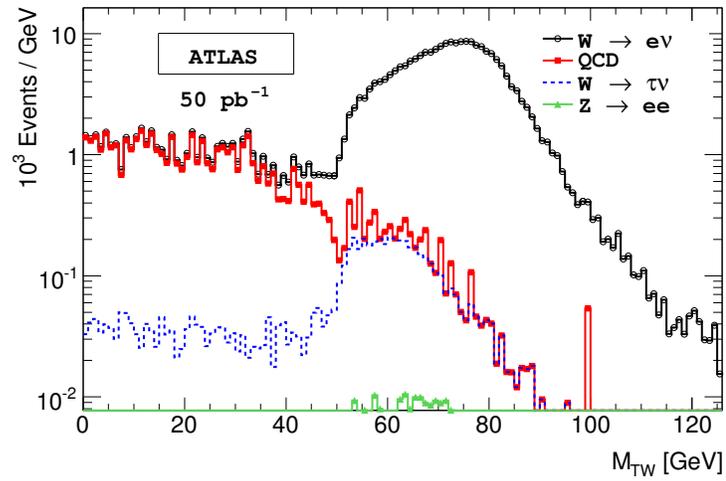


FIG. 5.16 – Distribution de masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond après sélection complète, normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} .

Chapitre 6

Mesure des efficacités à partir des données

La détermination de l'efficacité de reconstruction de l'électron à partir de la méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$ est présentée dans ce chapitre. Les événements $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow ev$ ont des topologies proches, ce qui permet de transférer l'efficacité d'un type d'événement à l'autre : l'incertitude liée à ce transfert est discutée.

6.1 Méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$

Afin de s'affranchir autant que possible des incertitudes de la simulation sur la mesure, l'efficacité combinée (online et offline) de reconstruction de l'électron doit être déterminée à partir des données. La méthode *tag-and-probe* utilise l'identification des électrons de désintégration du Z . Cette méthode a été utilisée dans les expériences du Tévatron (voir Réf. [71] par exemple). Ce canal est utilisé car les électrons ont une gamme d'énergie similaire à ceux issus de la désintégration du boson W , le nombre d'événements est élevé et le bruit de fond est faible. La méthode a été développée et testée sur données simulées dans ATLAS. L'efficacité devant être déterminée est la combinaison trigger e20-offline medium.

L'échantillon d'événements $Z \rightarrow ee$ est sélectionné de la manière suivante :

- le trigger e20 doit être passé ;
- le cluster EM ayant déclenché le trigger doit satisfaire le critère d'identification offline tight (électron *tag*) ;
- un second cluster EM doit être présent (électron *probe*) ;
- les deux clusters EM doivent satisfaire les conditions : $E_T > 15$ GeV et $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.4$;
- les deux candidats doivent avoir des charges opposées et leur masse invariante doit être dans la gamme de masse $70 < M_{ee} < 110$ GeV.

L'efficacité est alors simplement égale au rapport du nombre d'événements dans lesquels l'électron probe satisfait le critère testé sur le nombre d'événements sélectionnés. Cette méthode peut être appliquée de manière itérative pour déterminer l'efficacité de chaque coupure. Une vue transverse schématique d'un événement $Z \rightarrow ee$, mettant en évidence les électrons tag et probe, est représentée sur la Figure 6.1.

Les performances de la méthode peuvent être testées en comparant les résultats obtenus avec la valeur de l'efficacité calculée à partir de la vérité Monte-Carlo : l'accord obtenu pour l'efficacité combinée est représenté sur la Figure 6.2. A l'intérieur des fluctuations statistiques, aucun biais n'est observé. L'incertitude sur l'efficacité est dominée par l'incertitude statistique due au nombre d'événements sélectionnés ; les deux autres principales sources d'incertitude sont dues au choix des critères de sélection et à la présence du bruit de fond QCD. Pour 50 pb^{-1} , une incertitude relative de 2% peut être atteinte [25].

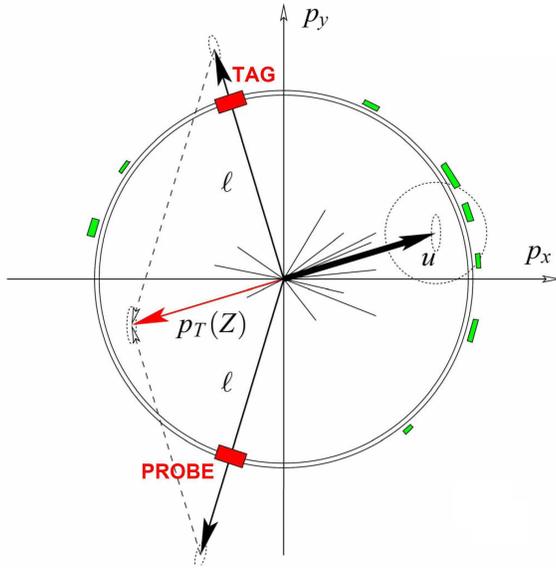


FIG. 6.1 – Vue transverse d'un événement $Z \rightarrow ee$; les électrons isolés tag et probe sont visibles (figure adaptée de la référence [25]).

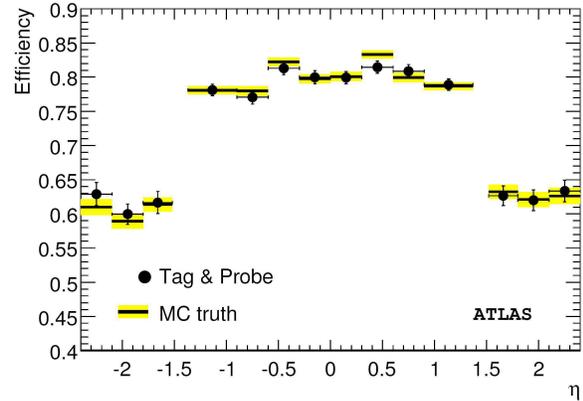


FIG. 6.2 – Comparaison de la mesure de l'efficacité combinée par la méthode tag-and-probe avec la valeur estimée à partir de la vérité Monte-Carlo [25]. Les valeurs sont représentées en fonction de la pseudo-rapidité ; les erreurs sur la mesure sont normalisées à 50 pb^{-1} .

6.2 Transfert vers les événements $W \rightarrow e\nu$

L'efficacité globale de reconstruction de l'électron déterminée à partir des événements $Z \rightarrow ee$ ne peut être appliquée aux événements $W \rightarrow e\nu$ sans correction que si sa valeur est identique dans les deux types d'événement. Dans les données utilisées, les objets trigger (p. ex. l'électron au niveau EF) n'étaient pas accessibles ; seules les signatures trigger (p. ex. e20) étaient disponibles. Le transfert de l'efficacité vers les événements $W \rightarrow e\nu$ n'a donc pu être étudié que pour la reconstruction offline. Un comportement similaire est cependant attendu pour l'efficacité combinée.

D'un point de vue topologique, les électrons issus de la désintégration des bosons W et Z sont similaires : l'activité hadronique est très faible autour de l'électron. Mais les distributions cinématiques sont différentes : les distributions de l'énergie transverse et de la pseudo-rapidité de l'électron dans les deux cas sont représentées sur les Figures 6.3 et 6.4 (80.000 électrons sont utilisés dans chaque cas). Le spectre en E_T est plus dur pour le Z à cause de la masse plus élevée du boson. La Table 6.1 donne la répartition des électrons entre le tonneau et les bouchons : les électrons issus de la désintégration du boson W sont légèrement plus centraux. La Table 6.2 donne l'efficacité dans le tonneau, dans les bouchons et globale (les distributions de l'efficacité en fonction de l'énergie transverse et de la pseudo-rapidité sont représentées sur les Figures 6.5 et 6.6). Comme attendu, l'écart le plus significatif (0.010 ± 0.002) est obtenu pour l'efficacité globale, qui est fonction de la répartition des candidats.

En appliquant l'efficacité globale déterminée sur les événements $Z \rightarrow ee$ aux événements $W \rightarrow e\nu$, le nombre de candidats obtenu est :

$$N_W = \varepsilon_{Z \rightarrow ee} \cdot N_0 = 58231$$

où N_0 est le nombre initial de candidats. En séparant les efficacités pour le tonneau et les bouchons ($\varepsilon_{Z \rightarrow ee}^B$ et $\varepsilon_{Z \rightarrow ee}^{EC}$), le nombre de candidats obtenu est :

$$N_W^{\text{corr}} = \varepsilon_{Z \rightarrow ee}^B \cdot N_0^B + \varepsilon_{Z \rightarrow ee}^{EC} \cdot N_0^{EC} = 58898$$

Or le nombre de candidats attendu d'après la simulation est 59148 : l'introduction des efficacités du tonneau et des bouchons par rapport à l'utilisation de l'efficacité globale permet de réduire le biais sur N_W de -1.5%

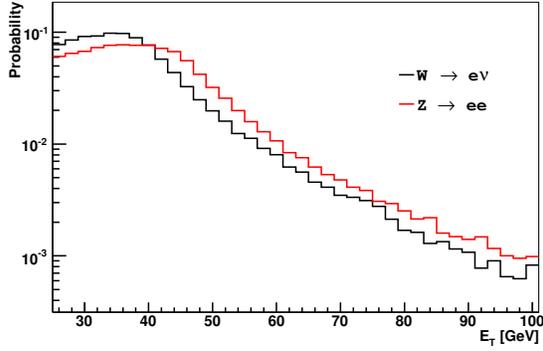


FIG. 6.3 – Distribution de l'énergie transverse des candidats électron

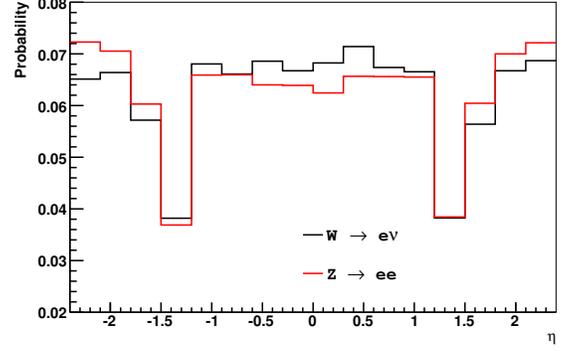


FIG. 6.4 – Distribution de la pseudo-rapidité des candidats électron

	$W \rightarrow e\nu$	$Z \rightarrow ee$
Barrel	0.619 ± 0.002	0.594 ± 0.002
End-caps	0.381 ± 0.002	0.406 ± 0.002

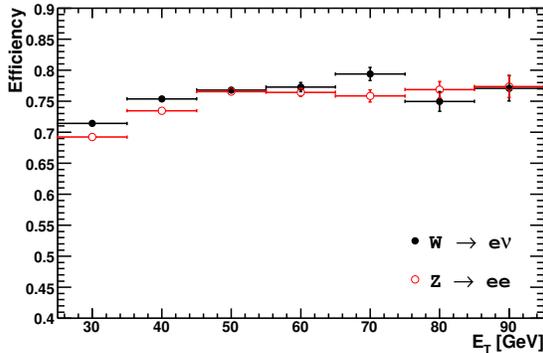
TAB. 6.1 – Répartition des candidats électron entre le tonneau (*barrel*) et les bouchons (*end-caps*)

FIG. 6.5 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline en fonction de l'énergie transverse

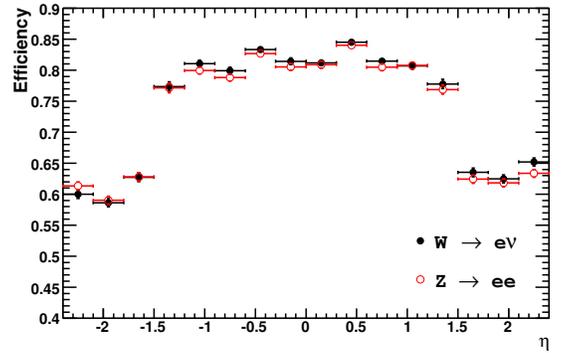


FIG. 6.6 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline en fonction de la pseudo-rapidité

à -0.7% . Lorsque la statistique accumulée augmentera, il sera possible d'effectuer une carte de l'efficacité en bins $(\eta - E_T)$ du candidat électron de plus en plus fins, ce qui permettra de réduire le biais dû au transfert des événements $W \rightarrow e\nu$ vers les événements $Z \rightarrow ee$.

Avec 50 pb^{-1} de données, l'efficacité combinée de reconstruction de l'électron pourra être déterminée avec une précision $\Delta\varepsilon/\varepsilon \sim 2\%$: cela correspond à une incertitude absolue de 0.014, supérieure à l'écart entre les efficacités de reconstruction offline dans les événements $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$, calculé à partir de la simulation. Il n'est donc pas envisageable d'appliquer une correction estimée à partir de la simulation avec cette statistique. Une fois atteint un excellent accord données-simulation et une précision de l'ordre de 1% sur l'efficacité, il sera possible d'appliquer une correction globale estimée à partir de la simulation.

Dans la suite, une incertitude relative de 2% est supposée sur la valeur de l'efficacité combinée.

isEM medium	Barrel	End-caps	Global
$\epsilon_{W \rightarrow e\nu}$	0.812 ± 0.002	0.621 ± 0.003	0.739 ± 0.002
$\epsilon_{Z \rightarrow ee}$	0.805 ± 0.002	0.618 ± 0.003	0.729 ± 0.002
$\epsilon_{W \rightarrow e\nu} - \epsilon_{Z \rightarrow ee}$	0.007 ± 0.003	0.003 ± 0.004	0.010 ± 0.002

TAB. 6.2 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline dans le tonneau, dans les bouchons et globale

Chapitre 7

Estimation du bruit de fond QCD à partir des données

L'incertitude sur la production inclusive de jets au LHC est telle que le nombre d'évènements QCD dans la région du signal doit être estimé à partir des données : deux méthodes ont été développées et sont présentées dans ce chapitre. Le cas des bruits de fond électrofaibles est ensuite décrit.

7.1 Méthode de la matrice

Afin d'estimer le nombre d'évènements de bruit de fond QCD dans la région du signal, la méthode dite de la matrice a été testée. Elle utilise la non-corrélation entre deux variables permettant de séparer le signal du bruit de fond : cette méthode a été testée en utilisant une variable d'identification de l'électron et l'énergie transverse manquante. Un critère global sur la qualité de la gerbe dans le compartiment avant de l'EMC est utilisé : le critère global est satisfait par le candidat électron si toutes les coupures associées aux variables du compartiment avant définies dans la section 5.2 sont satisfaites. Le candidat est noté *ID* s'il satisfait le critère global (le candidat satisfait alors le critère medium) et *inverse-ID* sinon (le candidat doit quand même satisfaire les autres critères d'identification). Les évènements sont d'abord présélectionnés par la signature trigger e20. La non-corrélation des deux variables a été étudiée en comparant les distributions de \cancel{E}_T pour les deux échantillons définis par la qualité de la gerbe dans le compartiment avant de l'EMC. La Figure 7.1

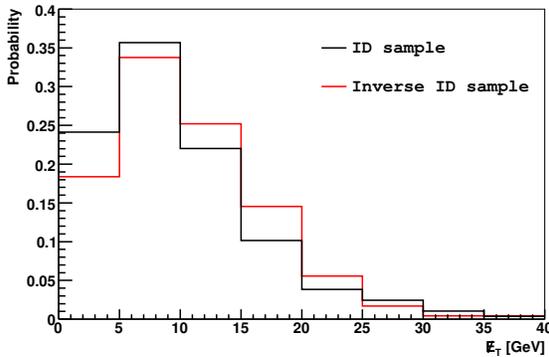


FIG. 7.1 – Distributions d'énergie transverse manquante pour les échantillons ID et inverse-ID d'évènements de bruit de fond

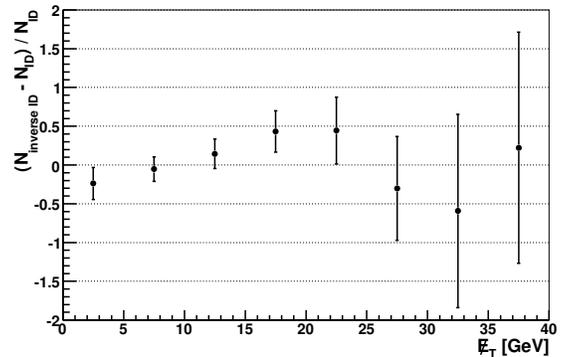


FIG. 7.2 – Ecart relatif entre les distributions d'énergie transverse manquante pour les échantillons ID et inverse-ID d'évènements de bruit de fond

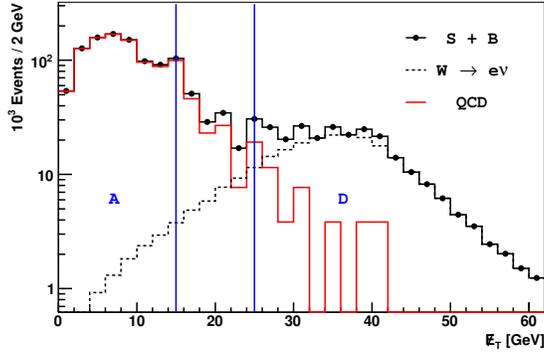


FIG. 7.3 – Nombre total d'événements attendus (signal et bruit de fond) pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$ en fonction de l'énergie transverse manquante pour les échantillons ID

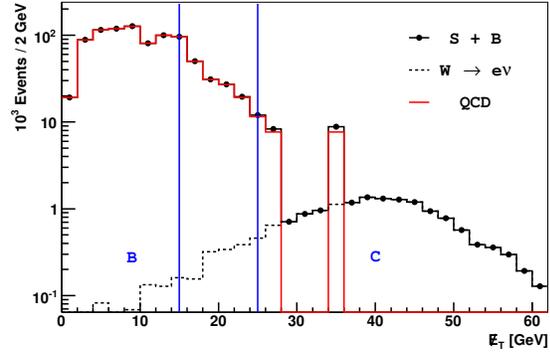


FIG. 7.4 – Nombre total d'événements attendus (signal et bruit de fond) pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$ en fonction de l'énergie transverse manquante pour les échantillons inverse-ID

représente les distributions de \cancel{E}_T entre 10 et 40 GeV pour les deux échantillons ; la Figure 7.2 représente l'écart relatif entre ces deux distributions. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques dues au nombre d'événements simulés.

Quatre régions sont définies :

- région A : ID et $\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$;
- région B : Inverse-ID et $\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$;
- région C : Inverse-ID et $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$;
- région D : ID et $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$.

Les distributions combinées (signal et bruit de fond) pour les deux échantillons sont représentées sur les Figures 7.3 et 7.4 (les régions A, B, C et D sont indiquées). La région D est la région du signal (l'événement satisfait alors la sélection complète, voir Sec. 5.1). En supposant les deux variables non corrélées, la contribution du bruit de fond dans la région D peut être extraite de la relation :

$$\frac{N_D^{\text{QCD}}}{N_A^{\text{QCD}}} = \frac{N_C^{\text{QCD}}}{N_B^{\text{QCD}}}$$

où N_X^{QCD} est le nombre d'événements QCD dans la région X. Cette méthode est appelée méthode de la matrice. En supposant que les régions A, B et C ne contiennent que des événements QCD, N_D^{QCD} est directement extrait. Cependant, ces régions contiennent des événements $W \rightarrow e\nu$. Les nombres d'événements de signal dans ces régions sont exprimés en fonction du nombre d'événements de signal dans la région D :

$$N_X^W = f_X \cdot N_D^W$$

où N_X^W est le nombre d'événements $W \rightarrow e\nu$ dans la région X. Les fractions f_X sont estimées à partir de la simulation. La prise en compte des événements de signal est nécessaire pour ne pas obtenir une estimation biaisée : la contribution du signal est même dominante dans la région C ($\sim 2/3$, voir Fig. 7.4). La relation suivante est obtenue :

$$\frac{N_D^{\text{QCD}}}{N_A - f_A \cdot N_D^W} = \frac{N_C - f_C \cdot N_D^W}{N_B - f_B \cdot N_D^W}$$

où N_X est le nombre total d'événements dans la région X. Cette relation est équivalente à l'équation du deuxième degré en N_D^{QCD} suivante :

$$(f_A f_C - f_B) \cdot (N_D^{\text{QCD}})^2 + (f_A N_C + f_C N_A - 2f_A f_C N_D - N_B + f_B N_D) \cdot N_D^{\text{QCD}} + N_A N_C - f_A N_C N_D - f_C N_A N_D + f_A f_C N_D^2 = 0$$

Bande de contrôle	$N_D^{\text{QCD}} (\times 10^3)$
0-10 GeV	32 ± 13
0-15 GeV	30 ± 14
0-20 GeV	28 ± 12
Niveau attendu	46 ± 13

TAB. 7.1 – Nombre d'événements QCD estimé à partir de la méthode de la matrice dans la région du signal pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$. Les erreurs indiquées sont les erreurs binomiales dues au nombre d'événements simulés.

Deux solutions N_D^{QCD} sont obtenues ; une seule solution est telle que $N_D > N_D^{\text{QCD}} > 0$. Le choix du seuil en \cancel{E}_T pour la définition des régions A et B est arbitraire : l'erreur systématique associée à ce choix a été estimée en changeant successivement le seuil sur \cancel{E}_T à 10 et 20 GeV. Les résultats sont présentés dans la Table 7.1. En variant l'intervalle utilisé pour la bande de contrôle, le niveau estimé de bruit de fond reste stable. La précision de la méthode est limitée par les différences de distribution de \cancel{E}_T entre les échantillons de signal et de contrôle pour les événements de bruit de fond. Avec cette méthode, le niveau de bruit de fond est sous-estimé. La sous-estimation est due à la corrélation entre l'identification de l'électron et le calcul de \cancel{E}_T : le calcul de \cancel{E}_T prend en compte l'identification de l'électron et le biais observé est donc intrinsèque à la méthode. La corrélation entre les deux variables est étudiée dans la section suivante, via le développement d'une seconde méthode.

7.2 Méthode du fake rate

Le nombre d'événements QCD dans la région du signal peut être estimé si pour un critère de sélection donné, les efficacités associées pour le signal et le bruit de fond QCD peuvent être déterminées. Cette méthode a été testée en utilisant l'efficacité de reconstruction offline de la trace d'un candidat électron (les coupures du critères d'identification medium sont considérées). Un candidat électron désigne ici un cluster EM satisfaisant les coupures calorimétriques du critère d'identification medium. La méthode a été étudiée en utilisant les événements sélectionnés par la signature trigger g20 (trigger photon) ; au HLT, les coupures calorimètres sont identiques à celles de la signature e20 (mais la présence d'une trace n'est pas demandée). Les nombres finals d'événements ne sont donc pas exactement identiques à ceux obtenus avec la signature e20.

En considérant les nombres d'événements avant et après la coupure de reconstruction de la trace, le système d'équations suivant est obtenu :

$$(1) \quad N = N_W + N_{\text{QCD}}$$

$$(2) \quad N^{\text{trk}} = \epsilon_{\text{trk}} N_W + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{QCD}}$$

où N est le nombre total d'événements avant la coupure sur la trace, N^{trk} est le nombre total d'événements après coupure sur la trace, N_W est le nombre d'événements $W \rightarrow e\nu$ avant la coupure sur la trace, N_{QCD} est le nombre d'événements QCD avant la coupure sur la trace, ϵ_{trk} est l'efficacité de reconstruction offline de la trace pour un électron du W et ϵ_{fake} est la probabilité pour un candidat électron d'un événement QCD d'être associé à une trace (appelée *fake rate* dans la suite). Connaissant N , N^{trk} , ϵ_{trk} et ϵ_{fake} , N_W et N_{QCD} peuvent être extraits :

$$N_W = \frac{N^{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}} N}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

$$N_{\text{QCD}} = \frac{\epsilon_{\text{trk}} N - N^{\text{trk}}}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

Le nombre final d'événements QCD à soustraire est donc :

$$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}} = \epsilon_{\text{fake}} \frac{\epsilon_{\text{trk}} N - N^{\text{trk}}}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

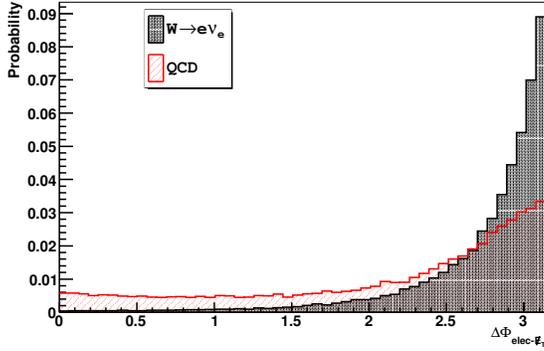


FIG. 7.5 – Distribution de l’angle azimutal entre la direction du candidat électron et la direction de \cancel{E}_T (aucun critère d’identification n’est appliqué au candidat électron) pour le signal et le bruit de fond QCD

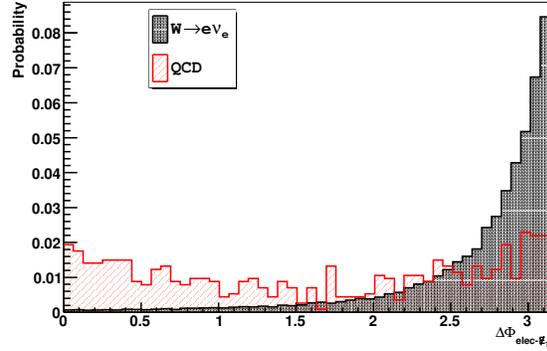


FIG. 7.6 – Distribution de l’angle azimutal entre la direction du candidat électron et la direction de \cancel{E}_T (le critère d’identification medium est appliqué au candidat électron) pour le signal et le bruit de fond QCD

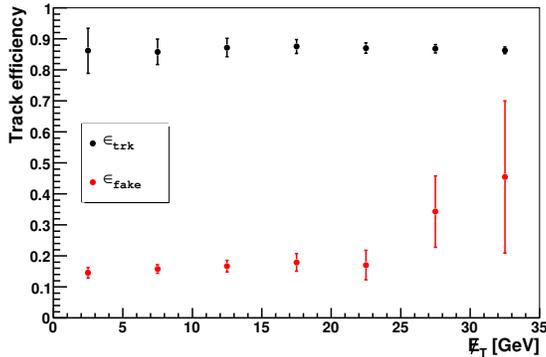


FIG. 7.7 – Efficacité de reconstruction de la trace pour un candidat électron en fonction de \cancel{E}_T pour le signal et le bruit de fond QCD

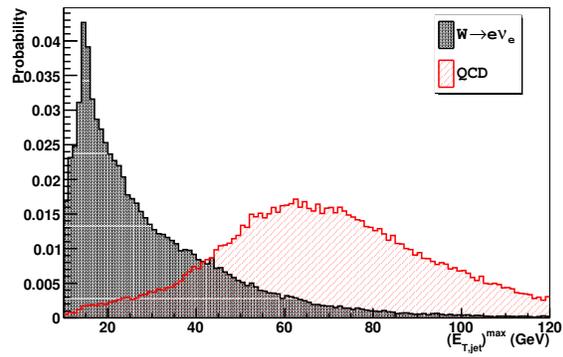


FIG. 7.8 – Distribution de l’énergie transverse du jet le plus énergétique dans les événements de signal et de bruit de fond QCD

Le calcul de \cancel{E}_T prend en compte l’identification du candidat électron : pour un événement avec un jet identifié comme un électron, l’énergie du jet est sous-estimée (calorimètre non-compensant) et \cancel{E}_T pointe dans la direction du jet. Cet effet peut être observé sur les Figures 7.5 et 7.6, qui représentent des distributions de l’angle $\Delta\Phi_{\text{elec}-\cancel{E}_T}$ entre la direction du candidat électron et la direction de \cancel{E}_T . Sur la Figure 7.5, aucune condition n’est imposée sur le candidat électron ; sur la Figure 7.6, le critère d’identification medium est imposé. Les distributions correspondant au signal sont également représentées (la production dos-à-dos de l’électron et du neutrino est mise en évidence).

La prise en compte de l’identification de l’électron dans le calcul de \cancel{E}_T a pour conséquence de corrélérer les deux grandeurs. Les efficacités de reconstruction des traces pour les candidats électron dans les événements de signal (ϵ_{trk}) et de bruit de fond (ϵ_{fake}) en fonction de \cancel{E}_T sont représentées sur la Figure 7.7. Pour le signal, les deux grandeurs ne sont pas corrélées : l’efficacité peut être déterminée en utilisant la méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$ (voir Chap. 6). La valeur de l’efficacité est ici directement calculée en utilisant la vérité Monte-Carlo dans les événements $W \rightarrow e\nu$. Pour le bruit de fond, l’efficacité augmente avec la valeur de \cancel{E}_T . En sélectionnant les événements de \cancel{E}_T élevée, l’échantillon obtenu est enrichi en “bons candidats” : le

Paramètre	$N (\times 10^3)$	$\varepsilon (\%)$
N	470 ± 27	-
N^{trk}	304 ± 16	-
ε_{trk}	-	83.7 ± 0.4
$\varepsilon_{\text{fake}}$	-	33 ± 9
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}}$	54 ± 16	-
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}}$ attendu	62 ± 14	-

TAB. 7.2 – Nombre d'événements QCD estimé à partir de la méthode du fake rate. Les erreurs indiquées sont les erreurs binomiales dues au nombre d'événements simulés.

	$E_{\text{T,jet max}} = 30 \text{ GeV}$	$E_{\text{T,jet max}} = 40 \text{ GeV}$	$E_{\text{T,jet max}} = 50 \text{ GeV}$
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}} (\times 10^3)$	60 ± 16	54 ± 16	37 ± 15

TAB. 7.3 – Fluctuations du nombre d'événements QCD estimé, dues à la variation de l'échantillon de contrôle

fake rate doit donc être déterminé dans un échantillon d'événements satisfaisant $\cancel{E}_{\text{T}} > 25 \text{ GeV}$ pour obtenir une estimation non-biaisée. Afin d'obtenir un échantillon d'événements orthogonal au signal, des coupures doivent être définies pour rejeter les événements de signal. Les coupures suivantes peuvent être imposées :

- $\Delta\Phi_{\text{elec}-\cancel{E}_{\text{T}}} < 1.0$
- un jet (défini par un algorithme de cône d'ouverture angulaire $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2} = 0.7$) tel que $E_{\text{T}} > 40 \text{ GeV}$ et opposé à l'électron ($\Delta\Phi_{e-\text{jet}} > \frac{2\pi}{3}$), est demandé (voir Fig. 7.8).

Pour conserver un nombre suffisant d'événements QCD dans la simulation, seul le jet veto a été appliqué. Une seconde coupure devra être appliquée sur les données pour obtenir un échantillon d'événements di-jets ayant une contamination par le signal négligeable. Les résultats sont donnés dans la Table 7.2 : une estimation non-biaisée du nombre d'événements QCD est obtenue. La définition de l'échantillon orthogonal étant arbitraire, une incertitude systématique est due au choix des seuils. Les fluctuations de N_{QCD} dues à la variation du seuil du jet veto sont données dans la Table 7.3. L'incertitude systématique est ici estimée comme le plus grand écart avec la valeur attendue, soit $\Delta N_{\text{QCD}} = 24 \cdot 10^3$ événements.

La méthode du fake rate a été testée en utilisant la reconstruction offline des traces. Dans le cas de la sélection d'événements par la signature trigger e20, une méthode analogue utilisant la reconstruction combinée (online et offline) des traces peut être appliquée ; elle n'a pas pu être testée dans cette analyse à cause de la non-disponibilité des objets trigger (voir Chap. 6).

7.3 Bruits de fond électrofaibles

La Table 5.3 donne le niveau des bruits de fond électrofaibles après sélection complète. Il est nécessaire de traiter les bruits de fond électrofaibles d'une manière compatible avec la soustraction du bruit de fond QCD à partir des données.

Dans la méthode de la matrice, les bruits de fond électrofaibles peuvent être pris en compte d'une manière identique au cas du signal. Dans chaque région (A, B, C et D), le nombre d'événements attendu pour un canal est exprimé en fonction du nombre d'événements de signal dans la région D ; les fractions sont estimées à partir de la simulation.

Dans la méthode du fake rate, les contributions des bruits de fond électrofaibles calculées à partir de la simulation peuvent être utilisées directement après la soustraction du bruit de fond QCD pour obtenir le nombre réel d'événements $W \rightarrow e\nu$: cela suppose uniquement que l'efficacité de reconstruction de la trace d'un électron est identique dans les événements $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$ et $W \rightarrow \tau\nu$.

7.4 Conclusion

La corrélation forte entre l'identification de l'électron et le calcul de \cancel{E}_T rend difficile la définition d'échantillons de contrôle : en variant les échantillons de contrôle, des fluctuations importantes sont observées sur le nombre estimé d'événements QCD dans la région du signal. La méthode du fake rate a permis de montrer que le niveau du bruit de fond QCD pouvait être estimé de manière non biaisée à partir des données avec une précision de $\sim 40\%$. Cette valeur, utilisée dans la suite, est probablement conservative : avec la statistique disponible, il n'est pas possible de distinguer les biais intrinsèques à la méthode (dus à l'utilisation d'échantillons de contrôle) des fluctuations statistiques. Pour 50 pb^{-1} de données réelles, les fluctuations statistiques des échantillons de bruit de fond seront négligeables et les variations du fake rate entre l'échantillon de référence et les échantillons de contrôle pourraient être bien plus faibles que celles observées dans l'analyse.

Pour les bruits de fond électrofaibles, les incertitudes expérimentales sur les rapports de branchement sont également à prendre en compte [11] : $\text{B.R.}(W \rightarrow e\nu) = (10.80 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$, $\text{B.R.}(W \rightarrow \tau\nu) = (11.25 \pm 0.20) \cdot 10^{-2}$, $\text{B.R.}(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) = (17.85 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$ et $\text{B.R.}(Z \rightarrow ee) = (3.363 \pm 0.004) \cdot 10^{-2}$.

Les contributions des différents bruits de fond et les incertitudes associées sont résumées dans la Table 7.4. Pour les bruits de fond électrofaibles, les incertitudes indiquées combinent l'incertitude due au nombre d'événements simulés et les incertitudes sur les rapports de branchement.

Canal	Fraction (%)
QCD	16 ± 6
$W \rightarrow \tau\nu$	2.36 ± 0.06
$Z \rightarrow ee$	0.26 ± 0.01

TAB. 7.4 – Fractions des différents bruits de fond avec la sélection complète. Pour QCD, la fraction est exprimée par rapport au nombre total d'événements attendu (somme du signal et des bruits de fond). Pour $W \rightarrow \tau\nu$ et $Z \rightarrow ee$, les fractions sont exprimées par rapport au nombre d'événements $W \rightarrow e\nu$ attendu (ces fractions sont utilisées après soustraction du bruit de fond QCD).

Chapitre 8

Incertitude théorique sur l'acceptance

L'acceptance est définie comme la fraction de l'espace de phase couvert par les sélections géométriques et cinématiques appliquées aux événements : elle ne peut être déterminée qu'à partir de la simulation. Dans ce chapitre, les principales sources théoriques d'incertitude sur la détermination de l'acceptance sont successivement étudiées : les corrections QCD, les corrections électrofaibles et les fonctions de distribution de parton. Les effets de reconstruction du détecteur sont également abordés.

8.1 Définition de l'acceptance

L'acceptance (A) représente la probabilité que pour un événement de signal donné, les leptons issus de la désintégration du boson W satisfassent les coupures géométriques et cinématiques imposées dans la sélection des événements. Elle intervient dans la mesure de la section efficace totale :

$$\sigma = \frac{N - B}{A \varepsilon \mathcal{L}}$$

Les coupures sont appliquées sur les grandeurs reconstruites et ce sont donc ces grandeurs qui doivent être utilisées pour une détermination non biaisée de l'acceptance. Les effets de reconstruction du détecteur changent l'espace de phase du signal : l'espace de phase couvert par la sélection définie à partir des variables reconstruites est différent de celui couvert par la sélection définie à partir de l'électron et du neutrino produits. Cependant, pour l'étude de l'incertitude théorique, la précision recherchée requiert des échantillons de plusieurs centaines de milliers d'événements pour chaque configuration étudiée d'un générateur. Une simulation complète n'était donc pas possible à cause du temps de calcul¹⁾. Dans la suite, les grandeurs calculées au niveau générateur (par opposition au niveau détecteur) seront utilisées. En particulier, l'approximation $E_T = p_T^V$ sera utilisée. L'impact des effets observés au niveau générateur sur les grandeurs reconstruites sera seulement discuté dans la section 8.6.

Dans tout le chapitre, les valeurs d'acceptance au niveau générateur seront calculées pour la sélection suivante :

- $p_T^e > 25 \text{ GeV}$, $|\eta^e| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta^e| < 2.4$
- $p_T^V > 25 \text{ GeV}$.

Dans une collision proton-proton, à un ordre donné en théorie des perturbations et pour un ensemble donné de PDFs, la prédiction d'observables correspondant à l'état final d'un processus dépend fortement de la modélisation de la gerbe partonique, de l'événement sous-jacent et de l'hadronisation : ces effets sont dits non perturbatifs. Dans un générateur, de nombreux paramètres contrôlent ces différentes étapes ; ils nécessitent d'être optimisés à partir des données. L'incertitude sur l'acceptance due aux effets non perturbatifs n'a pas été étudiée dans cette thèse. Cependant, afin d'obtenir une valeur finale d'incertitude, les résultats de la référence [25] sont utilisés. Une étude comparative des générateurs PYHTIA et HERWIG a permis d'identifier les

¹⁾La simulation complète d'un événement nécessite environ 15 minutes pour un seul processeur.

principales sources d'incertitude sur l'acceptance : le rayonnement d'état initial des partons (ISR, pour *Initial State Radiation*), l'impulsion transverse intrinsèque des partons initiaux (k_T) et l'événement sous-jacent (UE, pour *Underlying Event*). Les incertitudes estimées sont : 2% (ISR), 0.4% (k_T) et 0.2% (UE). En supposant ces effets non-corrélés, une incertitude globale de 2% est obtenue ; dans la suite, cette valeur sera utilisée pour l'incertitude due à la modélisation des événements non perturbatifs.

Les autres sources théoriques d'incertitude sur l'acceptance sont :

- les corrections d'ordre supérieur en QCD
- les corrections d'ordre supérieur en théorie électrofaible
- le choix des PDFs.

Ces différents effets sont successivement étudiés dans la suite du chapitre.

8.2 Les générateurs d'événements utilisés

Quatre générateurs d'événements et un programme complémentaire ont été utilisés dans cette étude.

- Deux générateurs Monte-Carlo à l'ordre dominant (LO, pour *Leading-Order*) en QCD : PYTHIA [66] (version 6.417) et HERWIG [72] (version 6.510), interfacé avec JIMMY [73] pour la modélisation de l'événement sous-jacent. Leur comparaison permet d'estimer de manière globale l'incertitude liée à la modélisation des effets non perturbatifs.
- Un générateur Monte-Carlo à l'ordre NLO en QCD : MC@NLO [51] (version 3.31), interfacé avec HERWIG et JIMMY. La comparaison avec HERWIG permet d'étudier l'impact des corrections NLO QCD.
- Un générateur Monte-Carlo incluant des corrections électrofaibles $O(\alpha)$ (premier ordre supérieur en théorie électrofaible) dans les processus de production hadronique du boson W : WINHAC [74] (version 1.21).
- Le programme PHOTOS [75] (version 2.15), qui modélise le rayonnement de photons des fermions chargés ; il s'ajoute à un générateur hôte. La comparaison avec WINHAC permet d'estimer l'incertitude sur l'acceptance due à l'utilisation de PHOTOS pour modéliser les corrections électrofaibles sur un générateur hôte. PHOTOS a été utilisé pour la production des données simulées analysées dans cette thèse.

Aucun générateur, actuellement, n'inclut à la fois des corrections NLO QCD et électrofaibles ; plusieurs générateurs sont donc nécessaires pour effectuer une analyse complète. Pour chaque configuration étudiée d'un générateur, 250.000 événements ont été générés. L'étude a été effectuée dans Athena (version 14.5.2). Les paramètres d'entrée du Modèle Standard communs à tous les générateurs utilisés sont donnés dans la Table 8.1. L'ensemble de PDFs CTEQ6L a été utilisé pour PYTHIA, HERWIG et WINHAC ; l'ensemble de PDFs CTEQ6M a été utilisé pour MC@NLO.

$M_W = 80.398 \text{ GeV}$	$\Gamma_W = 2.141 \text{ GeV}$	$(\sin \theta_W)^2 = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2$
$M_Z = 91.198 \text{ GeV}$	$\Gamma_Z = 2.495 \text{ GeV}$	$G_F = 1.16639 \text{ GeV}^{-2}$
$V_{ud} = 0.974$	$V_{cd} = -0.23$	$V_{td} = 0.0081$
$V_{us} = 0.225$	$V_{cs} = 1.04$	$V_{ts} = -0.0387$
$V_{ub} = 0.00393$	$V_{cb} = 0.0412$	$V_{tb} = 1$

TAB. 8.1 – Paramètres du Modèle Standard utilisés pour la génération

8.3 Impact des corrections QCD

8.3.1 Corrections NLO et NNLO

Le calcul de la section efficace totale et des sections efficaces différentielles (en rapidité et en impulsion transverse) de production hadronique du boson W à l'ordre NNLO en QCD a été récemment effectué et implémenté dans le programme FEWZ [45] : l'incertitude résiduelle sur ces grandeurs due au choix des échelles de factorisation et de renormalisation (voir Sec.2.4) est de l'ordre de 1%. Ce calcul ne peut cependant pas être utilisé pour la détermination de l'acceptance car le programme FEWZ n'est pas un générateur d'événements : l'impact des effets non perturbatifs ne peut donc pas être étudié et il n'est a fortiori pas possible de reconstruire des événements avec la simulation du détecteur. Le générateur MC@NLO est un générateur d'événements à l'ordre NLO en QCD, incluant les corrélations de spin dans les désintégrations leptoniques du boson W : il est utilisé dans cette étude. Il génère des événements avec des poids positifs et négatifs (± 1) : ces poids doivent être pris en compte dans le calcul d'observables.

8.3.2 Comparaison MC@NLO-HERWIG

Quatre configurations théoriques sont considérées :

- LO : LO QCD au niveau partonique (HERWIG) ;
- LO + PS : LO QCD au niveau partonique (HERWIG) et gerbe partonique²⁾ par HERWIG ;
- NLO : NLO QCD au niveau partonique (MC@NLO) ;
- NLO + PS : NLO QCD au niveau partonique (MC@NLO) et gerbe partonique par HERWIG.

Les distributions de l'acceptance en fonction du seuil de coupure sur l'impulsion transverse et sur la pseudo-rapidité de l'électron sont représentées sur les Figures 8.1 et 8.2. Plus précisément, les variables suivantes sont utilisées :

$$A_W(p_T^e(\min)) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_{p_T^e(\min)}^{\sqrt{s}/2} \frac{d\sigma}{dp_T^e} dp_T^e$$

$$A_W(\eta^e(\max)) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_0^{\eta^e(\max)} \frac{d\sigma}{d|\eta^e|} d|\eta^e|$$

Pour les deux distributions, la coupure sur l'impulsion transverse du neutrino est appliquée. La première distribution montre que la région d'énergie transverse élevée est très sensible au modèle théorique utilisé : la prise en

²⁾Le terme "gerbe partonique" (noté PS pour *Parton Shower*), désigne, ici et dans la suite, à la fois la gerbe partonique proprement dite, l'événement sous-jacent et l'hadronisation.

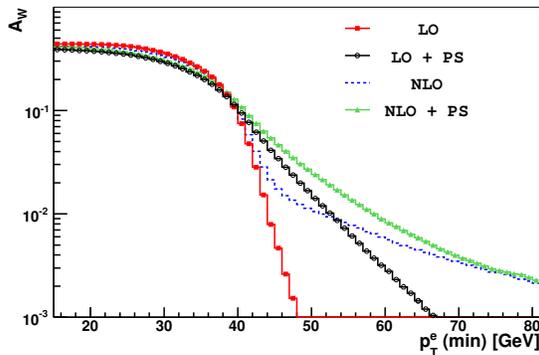


FIG. 8.1 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur l'impulsion transverse de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD

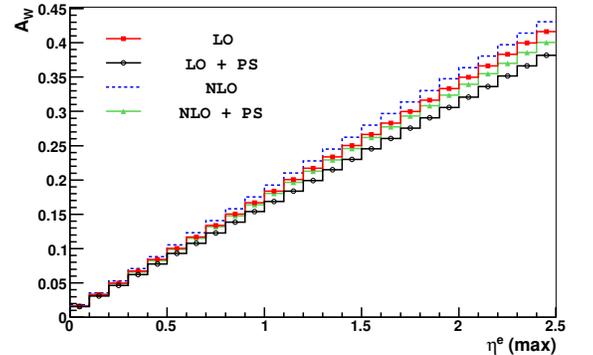


FIG. 8.2 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur la pseudo-rapidité de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD

	LO	LO + PS	NLO	NLO + PS
σ (pb)	17322 ± 35	17341 ± 25	20103 ± 5	20103 ± 5
A	0.375 ± 0.001	0.343 ± 0.001	0.388 ± 0.001	0.361 ± 0.001

TAB. 8.2 – Section efficace et acceptance calculées aux ordres LO et NLO en QCD

compte des effets non perturbatifs est indispensable pour une détermination correcte de l'acceptance. Des résultats similaires avaient été obtenus par S. Frixione et M.L. Mangano et sont présentés dans la référence [76]. Les valeurs numériques de la section efficace et de l'acceptance sont données dans la Table 8.2. La prise en compte des corrections NLO augmente l'acceptance de 4.7%.

Le rapport entre la section efficace calculée à l'ordre NLO et la section efficace calculée à l'ordre LO est généralement appelé facteur K . Mais le facteur K n'est pas constant sur l'espace de phase couvert par le boson W produit et par conséquent sur les espaces de phase couverts par les leptons de désintégration. L'acceptance est donc différente à l'ordre LO et à l'ordre NLO. Cette propriété est illustrée sur les Figures 8.4, 8.5 et 8.6 pour respectivement la masse transverse du boson W , l'énergie transverse de l'électron et la pseudo-rapidité de l'électron (seuls les modèles avec gerbe partonique sont considérés). Trois résultats sont mis en évidence :

- la correction est forte dans la région du pic ;
- la correction est forte dans la région d'énergie transverse élevée ;
- la correction est forte dans la région centrale.

Les variations importantes du facteur K en fonction du point de l'espace de phase considéré rendent nécessaire l'utilisation d'un générateur à l'ordre NLO en QCD pour la détermination de l'acceptance.

8.3.3 Echelles de renormalisation et de factorisation

A un ordre donné en QCD, l'incertitude résiduelle est due au choix (nécessaire) des échelles de factorisation (μ_F) et de renormalisation (μ_R). La dépendance des résultats à ces échelles provient de la troncation des termes d'ordre supérieur. Dans MC@NLO, les valeurs suivantes sont utilisées par défaut :

$$\mu_F = \mu_R = \mu_0 = \sqrt{m_W^2 + p_{TW}^2}$$

Les valeurs des deux échelles peuvent être différentes mais il est usuel de les fixer égales. L'incertitude sur l'acceptance a été estimée en variant successivement les échelles de factorisation et de renormalisation aux valeurs $\mu_0/2$ et $2\mu_0$: les résultats sont donnés dans la Table 8.3. La variation de l'acceptance en fonction du choix de ces échelles est très faible.

Dans la suite, une valeur de 0.3% sera utilisée pour l'incertitude due aux corrections QCD (dans le cas de l'utilisation d'un générateur à l'ordre NLO).

	NLO + PS		
	$\mu_0/2$	μ_0	$2\mu_0$
σ (pb)	19296 ± 5	20103 ± 5	20820 ± 5
A	0.3616 ± 0.0010	0.3606 ± 0.0010	0.3612 ± 0.0010
$\frac{A - A_{\mu_0}}{A_{\mu_0}}$ (%)	+0.3	-	+0.2

TAB. 8.3 – Impact du choix des échelles de factorisation et de renormalisation sur la section efficace et sur l'acceptance

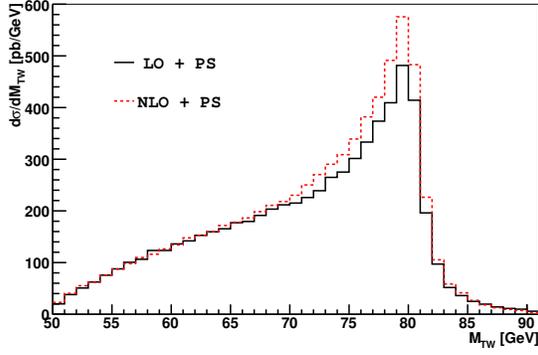


FIG. 8.3 – Distributions de masse transverse du W aux ordres LO et NLO en QCD

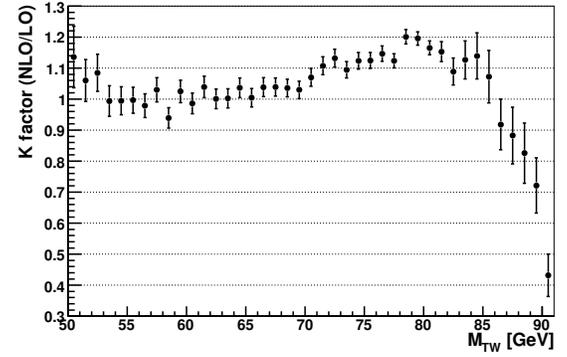


FIG. 8.4 – Rapport des distributions de masse transverse du W (NLO/LO)

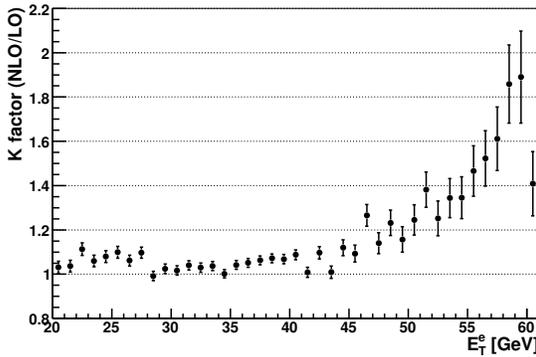
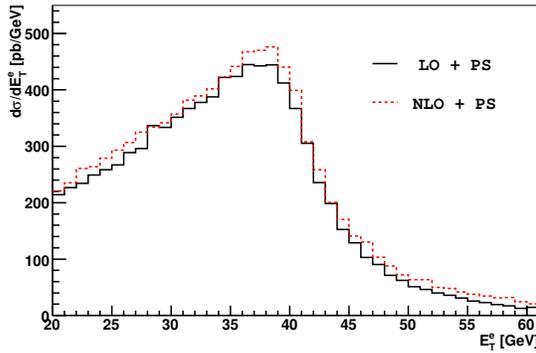


FIG. 8.5 – Haut : Distributions de l'énergie transverse de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD. Bas : Rapport des distributions.

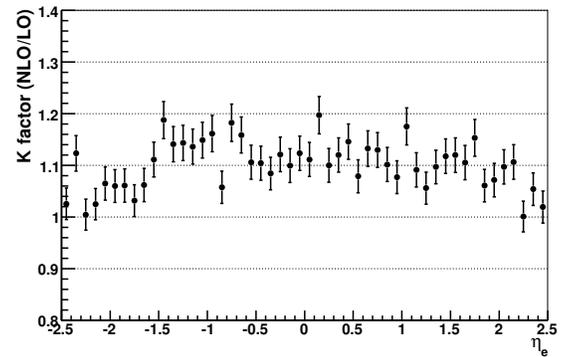
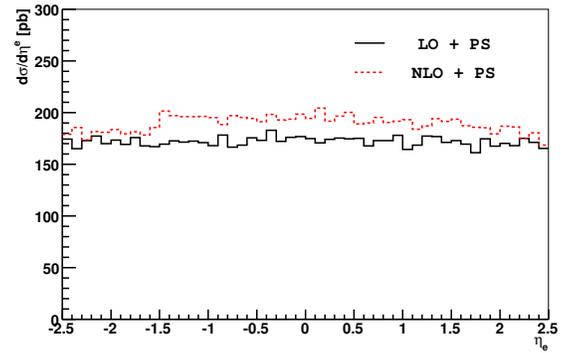


FIG. 8.6 – Haut : Distributions de la pseudo-rapacité de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD. Bas : Rapport des distributions.

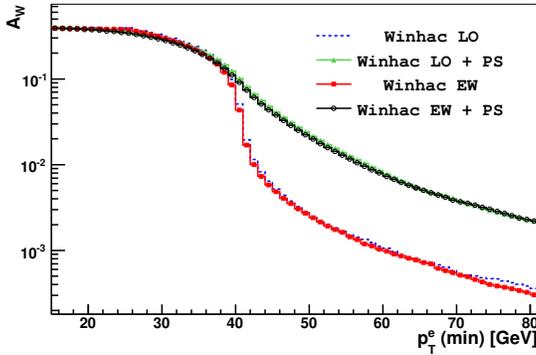


FIG. 8.7 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur l'impulsion transverse de l'électron aux ordres LO et $O(\alpha)$ en théorie électrofaible

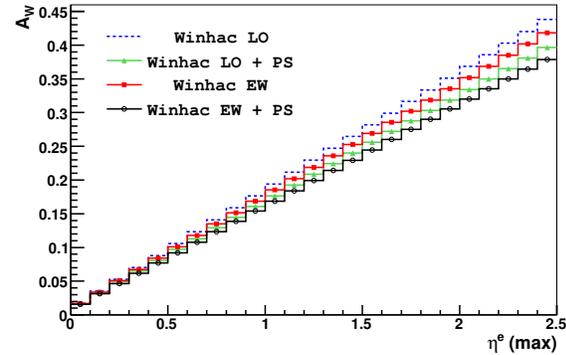


FIG. 8.8 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur la pseudo-rapacité de l'électron aux ordres LO et $O(\alpha)$ en théorie électrofaible

8.4 Impact des corrections électrofaibles

8.4.1 Classification des corrections électrofaibles

L'ensemble complet des corrections électrofaibles $O(\alpha)$ pour la production du boson W dans les collisions hadron-hadron a été récemment calculé [77]. Le générateur WINHAC prend en compte les corrections électrofaibles $O(\alpha)$ pour la production résonante et le rayonnement multiple de photons dans la désintégration leptonique du boson W (le formalisme utilisé est l'exponentiation exclusive de Yennie-Frautschi-Suura). Le générateur HORACE [52] inclut l'ensemble complet des corrections électrofaibles $O(\alpha)$. Une comparaison détaillée des générateurs WINHAC et HORACE est présentée dans la référence [78] : un excellent accord numérique pour les principales observables est obtenu ($\sim 0.1\%$).

8.4.2 Impact sur les observables

Le générateur WINHAC a été utilisé pour cette étude³⁾. Quatre configurations du générateur WINHAC sont considérées :

- WINHAC LO : LO au niveau partonique ;
- WINHAC LO + PS : LO au niveau partonique et gerbe partonique par PYTHIA ;
- WINHAC EW : corrections électrofaibles $O(\alpha)$ au niveau partonique ;
- WINHAC EW + PS : corrections électrofaibles $O(\alpha)$ au niveau partonique et gerbe partonique par PYTHIA.

Les photons rayonnés dans un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.1$ autour de l'électron sont recombinaés (ce choix est justifié dans la section 8.6). Les distributions de l'acceptance en fonction du seuil de coupure sur l'impulsion transverse et sur la pseudo-rapacité de l'électron sont représentées sur les Figures 8.7 et 8.8. Ces distributions mettent de nouveau en évidence la nécessité de prendre en compte la gerbe partonique pour une détermination correcte de l'acceptance. Les valeurs numériques sont données dans la Table 8.4. La prise en compte des corrections électrofaibles diminue l'acceptance de 2.3%.

³⁾J'ai eu l'occasion en 2008 d'être visiteur une semaine à l'Institut de Physique Nucléaire de Pologne à Cracovie et de collaborer avec W. Placzek, co-auteur du générateur WINHAC.

	WINHAC LO	WINHAC LO + PS	WINHAC EW	WINHAC EW + PS
σ (pb)	17719 ± 6	17734 ± 6	17669 ± 6	17715 ± 6
A	0.394 ± 0.001	0.357 ± 0.001	0.386 ± 0.001	0.349 ± 0.001

TAB. 8.4 – Section efficace et acceptance calculées aux ordres LO et $O(\alpha)$ en théorie électrofaible

8.4.3 Comparaison avec PHOTOS

Dans les données simulées, le programme PHOTOS a été utilisé. Dans cette section, les résultats obtenus avec PHOTOS sont comparés à ceux obtenus avec WINHAC. Les distributions de la multiplicité des photons rayonnés et de l'impulsion transverse la plus élevée des photons rayonnés sont représentées sur les Figures 8.9 et 8.10. Une coupure à 500 MeV est appliquée sur les photons émis. Un très bon accord est obtenu pour les sections efficaces différentielles à un ou deux photons (qui représentent $\sim 99\%$ des événements). Les spectres d'impulsion transverse sont également en bon accord. Dans la Table 8.5 sont comparées les sections efficaces totales et les acceptances⁴⁾. Les valeurs d'acceptance sont en parfait accord au LO. Mais en ajoutant les corrections électrofaibles dans leur formalisme respectif, un écart important est observé : 3.3%.

Dans la suite, une valeur de 3.3% sera utilisée pour l'incertitude due aux corrections électrofaibles (dans le cas d'une utilisation de PHOTOS pour leur modélisation).

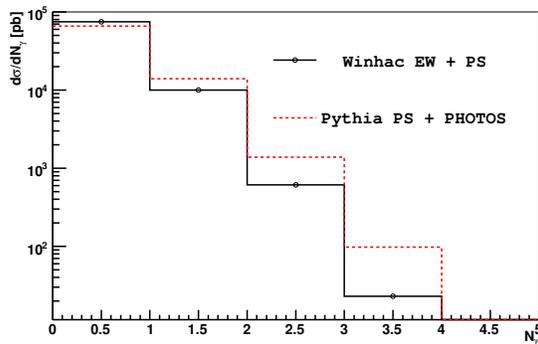


FIG. 8.9 – Distribution de la multiplicité des photons rayonnés

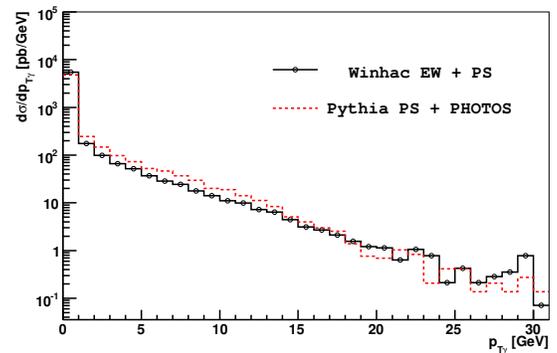


FIG. 8.10 – Distribution de l'impulsion transverse la plus élevée des photons rayonnés

	WINHAC LO + PS	Pythia PS	WINHAC EW + PS	Pythia PS + PHOTOS
σ (pb)	17719 ± 6	17238 ± 34	17715 ± 6	17200 ± 34
A	0.357 ± 0.001	0.358 ± 0.001	0.349 ± 0.001	0.337 ± 0.001
$\frac{A_P - A_W}{A_W}$ (%)	-	-0.1%	-	-3.3%

TAB. 8.5 – Comparaison des valeurs de section efficace et d'acceptance pour WINHAC et PHOTOS

8.5 Impact des fonctions de distribution de partons

Les PDFs ont un impact important sur la section efficace totale mais également sur les sections efficaces différentielles, ce qui affecte l'acceptance. Le générateur Pythia a été utilisé pour l'étude des PDFs.

⁴⁾Malgré l'optimisation des paramètres d'entrée, un meilleur accord n'a pas pu être obtenu pour les sections efficaces totales. L'hypothèse la plus probable pour expliquer l'écart est le choix différent des échelles de factorisation et de renormalisation (fixées à M_W dans PYTHIA et à la masse invariante des deux partons incidents dans WINHAC).

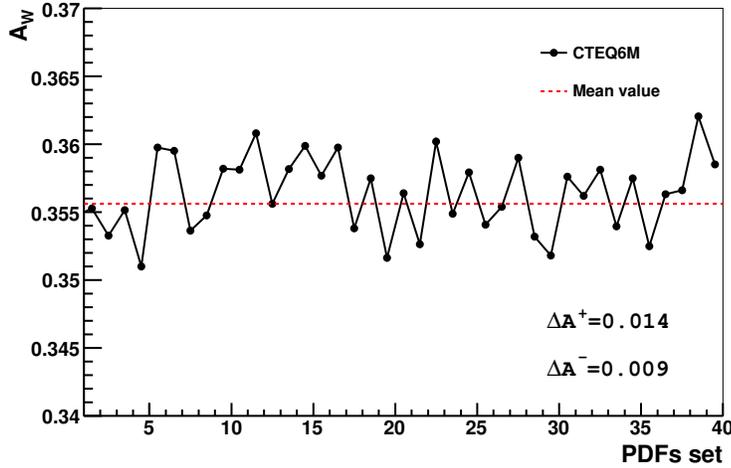


FIG. 8.11 – Variation de l'acceptance due aux erreurs sur les vecteurs propres des PDFs CTEQ6M

L'incertitude sur l'acceptance a d'abord été estimée à partir des ensembles d'erreurs fournis pour les PDFs CTEQ6M. Il est à noter que les PDFs CTEQ6M ont été déterminés au NLO alors que PYHTIA est un générateur LO ; cependant, il a été montré que les PDFs CTEQ6M pouvaient être utilisés avec un générateur LO sans introduire de biais sur l'estimation de l'erreur [79]. Quarante ensembles de PDFs sont fournis. Ils correspondent aux variations de vingt vecteurs propres (dans les directions “+” et “-”) ; la dimension 20 correspond aux vingt paramètres libres de l'ajustement global effectué par CTEQ. Des échantillons d'événements ont été générés pour les 41 ensembles de PDFs (la valeur centrale et les 40 ensembles d'erreurs) et l'acceptance a été déterminée dans chaque cas (voir Fig. 8.11). L'incertitude asymétrique sur l'acceptance peut alors être calculée en utilisant la *Master Equation* [41] :

$$\Delta A_{\max}^+ = \sqrt{\sum_{i=1}^{40} \max(A_i^+ - A_0, A_i^- - A_0, 0)^2}$$

$$\Delta A_{\max}^- = \sqrt{\sum_{i=1}^{40} \max(A_0 - A_i^+, A_0 - A_i^-, 0)^2}$$

Les incertitudes suivantes sont obtenues :

$$\Delta A_{\max}^+ = 0.014$$

$$\Delta A_{\max}^- = 0.009$$

Il a été montré dans plusieurs cas (voir par exemple Réf. [80]) que les incertitudes calculées à partir des erreurs fournies dans les ensembles de PDFs CTEQ et MRST pouvaient être inférieures à l'écart observé entre les valeurs centrales des deux ensembles⁵⁾. La section efficace et l'acceptance ont pour cette raison également été calculées en utilisant les PDFs MRST2001 et comparées aux résultats obtenus avec les PDFs CTEQ6L (voir Tab. 8.6).

L'incertitude globale due aux PDFs est calculée en supposant les deux contributions non corrélées : une incertitude relative de 4% est obtenue (l'erreur la plus grande associée aux variations des vecteurs propres est choisie afin d'obtenir une incertitude finale symétrique et conservative).

⁵⁾Il est à noter que la situation s'améliore pour les ensembles les plus récents.

	CTEQ6L	MRST2001
σ (pb)	17200 ± 34	16505 ± 34
A	0.337 ± 0.001	0.340 ± 0.001
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+0.7

TAB. 8.6 – Comparaison de la section efficace et de l'acceptance pour les PDFs CTEQ6L et MRST2001

8.6 Effets de reconstruction du détecteur

Les effets de reconstruction du détecteur modifient l'espace de phase couvert par le signal au niveau générateur. Dans cette section, les déterminations de l'acceptance au niveau détecteur et au niveau générateur sont comparées. Les sections efficaces différentielles, au niveau générateur et au niveau détecteur, en énergie transverse de l'électron, en impulsion transverse du neutrino et en masse transverse du W sont représentées sur les Figures 8.12 à 8.15.

Trois effets interviennent dans la modification de l'espace de phase :

- la reconstruction de l'énergie transverse de l'électron
- la reconstruction de l'énergie transverse manquante
- la mesure de la pseudo-rapacité de l'électron.

L'impact des trois effets est estimé séparément (voir Tab. 8.7). La prise en compte de l'énergie transverse reconstruite de l'électron devrait augmenter l'acceptance : l'effet inverse observé ici est principalement dû à la quantité de matière supplémentaire ajoutée dans la simulation par rapport à la géométrie nominale. L'algorithme utilisé pour la reconstruction de \cancel{E}_T surestime légèrement la vraie valeur (voir Tab. 5.2), ce qui a pour effet d'augmenter l'acceptance. La prise en compte de la pseudo-rapacité reconstruite de l'électron augmente également l'acceptance. Un électron produit en dehors de l'espace de phase accepté au niveau générateur peut déclencher une gerbe EM, dans laquelle un cluster EM situé dans l'espace de phase accepté au niveau détecteur est reconstruit : l'événement satisfait alors la sélection.

Dans l'étude des corrections électrofaibles, les photons proches ont été recombinaisonnés avec l'électron : cette hypothèse est justifiée ici. Dans le détecteur, l'électron est identifié par un cluster EM, qui contiendra les photons émis dans des directions proches. Pour reproduire cet effet au niveau générateur, il est nécessaire de recombinaisonner les photons avec l'électron : l'impact de la recombinaison pour différentes tailles de cône ΔR est résumé dans la Table 8.8. Etant donné la taille des clusters EM (voir Sec. 5.2), un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.1$ semble le mieux adapté : l'acceptance augmente de 2.7% dans cette hypothèse.

	Générateur	Détecteur	E_T^{reco}	\cancel{E}_T	η^{reco}
A	0.337 ± 0.001	0.338 ± 0.001	0.332 ± 0.001	0.342 ± 0.001	0.346 ± 0.001
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+0.4	-1.5	+1.6	+2.8

TAB. 8.7 – Impact des effets de reconstruction sur l'acceptance

	Generator	$\Delta R = 0.05$	$\Delta R = 0.1$	$\Delta R = 0.2$
A	0.337 ± 0.001	0.345 ± 0.001	0.346 ± 0.001	0.347 ± 0.001
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+2.4	+2.7	+3.0

TAB. 8.8 – Impact de la recombinaison électron-photons sur l'acceptance

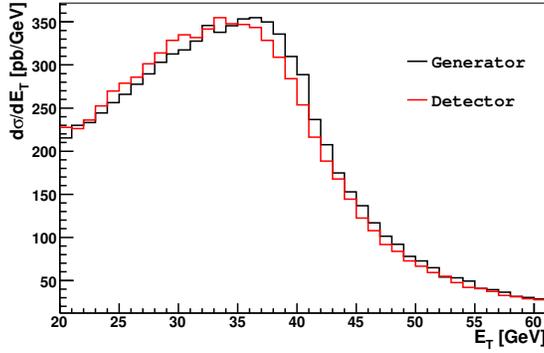


FIG. 8.12 – Haut : Section efficace différentielle en impulsion transverse de l'électron au niveau générateur et au niveau détecteur. Bas : Rapport des distributions.

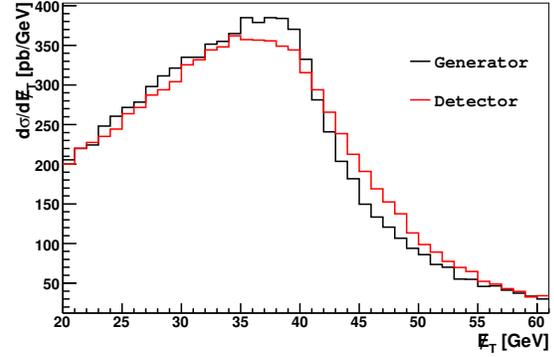


FIG. 8.13 – Haut : Section efficace différentielle en impulsion transverse du neutrino au niveau générateur et au niveau détecteur. Bas : Rapport des distributions.

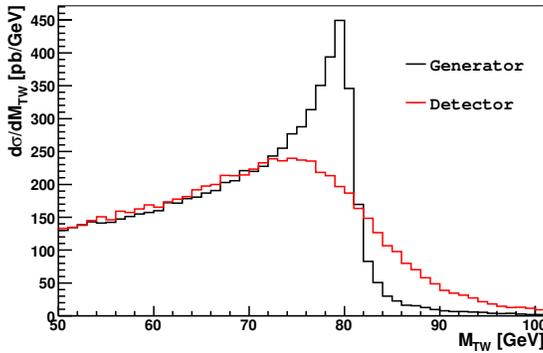


FIG. 8.14 – Distributions de la masse transverse du W au niveau générateur et au niveau détecteur

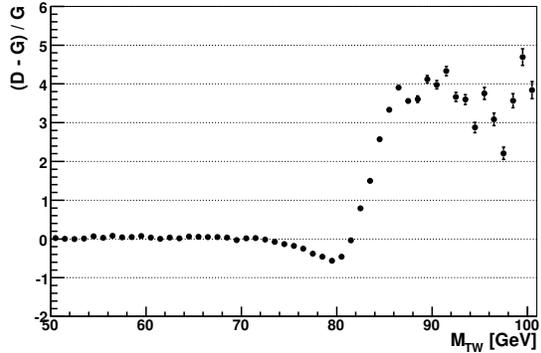


FIG. 8.15 – Ecart relatif entre les distributions de masse transverse du W au niveau générateur et au niveau détecteur

8.7 Valeur centrale de l'acceptance

La valeur centrale de l'acceptance doit être déterminée à partir d'événements reconstruits avec la simulation complète. Afin de prendre en compte la corrélation entre les efficacités de reconstruction et l'acceptance, la

valeur centrale doit être extraite de la relation :

$$N_W^{\text{sel}} = N_W^0 \times \epsilon_{\text{comb}} \times A$$

où N_W^{sel} est le nombre d'événements passant la sélection complète, N_W^0 est le nombre d'événements simulés, ϵ_{comb} est l'efficacité combinée pour la reconstruction de l'électron et A est la valeur centrale de l'acceptance. La valeur extraite des données simulées est 0.334 ± 0.001 . Dans le cas étudié ici, un filtre a été appliqué au niveau générateur ; la valeur donnée tient compte de l'efficacité du filtre. Une erreur nulle est supposée sur la valeur du filtre.

Pour la détermination de la valeur centrale de l'acceptance nécessaire à la mesure de la section efficace, la simulation complète d'événements par le générateur MC@NLO interfacé avec PHOTOS semble être actuellement la meilleure solution : une production de plus d'un million d'événements dans cette configuration sera effectuée d'ici l'accumulation des premières données à 10 TeV. Les premières données permettront ensuite d'optimiser la simulation et les paramètres des générateurs. En particulier, la section efficace différentielle en pseudo-rapacité de l'électron produit permet de contraindre l'acceptance et de réduire l'incertitude initiale.

8.8 Incertitude globale

Les différentes contributions à l'incertitude théorique sur l'acceptance sont résumées dans la Table 8.9. En supposant ces contributions non-corrélées, une incertitude relative globale de 5.6% est obtenue. La contribution dominante provient des PDFs. Cette valeur sera utilisée dans la suite. La factorisation complète des effets du niveau générateur au niveau détecteur est donc supposée.

L'impact des incertitudes expérimentales sur l'acceptance n'a pas été estimé. En particulier, l'échelle d'énergie transverse manquante modifie de manière importante l'acceptance : une incertitude de $\sim 10\%$ sur cette échelle est attendue pour 50 pb^{-1} de données [25]. L'incertitude sur cette échelle affecte également les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés : la forte corrélation entre l'acceptance et les nombres d'événements doit impérativement être prise en compte pour estimer l'incertitude associée sur la mesure de la section efficace.

	$\Delta A/A(\%)$
Effets non perturbatifs	2
Echelles μ_F et μ_R (NLO)	0.3
Corrections électrofaibles	3.3
PDFs	4.4
Total	5.6

TAB. 8.9 – Résumé des différentes sources d'incertitude sur l'acceptance

Chapitre 9

Précision attendue et mise en perspective

L'incertitude globale sur la mesure de la section efficace est calculée dans ce chapitre. Des mesures de la section efficace dans d'autres expériences sont décrites : $W \rightarrow \mu\nu$ dans ATLAS, $W \rightarrow e\nu$ dans CMS et $W \rightarrow e\nu$ dans CDF. Les perspectives d'une mesure à 10 TeV sont également abordées.

9.1 Résultat final

Les paramètres d'entrée pour le calcul de la section efficace sont donnés dans la Table 9.1. L'incertitude relative globale attendue sur la mesure de la section efficace avec 50 pb^{-1} de données est également calculée :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta N \oplus \delta B}{N - B} \oplus \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \oplus \frac{\delta A}{A}$$

Les différentes contributions sont supposées non-corrélées et l'incertitude sur la luminosité n'est pas prise en compte (voir Tab. 9.2). En regroupant les différentes contributions en fonction de leur nature (statistique, systématique ou théorique), l'incertitude relative s'écrit :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.2\%(\text{stat.}) \pm 8.6\%(\text{syst.}) \pm 5.6\%(\text{th.})$$

Dans la formule précédente, le terme systématique regroupe les incertitudes dues à l'estimation du bruit de fond et à l'efficacité de reconstruction des événements. Il est important de rappeler ici que ce résultat a été obtenu en utilisant une sélection de l'électron non-optimale : ce choix a été fait pour mettre en évidence la capacité d'ATLAS à mesurer correctement la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron dès la première phase de l'expérience. Etant donné la faible erreur statistique, il est possible d'appliquer une sélection plus sévère : une baisse importante de l'efficacité de l'électron ne dégrade pas la mesure de manière significative. Mais en augmentant la réjection du bruit de fond QCD d'un facteur 10 (tout en supposant le même niveau d'incertitude), le terme systématique tombe à 2.2% et l'incertitude dominante devient d'origine théorique : l'incertitude globale vaut alors 6%. Or l'accumulation des premières données permettra de réduire l'incertitude sur l'acceptance. Une mesure à $\sim 5\%$ devrait donc être rapidement possible.

À l'inverse, l'impact des erreurs expérimentales (p. ex. un mauvais alignement détecteur interne-calorimètre EM ou un biais sur l'échelle d'énergie transverse manquante) n'a pas été estimé. Cependant, les méthodes développées rendent la mesure peu sensible à ces effets.

9.2 Autres mesures de la section efficace

9.2.1 Le canal $W \rightarrow \mu\nu$ dans ATLAS

Le spectromètre à muon du détecteur ATLAS a été décrit dans la section 3.6. Une analyse de la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal muon est présentée dans la référence [25] ; cette

	$W \rightarrow e\nu$
N	272069 ± 522
B	52154 ± 18419
ε	0.694 ± 0.014
A	0.334 ± 0.019
σ	20510 pb

TAB. 9.1 – Paramètres d’entrée pour la mesure de la section efficace pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$

Source	$\Delta\sigma/\sigma$
$\delta N/(N - B)$	0.2%
$\delta B/(N - B)$	8.3%
$\delta\varepsilon/\varepsilon$	2%
$\delta A/A$	5.6%
Globale	10.2%

TAB. 9.2 – Incertitude relative attendue sur la mesure de la section efficace pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$

analyse est résumée ici.

Pour sélectionner les événements, les critères suivants sont exigés :

- la signature trigger mu20 (un muon d’impulsion transverse supérieure à 20 GeV) doit être passée ;
- exactement un muon isolé tel que $p_T > 25 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$ doit être présent dans l’événement. Le critère d’isolation utilisé est le suivant : l’énergie déposée dans les calorimètres électromagnétique et hadronique autour de la trace du muon doit être inférieure à 5 GeV ;
- \cancel{E}_T doit être supérieure à 25 GeV ;
- la masse transverse du W doit être supérieure à 40 GeV.

Les bruits de fond possibles sont les suivants :

- $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$: un des deux muons n’est pas identifié (produit en dehors de l’acceptance ou ne satisfait pas les conditions d’identification). \cancel{E}_T est mal reconstruite.
- $W \rightarrow \tau\nu$ avec $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$: un muon est produit dans l’état final et les trois neutrinos contribuent à \cancel{E}_T .
- $b\bar{b} \rightarrow \mu X$: malgré la coupure sur \cancel{E}_T , ce bruit de fond est non-négligeable à cause de la section efficace de production très élevée. Le muon produit est bien plus mou que celui du boson W .
- $t\bar{t}$: le quark top se désintègre à 100% en Wb ; un des deux W produits se désintègre semi-leptoniquement en muon-neutrino.

Il est estimé que la contribution de faux muons est négligeable. Les nombres d’événements attendus pour 50 pb^{-1} de données pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond sont donnés dans la Table 9.3. La Figure 9.1 représente la distribution de masse transverse du W (avant la coupure sur celle-ci) pour le signal et les bruits de fond (le bruit de fond $b\bar{b}$ est désigné par “QCD” sur la figure), normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} . Les bruits de fond dominants sont $Z \rightarrow \mu\mu$ et $W \rightarrow \tau\nu$. Ces bruits de fond sont bien connus théoriquement, en particulier leur rapport au signal $W \rightarrow \mu\nu$: ils peuvent être estimés précisément à partir de la simulation. Le bruit de fond $t\bar{t}$ est non négligeable. Dans le canal $W \rightarrow e\nu$, ce bruit de fond a été négligé, par rapport aux autres bruits de fond : pour une sélection plus sévère, il peut également devenir non-négligeable dans le canal $W \rightarrow e\nu$ (c’est un bruit de fond irréductible). Le bruit de fond $b\bar{b}$ est mal connu théoriquement et doit donc être estimé à partir des données. Mais étant donné son faible niveau, la mesure est peu atteinte par l’imprécision

	$W \rightarrow \mu\nu$	$Z \rightarrow \mu\mu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$b\bar{b} \rightarrow \mu X$	$t\bar{t}$
Sélection complète	28.03 ± 0.05	0.57 ± 0.01	1.10 ± 0.01	0.10 ± 0.01	0.24 ± 0.05

TAB. 9.3 – Nombre d’événements attendus ($\times 10^4$) pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$ pour $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$. Les incertitudes sont uniquement dues aux nombres d’événements simulés.

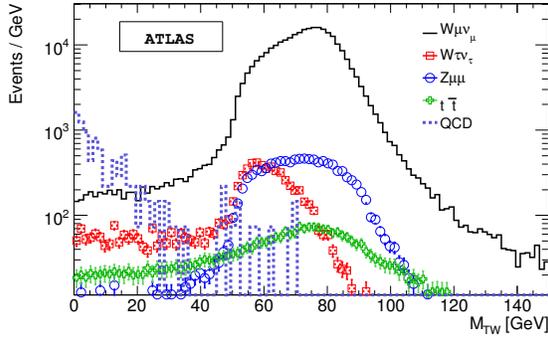


FIG. 9.1 – Distribution de masse transverse du W pour le signal $W \rightarrow \mu\nu$ et les bruits de fond après sélection complète, normalisée à une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} dans l'expérience ATLAS [25]

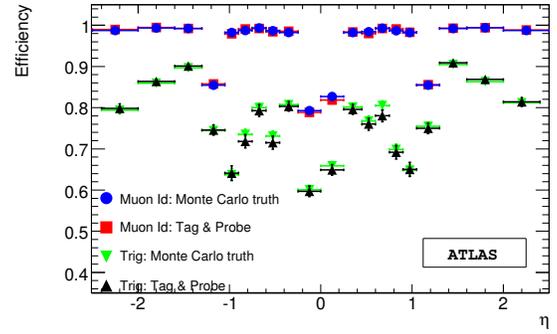


FIG. 9.2 – Efficacités de reconstruction du muon online et offline en fonction de la pseudo-rapidité [25]. Les valeurs mesurées avec la méthode tag-and-probe sont comparées aux valeurs calculées à partir de la vérité Monte-Carlo.

sur son estimation.

Les efficacités de reconstruction online et offline sont mesurées à partir de la méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow \mu\mu$, de manière complètement similaire au canal électron (voir Fig. 9.2). L'incertitude sur l'acceptance est similaire.

La principale différence entre les deux canaux repose donc sur la nature des bruits de fond dominants : le bruit de fond dominant (QCD) dans le canal électron est mal connu théoriquement et doit être déterminé à partir des données, ce qui n'est pas le cas dans le canal muon. Pour cette raison, le canal muon est plus favorable.

9.2.2 Le canal $W \rightarrow e\nu$ dans CMS

Un schéma du détecteur CMS est représenté sur la Figure 2.5. Le détecteur est décrit de manière complète dans la référence [31]. Une analyse de la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron sur données simulées a été récemment publiée [81].

La sélection suivante est appliquée :

- un électron isolé doit être présent au niveau du *High Level Trigger* ;
- un cluster du calorimètre électromagnétique à cristaux scintillants de tungstate de plomb (PbWO_4), associé à une trace dans le détecteur interne, est exigé. Il doit satisfaire les conditions $E_T > 20 \text{ GeV}$ et $|\eta| < 2.5$. Trois critères de qualité sont appliqués : un critère d'isolation de la trace, un critère sur la largeur de la gerbe en η et le rapport de la composante hadronique sur la composante électromagnétique de la gerbe. L'efficacité combinée de reconstruction de l'électron vaut 0.65. Les événements avec deux clusters satisfaisant les conditions précédentes sont rejetés.

Aucune coupure sur \cancel{E}_T n'est appliquée : l'acceptance est donc déterminée seulement à partir de la sélection cinématique et géométrique appliquée à l'électron.

Les bruits de fond sont identiques à ceux présents dans ATLAS (voir Sec. 4.3). La distribution complète de \cancel{E}_T est utilisée pour extraire la contribution du bruit de fond QCD (regroupant les contributions di-jets et $b\bar{b}$, voir Fig. 9.3). La méthode utilisée est la suivante :

- un *template* de \cancel{E}_T pour le bruit de fond QCD est déterminé en inversant le critère d'isolation de l'électron ;
- un *template* pour le signal est obtenu à partir des événements $Z \rightarrow ee$, en enlevant un électron du calcul de \cancel{E}_T (les tours calorimétriques dans un cône d'ouverture angulaire $\Delta R = 0.1$ autour de l'électron sont exclues). Afin de prendre en compte la différence de cinématique entre les événements, l'impulsion

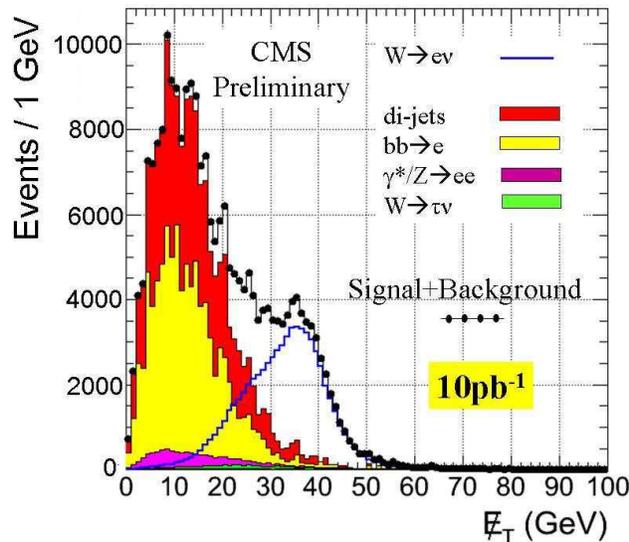


FIG. 9.3 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection, normalisée à une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} dans l'expérience CMS [81]

transverse du boson Z est soustraite puis ajoutée avec la correction M_W/M_Z ;

- un ajustement combiné à partir des deux templates est effectué sur les données pour déterminer les fractions de signal et de bruit de fond.

Une erreur systématique de 5% (sur l'estimation du nombre d'événements de signal) est attendue. Le traitement des bruits de fond électrofaibles, compatible avec cette méthode, n'a pas été étudié.

Il est important de noter que, de manière analogue à l'analyse effectuée dans ATLAS, la sélection de l'électron utilisée est non-optimale : dans les deux cas, les critères d'identification seront optimisés à partir des données et évolueront en fonction du degré de compréhension du détecteur, du niveau de bruit de fond réel et de la quantité de données accumulées. L'incertitude sur les niveaux attendus respectifs du bruit de fond QCD limite la comparaison.

9.2.3 Le canal $W \rightarrow e\nu$ dans CDF

Une description complète du détecteur CDF est présentée dans la référence [71]. Une analyse de la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal électron sur les données du run II du Tevatron¹⁾ a été publiée en 2007 [82].

La sélection suivante est appliquée :

- le trigger est basé sur un électron d'énergie transverse élevée dans la partie centrale définie par $|\eta| < 1.1$;
- un cluster du calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-scintillateur doit satisfaire $E_T > 25 \text{ GeV}$; il doit être associé à une trace dans le détecteur interne ($p_T^{\text{track}} > 10 \text{ GeV}$). Les critères de qualité suivants sont considérés : i) le rapport de la composante hadronique sur la composante électromagnétique de la gerbe ; ii) le rapport E/p de l'énergie du cluster sur l'impulsion de la trace ; iii) deux critères sur le profil latéral de la gerbe ; iv) un critère sur l'association géométrique cluster-trace ; v) un critère d'isolation du cluster. Le critère d'isolation est défini de la manière suivante : l'énergie transverse dans un cône $\Delta R = 0.4$ autour du cluster doit être inférieure à 10% de l'énergie transverse du cluster. Les événements avec deux clusters satisfaisant les conditions précédentes sont rejetés ;
- \cancel{E}_T doit être supérieure à 25 GeV.

¹⁾L'expérience D0 n'a pas publié de résultats sur cette mesure pour le run II.

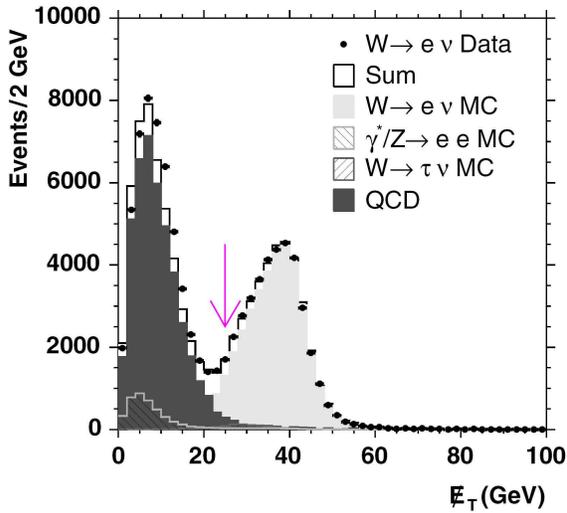


FIG. 9.4 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection, pour une luminosité intégrée de 72 pb^{-1} dans l'expérience CDF [71]

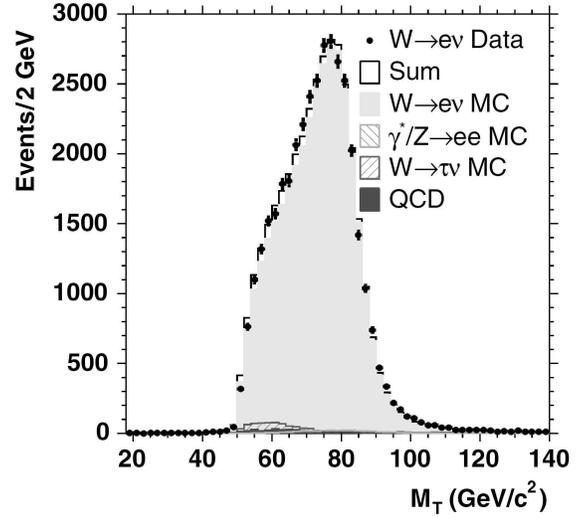


FIG. 9.5 – Distribution de masse transverse du W pour le signal $W \rightarrow e\nu$ et les bruits de fond après sélection complète, pour une luminosité intégrée de 72 pb^{-1} dans l'expérience CDF [71]

Les distributions de E_T (avant la coupure sur celle-ci) et de masse transverse du W pour le signal et les bruits de fond sont représentées respectivement sur les Figures 9.4 et 9.5. Le niveau du bruit de fond QCD dans la région du signal est de 2% ; il est déterminé avec une précision de 50%, en utilisant la méthode de la matrice appliquée à l'énergie transverse manquante et à l'isolation de l'électron. Le rapport signal sur bruit (dû aux jets) est dix fois plus défavorable au LHC ; les performances du détecteur ATLAS supérieures pour la réjection électron-jet devraient cependant permettre de réduire le bruit de fond QCD à un niveau similaire. L'efficacité combinée de reconstruction de l'électron vaut 0.749, l'incertitude relative est de 1.2%. La statistique accumulée permet de réduire cette incertitude (dans ATLAS, une incertitude de 0.4% est attendue pour 1 fb^{-1} [25]). L'incertitude systématique globale est dominée par l'incertitude sur l'acceptance : 1.8%. La valeur obtenue dans l'analyse présentée dans cette thèse est plus élevée (5.6%) : elle ne tient pas compte de l'utilisation des données qui permettent d'optimiser les paramètres des générateurs pour obtenir un excellent accord données-simulation et de réduire ainsi l'incertitude.

Le résultat final, obtenu pour 72 pb^{-1} de données, est :

$$\sigma = 2780 \pm 14(\text{stat.}) \pm 63(\text{syst.}) \pm 166(\text{lumi.}) \text{ pb}$$

soit une incertitude relative :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.5\%(\text{stat.}) \pm 2.3\%(\text{syst.}) \pm 6.0\%(\text{lumi.})$$

9.3 Perspectives pour 2009-2010

Au jour d'écriture de ces lignes, le planning du LHC est basé sur l'hypothèse d'un long run de physique à partir de Novembre 2009 (précédé d'un court run à une énergie dans le centre de masse de 900 GeV) : le run pourrait durer une année (sans shutdown hivernal) et permettre de collecter jusqu'à 200 pb^{-1} de données de collisions à une énergie dans le centre de masse de 10 TeV [83].

Des données simulées à 10 TeV sont actuellement en cours de production. Dans cette section, seul le

	14 TeV		10 TeV	
	σ (nb)	S/B	σ (nb)	S/B
$W \rightarrow e\nu$ (MC@NLO)	20103	-	13926	-
QCD (PYTHIA)	$2.1 \cdot 10^8$	$9.6 \cdot 10^{-5}$	$1.0 \cdot 10^8$	$13.5 \cdot 10^{-5}$

TAB. 9.4 – Sections efficaces pour le signal et le bruit de fond QCD à 14 TeV et 10 TeV

rapport initial signal sur bruit (pour le bruit de fond QCD, avant sélection) est estimé au niveau générateur (voir Tab. 9.4). La section efficace pour le bruit de fond QCD est donnée après application du filtre au niveau générateur simulant la sélection appliquée au trigger L1 pour les objets électromagnétiques (voir Sec. 4.4). Comme attendu, le rapport S/B semble plus favorable à 10 TeV ($\sim +30\%$). Ce résultat doit être vérifié au niveau reconstruit après sélection ; l'analyse complète à 10 TeV sera effectuée d'ici le démarrage.

Conclusion partie II

Dans cette partie, le potentiel d'ATLAS pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron a été étudié. Les méthodes développées ont permis de montrer qu'une précision de 10% sur la mesure devrait être accessible dès la première phase de l'expérience, au cours de laquelle la compréhension du détecteur et de la physique du LHC sera incomplète. L'essentiel des résultats présentés a été publié [25] ; ils ont également été présentés à la conférence QCD08 (l'article correspondant des proceedings [84] est joint en annexe). Il a été mis en évidence que le contrôle du bruit de fond QCD à partir des données et l'incertitude théorique sur l'acceptance étaient les deux éléments déterminant la précision de la mesure. Ces deux sujets ont été approfondis au-delà des résultats publiés. Ils sont actuellement réétudiés dans le cas de collisions à 10 TeV.

Troisième partie

Alignement en temps des calorimètres à argon liquide

Chapitre 10

Le système d'acquisition des calorimètres à argon liquide

L'objet d'étude de la troisième partie de cette thèse est l'alignement en temps des près de 200.00 canaux de lecture des calorimètres à argon liquide, étape indispensable pour atteindre un fonctionnement optimal du détecteur. Ce chapitre décrit les différents éléments de la chaîne d'acquisition des calorimètres, depuis les cellules de détection jusqu'au système contrôlant les signaux de commande du LHC. Le câblage des canaux de lecture est détaillé et étudié à travers une analyse de données d'étalonnage. L'importance de l'alignement en temps des signaux de physique pour une reconstruction optimale de l'énergie est finalement mise en évidence.

10.1 La chaîne d'électronique

Les calorimètres à argon liquide (LAr) ont été décrits dans le chapitre 3. Les notations EMB et EMEC seront utilisées pour désigner le calorimètre électromagnétique tonneau (*Barrel*) et bouchon (*End-cap*).

Un schéma-bloc de la chaîne d'électronique complète est représenté sur la Figure 10.1. Pour les quatre calorimètres (EMB, EMEC, HEC et FCal), le courant dans l'électrode, dû aux électrons d'ionisation, est un signal de forme triangulaire. Les électrodes sont regroupées sur des cartes sommatriques pour former des canaux de lecture¹⁾. Plusieurs cartes sommatriques sont connectées sur une même carte mère ; pour l'EMB et l'EMEC, une carte mère couvre une zone $\Delta\eta \times \Delta\Phi \sim 0.2 \times 0.2$. Pour un canal, le signal est transmis depuis la carte mère jusqu'à une carte *front-end* (FEB pour *Front-End Board*). Cette carte est située dans un châssis front-end en dehors du cryostat : le signal se propage dans des câbles passant par des traversées étanches (FTs pour *FeedThroughs*). Deux FTs sont regroupés par châssis. Un FT rassemble 14 FEBs pour le tonneau et jusqu'à 15 FEBs pour le bouchon. Les châssis du tonneau sont tous identiques. Les châssis des bouchons sont principalement de deux types : les châssis standard (STD), regroupant des FEBs de l'EMEC, et les châssis spéciaux (SPEC), regroupant des FEBs de l'EMEC et des FEBs du HEC. Le FCal occupe un dernier châssis dans chaque bouchon. Une FEB est identifiée par sa position dans chaque demi-châssis (correspondant à un FT), appelée *slot*. Une FEB regroupe 128 canaux d'un même compartiment d'un calorimètre.

Le signal brut arrivant à la FEB est un courant triangulaire. En négligeant le temps de montée (~ 1 ns), ce courant s'écrit :

$$I(t) = \frac{Q_0}{\tau_D} \left(1 - \frac{t}{\tau_D}\right)$$

où Q_0 est la charge d'ionisation du canal et τ_D est le temps de dérive. L'amplitude du courant est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule ionisante et dépend de la fraction d'échantillonnage (p.ex. le facteur de proportionnalité est $2.6 \mu\text{A}/\text{GeV}$ pour l'EMC). Ce signal est d'abord amplifié par un préamplificateur, puis divisé et amplifié avec trois gains différents (dans des rapports 1, ~ 10 et ~ 100). Les trois signaux sont mis

¹⁾La granularité des canaux de lecture des quatre calorimètres est donnée dans le chapitre 3.

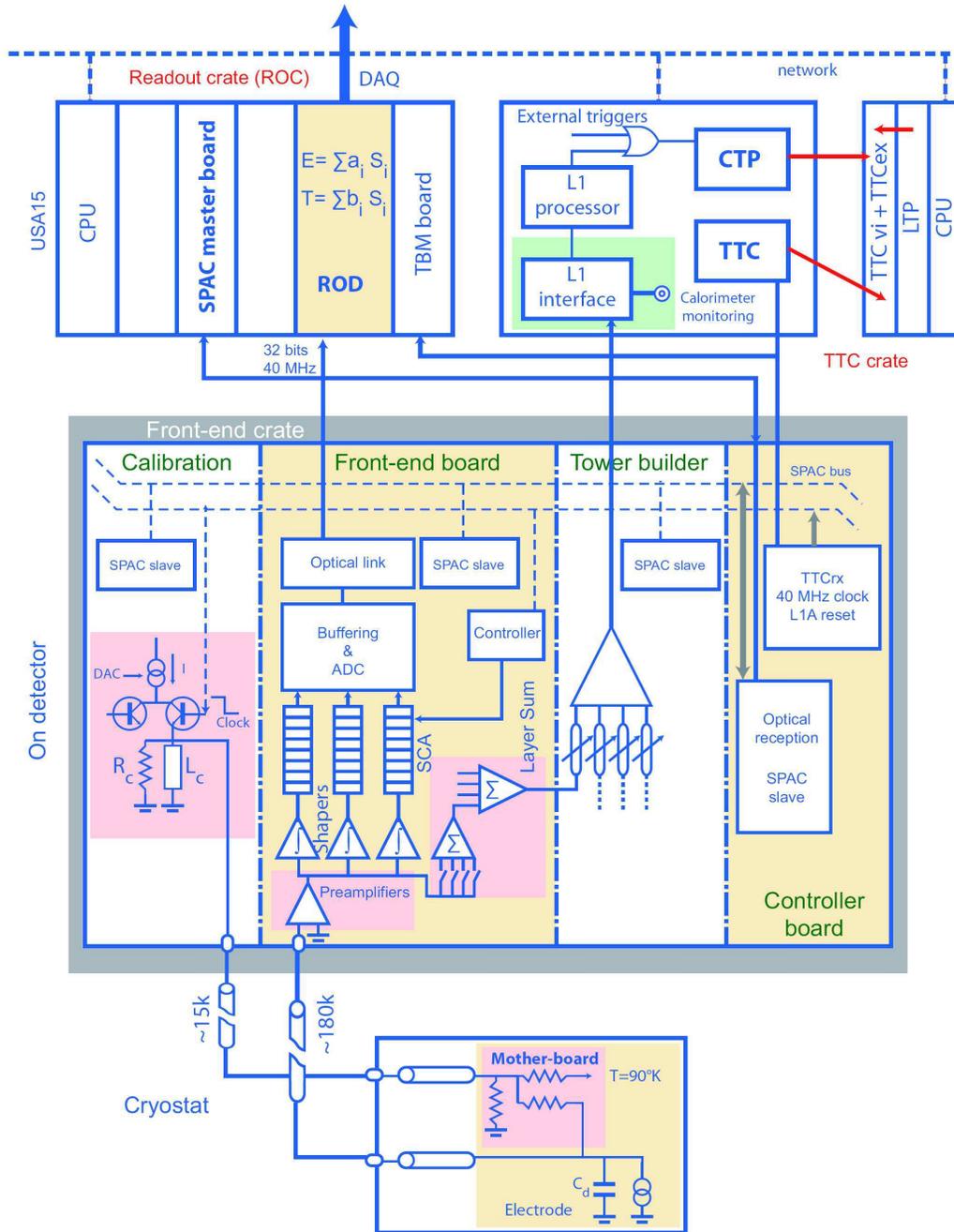


FIG. 10.1 – Schéma-bloc de la chaîne d'électronique complète [54]. Les éléments décrits dans cette section sont principalement, de bas en haut sur le schéma, le canal de lecture, la carte-mère, le cryostat, la carte front-end et le châssis de lecture.

en forme par un filtre $CR - RC^2$. Les signaux mis en forme sont échantillonnés à 40 MHz et les amplitudes des échantillons sont stockées dans trois *pipelines* analogiques, constitués chacun de 144 condensateurs. Les signaux bruts et échantillonnés sont représentés sur la Figure 10.2. Les amplitudes sont stockées durant la latence du trigger L1. Pour les événements acceptés par le L1, les cinq échantillons correspondant au gain optimal (gain évitant la saturation et correspondant au meilleur rapport signal sur bruit) sont numérisés et

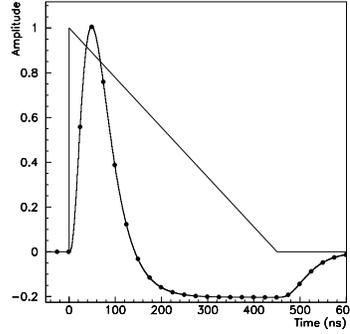


FIG. 10.2 – Distributions de l’amplitude en fonction du temps pour le signal d’ionisation avant et après mise en forme [54]. Les points d’échantillonnage toutes les 25 ns sont représentés sur le signal mis en forme.

transmis par fibre optique jusqu’au châssis de lecture, situé dans la salle de comptage (USA15). Les amplitudes numérisées sont utilisées pour reconstruire à la fois l’amplitude (A) et le temps d’arrivée (τ) de la particule par la méthode de filtrage optimal, décrite dans la référence [85] :

$$A = \sum_{i=1}^n a_i(s_i - p), \quad \tau = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n b_i(s_i - p)$$

où s_i est l’amplitude du i^e échantillon, p est le piédestal, les a_i et les b_i sont les coefficients de filtrage optimal (OFCs), respectivement en énergie et en temps. Les OFCs sont déterminés pour minimiser le bruit total (électronique et empilement), à partir de la méthode des multiplicateurs de Lagrange. La détermination des valeurs des OFCs nécessite la connaissance de la forme du signal en sortie du filtre (forme prédite ou mesurée), de sa dérivée et de la matrice d’autocorrélation du bruit. L’amplitude et le temps calculés (ainsi qu’un facteur de qualité) sont transmis vers le L2 trigger.

Sur chaque FEB, une puce TTCRx [86] (*Timing Trigger and Control Receiver*) permet d’ajuster la commande d’échantillonnage donnée par l’horloge du LHC avec la phase réelle du signal : le TTCRx peut retarder la commande par pas de 25 ns (délai grossier) et de 0.104 ns (délai fin).

10.2 Le système Trigger, Timing and Control

Le système *Trigger, Timing and Control* (TTC) du LHC joue le rôle de référence en temps pour toutes les expériences du LHC : il distribue des signaux de commande et de contrôle à l’électronique d’acquisition des différents sous-détecteurs, dans les châssis front-end et de lecture. Ces signaux incluent la décision du L1 trigger (L1A pour *L1 Accept*), le type de trigger, le *Bunch Counter Reset*, le *Bunch Counter Identifier* et l’*Event Counter Reset*. Toutes les commandes sont encodées sur l’horloge du LHC, ce qui permet un fonctionnement synchrone des sous-détecteurs.

Le système argon liquide contient six branches indépendantes, appelées partitions. Les partitions peuvent être opérées simultanément ou individuellement. Elles sont regroupées par paire dans trois châssis situés dans USA15 : EMB A/C, EMEC A/C et HEC-FCal A/C. Un quatrième châssis contrôle le mode d’opération des partitions LAr. Il permet notamment le routage des signaux de l’ATLAS Central Trigger Processor (CTP), qui est l’interface centrale entre ATLAS et le LHC. Un schéma du câblage des quatre châssis est représenté sur la Figure 10.3. Le câblage de cette partie du système d’acquisition introduit des délais relatifs entre les partitions et sa prise en compte est donc nécessaire pour aligner en temps les canaux de lecture. Le système TTC utilise quatre types de module VME :

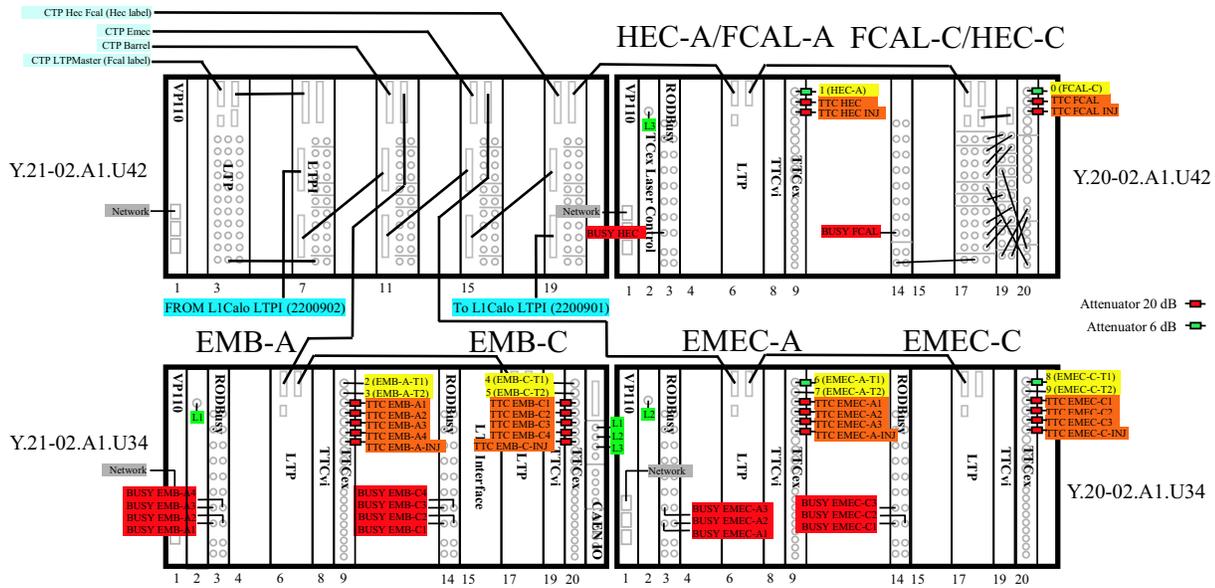


FIG. 10.3 – Schéma des quatre châssis du système TTC contrôlant les partitions LAr [87]

The Local Trigger Processor Interface module (LTPI) [88] Ce module a principalement le rôle d'interface entre l'ATLAS CTP et les différentes partitions. Quatre LTPIs sont situés dans le quatrième châssis (un connecté à chaque paire de partitions et un supplémentaire pour un fonctionnement en mode autonome, sans le CTP).

The Local Trigger Processor (LTP) module [89] Ce module contrôle chaque partition. Le LTP de la partition A reçoit les signaux du LTPI correspondant et peut les transmettre au LTP de la partition C. Un LTP supplémentaire est situé dans le quatrième châssis et permet de faire fonctionner toutes les partitions sans le CTP.

TTCvi module [90] Ce module reçoit les signaux d'un LTP et les encode sur deux canaux synchronisés avec l'horloge du LHC (les deux canaux correspondent aux demi-périodes du signal de l'horloge). Il peut également générer des signaux de commande de manière autonome.

TTCex module [91] Le TTCex reçoit le L1A sur un canal et les signaux de commande sur le second canal. Ces signaux sont codés en signaux optiques par un ensemble de huit lasers. Les signaux optiques passent par un diviseur puis sont envoyés aux châssis front-end et ROD par fibre optique. La longueur des fibres optiques diffère d'un châssis front-end à l'autre [92]. Deux fibres sont utilisées par châssis, sauf pour les châssis spéciaux des bouchons (3 fibres).

Le système TTC peut fonctionner principalement en mode physique ou en mode étalonnage (quelques autres modes sont possibles pour des études spécifiques).

Mode physique Le CTP envoie les signaux aux LTPIs contrôlant chaque paire de partitions. D'un LTPI, le signal est envoyé vers le LTP de la partition A ; de ce LTP, un câble transmet le signal au LTP de la partition B dans le même châssis. A partir du LTPI, un signal suit le chemin :

LTPI → LTP A(→ LTP C) → TTCVi → TTCex → optical splitter → optical fiber → controller board → FEB

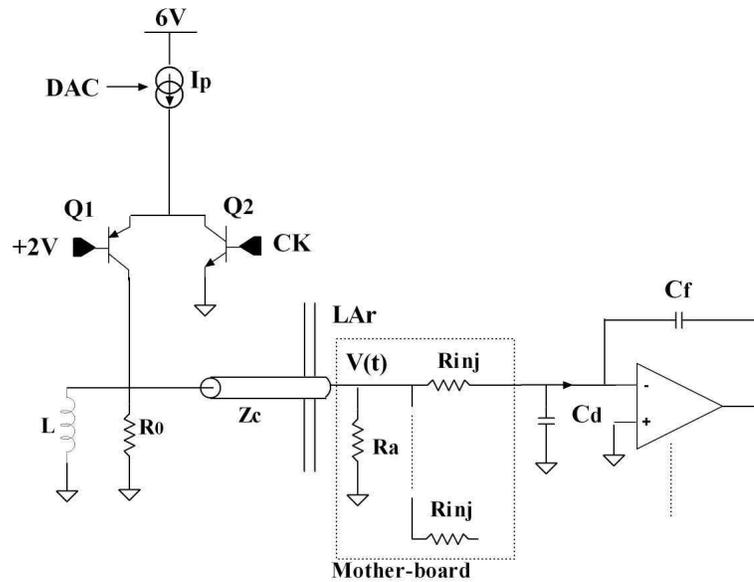


FIG. 10.4 – Schéma du système d'étalonnage des calorimètres LAr [93]

Du LTPI à une carte front-end donnée, plus le temps de propagation est long, plus le signal mis en forme sera échantillonné tard : les différences entre FEBs seront compensées par l'ajustement des délais des puces TTCRx au niveau des FEBs.

Mode étalonnage Le LTP d'une partition envoie une commande (appelée BGo-2) qui déclenche au niveau du TTCVi l'envoi d'une commande d'étalonnage. La réception de cette commande par la carte d'étalonnage déclenche l'injection du courant d'étalonnage (voir Fig. 10.1). Après un délai programmable (appelé inhibit delay), le TTCvi génère un L1A qui déclenche ensuite la numérisation. La commande d'étalonnage et le L1A suivent le même chemin : le système d'étalonnage n'est donc pas affecté par les différences de temps de propagation du CTP au châssis front-end.

10.3 Le système d'étalonnage

Le but principal du système d'étalonnage est de mesurer précisément le gain électronique par canal et de contrôler sa stabilité dans le temps. L'uniformité en énergie requise pour l'EMC impose des contraintes fortes sur les performances des cartes d'étalonnage. Le système d'étalonnage permet également d'étudier la réponse en temps des calorimètres.

Le principe de l'étalonnage des calorimètres LAr est d'injecter un courant aussi semblable que possible au courant d'ionisation triangulaire. Un schéma du système complet d'étalonnage est représenté sur la Figure 10.4. Un pulse de tension est généré dans la carte d'étalonnage, située dans le châssis front-end. Ce pulse est généré à partir d'un courant continu I_p en utilisant une inductance L . L'amplitude du signal est fixée par une puce *Digital-to-Analog Converter* (DAC). La tension aux bornes de l'inductance lors de sa décharge est une exponentielle décroissante : $V(t) = -R_0 I_p e^{-t/\tau}$ avec $\tau = R_0/2L$. Le courant de décharge est transmis par un câble adapté en impédance ($Z_C = R_0$) jusqu'à la carte-mère et appliqué à l'électrode via une résistance d'injection R_{inj} . Le signal suit ensuite la chaîne d'acquisition décrite dans la section 10.1.

128 cartes d'étalonnage sont utilisées pour l'étalonnage de tous les canaux du système LAr. Une carte possède 128 lignes qui distribuent simultanément le signal à un nombre de canaux variant de 4 à 32 (en fonction du calorimètre et du compartiment). Trois types de runs sont utilisés :

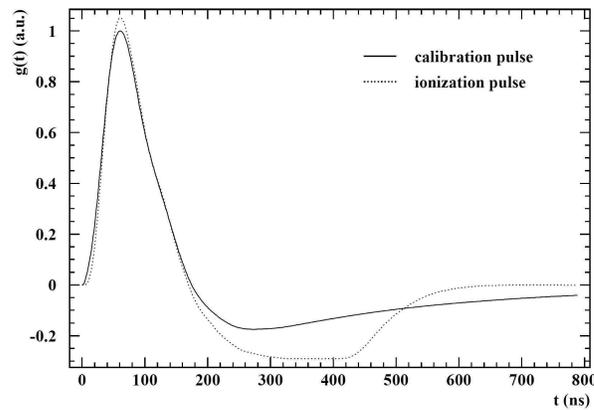


FIG. 10.5 – Pulse d'étalonnage et prédiction du pulse d'ionisation, après mise en forme [94]

- piédestal : ce type de runs est utilisé pour extraire le niveau zéro de la chaîne d'électronique, le bruit moyen et la matrice d'autocorrélation du bruit. Aucun signal n'est envoyé (toutes les voies d'étalonnage sont éteintes) ;
- délai : ce type de runs permet de mesurer la forme complète du pulse d'étalonnage et ainsi de prédire le pulse de physique à partir de modèles électriques [94, 95]. Des puces délai (huit par carte) sont utilisées pour ajuster la phase entre le signal d'étalonnage et la commande d'échantillonnage toutes les 25 ns. En ajustant cette phase par pas de 1 ns pour des pulses successifs, il est ainsi possible de reconstruire artificiellement la forme complète du pulse ;
- rampe : ce type de runs a pour but de mesurer le gain de la chaîne d'électronique par canal. Des valeurs de DAC croissantes sont imposées et la réponse est mesurée pour les trois gains d'amplification.

Les pulses d'étalonnage et de physique diffèrent légèrement pour deux raisons : i) le courant d'ionisation est triangulaire alors que le courant d'étalonnage est exponentiel ; ii) le courant d'ionisation est généré à l'intérieur du détecteur alors que le signal d'étalonnage traverse une inductance supplémentaire avant d'atteindre l'électrode (inductance due à la connection carte sommatrice-électrode). Un pulse de délai et le pulse correspondant de physique prédit, après mise en forme, sont représentés sur la Figure 10.5. Les pulses prédits ont été comparés avec les pulses d'électrons mesurés lors des tests en faisceau : l'amplitude des résidus est inférieure à 1 – 2%.

10.4 Câblage des canaux de lecture

Au LHC, les collisions ont lieu toutes les 25 ns. Les dimensions du détecteur nécessitent des câbles de longueur pouvant aller jusqu'à 15 m : cela correspond à un temps de propagation d'environ 75 ns, soit trois intervalles de croisement des faisceaux. La synchronisation des différents sous-détecteurs requiert une compréhension précise du câblage.

10.4.1 Les différents câbles

Les connections entre les différents câbles utilisés au cours de la propagation du signal de physique sont schématisées sur la Figure 10.6 ; ce schéma de propagation est identique pour tous les calorimètres LAr. Depuis la carte-mère, le signal se propage successivement dans le câble signal (ou câble froid), le câble pigtail, le câble vide et le câble chaud jusqu'à la carte front-end. Tous les câbles vides et chauds sont identiques [97] : ils n'introduisent donc aucun délai relatif entre les canaux. Ces câbles ne seront pas pris en compte dans la suite. De manière symétrique, le signal d'étalonnage se propage successivement depuis la carte d'étalonnage dans le

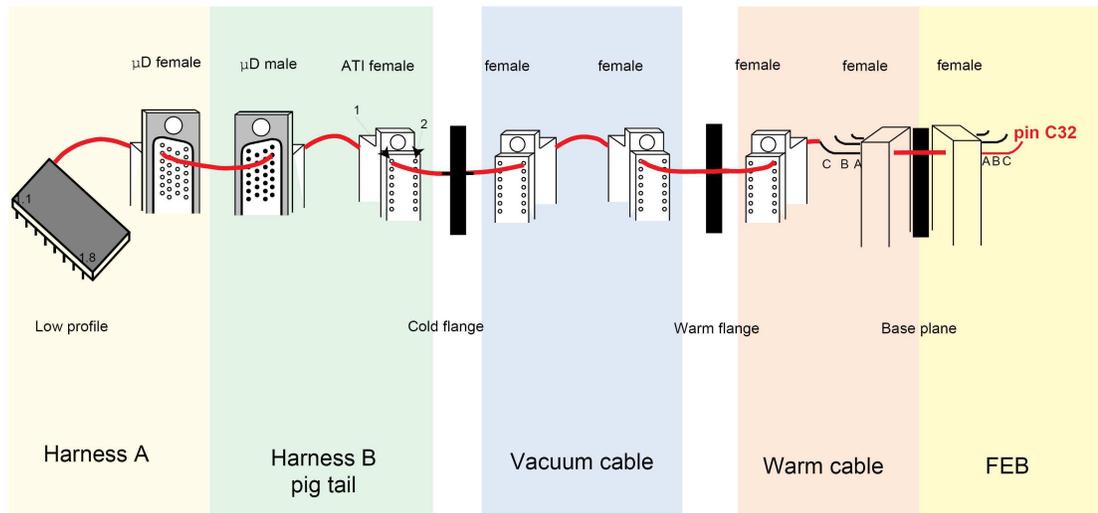


FIG. 10.6 – Connexions électriques entre les différents câbles utilisés depuis la carte-mère jusqu’à la carte front-end [96]

câble chaud, le câble vide, le câble pigtail et le câble d’étalonnage jusqu’à la carte-mère.

Pour l’EMB et le HEC, les longueurs des câbles d’étalonnage ont été ajustées pour égaliser le timing relatif entre les pulses d’étalonnage et de physique sur toute la couverture en η [98]. Mais les longueurs des câbles signal n’ont pas été ajustées pour compenser les différences de temps de vol (pour des raisons de simplicité de production et de montage). Ces deux propriétés sont illustrées sur les Figures 10.7 et 10.8 pour une FEB du compartiment milieu d’un module de l’EMB. Pour l’EMEC, la faible dispersion des temps de vol a permis d’utiliser la même longueur pour tous les câbles d’étalonnage. Pour le FCal, le signal d’étalonnage ne se propage pas jusqu’à l’électrode mais est directement transmis à l’entrée de la FEB [99].

10.4.2 Effets de câblage

Le câblage des cartes front-end et d’étalonnage introduit des délais relatifs entre les canaux d’une même carte. L’effet du câblage d’une carte front-end est représenté sur la Figure 10.9. La structure en “V inversé” observée est aussi présente pour les signaux de physique et ne devra donc pas être corrigée pour la prédiction du temps des pulses de physique à partir des pulses d’étalonnage. L’effet du câblage d’une carte d’étalonnage est représenté sur la Figure 10.10. Cet effet a été mesuré sur des bancs de test : la structure observée est identique sur toutes les cartes et explicable à partir de la distribution des voies d’étalonnage. Cette structure devra être corrigée pour la prédiction, puisque les signaux de physique ne sont pas affectés.

10.4.3 Analyse des runs de délai

Les runs de délai permettent de reconstruire le pulse complet d’étalonnage. Ils permettent de tester notre compréhension des chaînes d’étalonnage et de lecture. Seules des données de l’EMB ont été complètement analysées ; pour les autres partitions, les ordres de grandeur ont été vérifiés et un accord avec la prédiction satisfaisant (< 5 ns) a été obtenu.

Le temps du pic d’un pulse d’étalonnage mesuré dans un run de délai dépend du couple de valeurs inhibit delay - latence, du temps de propagation dans les câbles, de la capacité du canal et du temps caractéristique de mise en forme. Le temps de début du pulse est indépendant de la forme du pulse : pour un même couple de valeurs inhibit delay - latence, la différence de temps de début du pulse entre deux canaux est donc directement liée à la différence de temps de propagation dans les câbles. Le temps de début est un paramètre difficile à

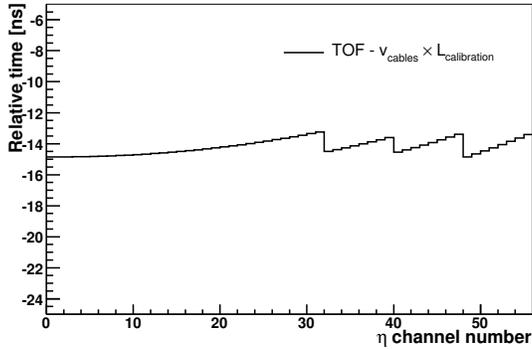


FIG. 10.7 – Différence de temps relative entre l'étalonnage et la physique pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

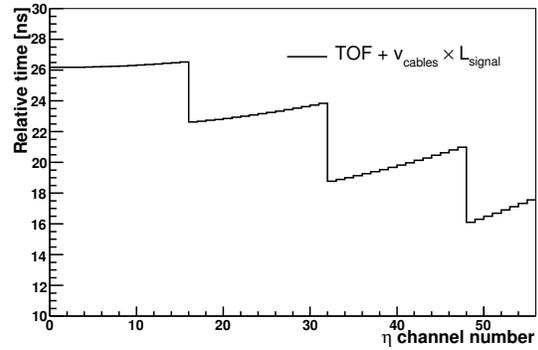


FIG. 10.8 – Non-compensation des différences de temps-de-vol pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

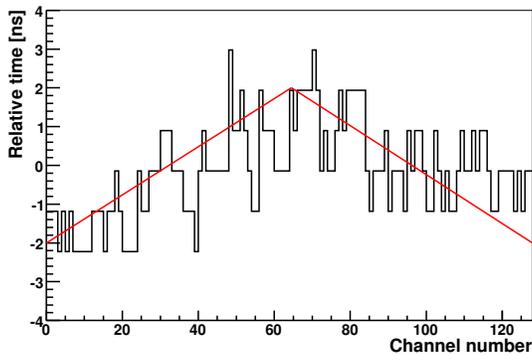


FIG. 10.9 – Différence de temps entre les canaux d'une même FEB, mesurée dans un run de délai pour une FEB du compartiment milieu d'un module de l'EMB

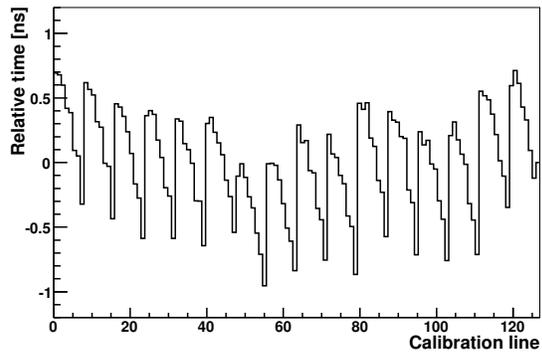


FIG. 10.10 – Différence de temps de sortie des signaux d'une carte d'étalonnage, mesurée sur un banc de test

déterminer : il est défini ici comme le temps où l'amplitude du signal passe au-delà de trois déviations standard du niveau de bruit dans le front montant. Les câbles d'étalonnage ont une impédance caractéristique de 50 Ω. Les câbles signal du compartiment avant ont une impédance caractéristique de 50 Ω, les câbles signal des compartiments milieu et arrière ont une impédance caractéristique de 25 Ω. Les câbles pigtail sont adaptés en impédance. Les vitesses de propagation du signal dans les câbles 25 Ω et 50 Ω ont été mesurées à froid : $v(50 \Omega) = 5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$, $v(25 \Omega) = 6.0 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$. Le temps de début du pulse peut être calculé par canal, à une constante près commune à toutes les FEBs de l'EMB, de la manière suivante :

$$T_0 = L_{calib} \times v_{calib} + L_{signal} \times v_{signal}$$

où L_{calib} et L_{signal} sont les longueurs des lignes d'étalonnage et de signal, v_{calib} et v_{signal} sont les vitesses de propagation correspondantes. Sur la Figure 10.11 sont représentées les distributions de T_0 mesurée et attendue pour les canaux d'un FT de l'EMB : les 8 FEBs du compartiment avant sont d'abord représentées, puis les 2 FEBs du compartiment arrière et enfin les 4 FEBs du compartiment milieu. L'accord général est à un niveau de 2-3 ns. La structure en V inversé est observable sur toutes les FEBs.

La bonne compréhension de la propagation des signaux d'étalonnage pour l'EMB a conduit à développer une méthode de prédiction des temps des pulses de physique, basée sur les runs d'étalonnage (voir Chap. 11).

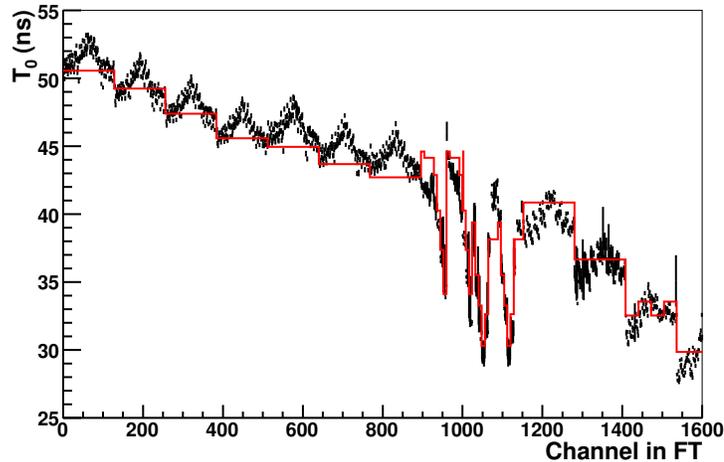


FIG. 10.11 – T_0 mesuré lors de runs de délai. Le temps attendu à partir des longueurs de câble est représenté en trait continu.

10.5 Rôle de l'alignement en temps

L'alignement en temps des canaux de lecture des calorimètres LAr est indispensable pour atteindre les performances nominales sur la reconstruction de l'énergie.

Choix du gain La gamme d'énergie couverte par les calorimètres s'étend de 50 MeV à 3 TeV (recherche d'un boson lourd Z'). Un système à trois gains d'amplification a été choisi pour optimiser le rapport signal/bruit sur toute la gamme. Pour le gain moyen, le signal de sortie est numérisé sur 12 bits. Le gain optimal est choisi à partir du nombre de coups d'ADC (*Analog-to-Digital Converter*) du 3^e échantillon (correspondant à un temps de 75 ns) : si le 3^e échantillon est loin du pic du signal, alors un gain non optimal peut être choisi. Les seuils définissant le passage d'un gain à l'autre sont fixés par FEB : huit couples de seuils bas et haut sont ajustables par FEB (soit huit couples de valeurs pour 128 canaux).

Phase des OFCs L'énergie déposée dans une cellule est reconstruite online par l'algorithme de filtrage optimal en utilisant cinq échantillons et un unique jeu d'OFCs. Par défaut, les OFCs supposent que le 3^e échantillon correspond au pic du pulse. Pour un décalage en temps de ~ 5 ns par rapport au pic, l'erreur sur l'énergie reconstruite est de -0.5% . Si le 3^e échantillon ne correspond pas au pic du pulse, alors un jeu d'OFCs avec une phase différente doit être utilisé pour reconstruire l'énergie de manière non biaisée²⁾. L'influence du bruit est cependant minimale pour un pulse échantillonné au pic.

L'alignement en temps des canaux des calorimètre LAr pour les collisions se fait à deux niveaux :

- les délais des puces TTCRx doivent être ajustés de manière à échantillonner en moyenne les 128 canaux d'une FEB au pic ;
- un jeu d'OFCs avec la phase correcte doit être choisi par canal : ce jeu est utilisé pour la reconstructions online (envoi vers le L2 trigger) de l'énergie.

Ces ajustements pourront être faits en utilisant le calcul du temps par la méthode de filtrage optimal avec les premières données de collisions (quelques événements par canal sont suffisants). Cependant, afin de simplifier la mise en route des calorimètres, il a été décidé d'effectuer un premier ajustement en amont des délais des

²⁾Par exemple, lors du test en faisceau de l'EMC, des jeux d'OFCs ont été calculés par pas de 1 ns.

FEBs : ceux-ci peuvent en effet être estimés à partir des runs de délai ou des événements enregistrés avec le premier faisceau du LHC. Le calcul de ces délais fait l'objet du chapitre 11 : l'objectif est de calculer des délais par FEB permettant d'atteindre un alignement à 2-3 ns près de toutes les cellules des calorimètres LAr.

Chapitre 11

Calcul de délais pour la physique avec le premier faisceau du LHC

Ce chapitre est consacré au calcul des délais nécessaires pour aligner en temps les calorimètres à argon liquide. Une méthode de prédiction est développée et utilisée pour analyser les données enregistrées avec le premier faisceau du LHC en septembre 2008. Les délais extraits de ces données seront utilisés au démarrage de l'expérience.

11.1 Prédiction par canal du temps pour la physique

11.1.1 Principe de la méthode

Les données d'étalonnage permettent de mesurer la propagation des signaux dans le système d'acquisition. A partir de runs de délai et de la connaissance de la chaîne de lecture, le temps d'un pulse de physique en mode collisions peut être prédit, à une constante près commune à tous les canaux. Par canal, ce temps relatif t_{phys} s'exprime de la manière suivante :

$$t_{\text{phys}} = t_{\text{calib}} - L_{\text{calib}} \times v_{\text{calib}} + TOF + \Delta TTC$$

où :

- t_{calib} est le temps au pic du signal d'étalonnage mesuré dans des runs de délai ;
- L_{calib} et v_{calib} sont respectivement la longueur du câble d'étalonnage et la vitesse de propagation dans le câble d'étalonnage ($v_{\text{calib}} = 5.5 \pm 0.3 \text{ ns.m}^{-1}$) ;
- TOF est le temps de vol depuis le point d'interaction ;
- ΔTTC est une constante par FEB, due au câblage du système de déclenchement.

Dans le cas du FCal, le système d'étalonnage utilisé conduit à une autre formule : le terme de propagation dans le câble d'étalonnage est remplacé par un terme de propagation dans le câble signal. Afin de pouvoir comparer les temps des différents canaux, les runs de délai doivent être pris avec des valeurs d'inhibit delay et de latence identiques pour toutes les partitions¹⁾. Les différences de forme des pulses d'étalonnage et de physique et de point d'injection sont négligées dans cette méthode. L'effet dû au câblage de la carte d'étalonnage n'est également pas pris en compte : étant donné l'amplitude des variations et la précision recherchée ($\sim 1 \text{ ns}$), il a été décidé de ne pas corriger cet effet.

Les longueurs des câbles d'étalonnage utilisées sont données en annexe C. Les autres termes contribuant à la prédiction sont détaillés dans la suite.

¹⁾Les runs utilisés ont été pris avec un couple de valeurs 141-92.

11.1.2 Temps de vol

Pour calculer le temps de vol pour un canal donné, un point d'arrivée doit être défini, correspondant au temps de début du pulse de physique (le point de départ est fixé au centre du détecteur). L'exigence ici est d'avoir une définition cohérente avec la précision recherchée pour tous les calorimètres. Pour les calorimètres électromagnétiques, le choix a été fait d'utiliser la profondeur effective de la gerbe dans chaque compartiment : cette profondeur (r pour le tonneau, z pour les bouchons) a été déterminée en fonction de η à partir de la simulation complète d'événements avec un photon de 100 GeV venant du point d'interaction et interagissant avec le calorimètre électromagnétique. Une étude semblable n'a pas été effectuée pour le HEC et le FCal : pour ces calorimètres, le point d'arrivée pour le calcul de la distance en z à partir du vertex est défini comme le milieu en profondeur de chaque compartiment. Pour le HEC, les positions suivantes (correspondant aux quatre compartiments longitudinaux) ont été utilisées :

$$z_1 = 4.398 \text{ m}, z_2 = 4.806 \text{ m}, z_3 = 5.359 \text{ m}, z_4 = 5.840 \text{ m}$$

Pour le FCal, les positions suivantes (correspondant aux trois compartiments longitudinaux) ont été utilisées :

$$z_1 = 4.916 \text{ m}, z_2 = 5.366 \text{ m}, z_3 = 5.816 \text{ m}$$

En utilisant ces hypothèses, le temps est directement calculé à partir de la position en η du canal :

- pour le tonneau :

$$TOF(\eta, \text{compartiment}) = \frac{r(\eta, \text{compartiment})}{c \cosh \eta}$$

- pour le bouchon :

$$TOF(\eta, \text{compartiment}) = \frac{z(\eta, \text{compartiment})}{c \tanh \eta}$$

où c est la vitesse de la lumière. Le temps de vol varie de ~ 5 ns (pour un canal du pré-échantillonneur à $\eta \sim 0$) à ~ 19 ns (pour un canal du dernier compartiment du HEC).

11.1.3 Correction TTC

Deux termes contribuent à cette correction, due au câblage des différentes partitions (voir Sec. 10.2). Schématiquement, elle s'écrit :

$$\Delta TTC = (LTP_{\max} - LTP) + (L_{\max} - L)$$

où LTP est le temps de propagation du CTP au LTP de la partition à laquelle appartient le canal et L est le temps de propagation dans la fibre optique jusqu'au châssis front-end correspondant au canal. Les différences sont calculées par rapport aux lignes les plus longues.

Le terme $LTP_{\max} - LTP$ possède deux contributions : le câble LTPI→LTP est plus long (30 cm) pour la paire de partitions EMECA-EMECC et les partitions C reçoivent les signaux de commande de la partition A correspondante par un câble LTP→LTP de 65 cm. Une vitesse de propagation de 5.5 ns.m^{-1} est utilisée pour calculer les délais correspondants.

Le terme $L_{\max} - L$ est donné pour toutes les fibres en annexe D. Le temps de propagation dans les fibres des bouchons est ~ 80 ns plus long que dans celles du tonneau ; la dispersion à l'intérieur de chacun des deux groupes de fibres est ~ 5 ns.

L'application de cette correction est équivalente à synchroniser les commandes de déclenchement au niveau des châssis front-end.

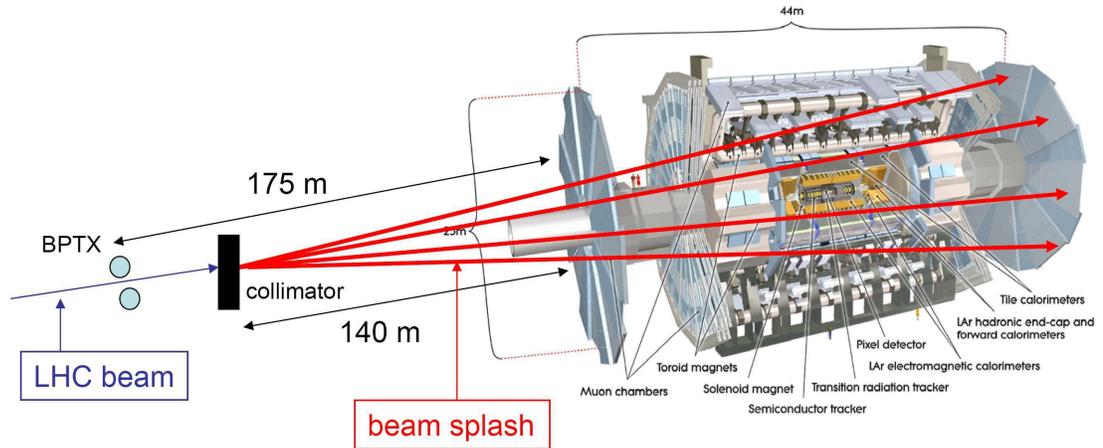


FIG. 11.1 – Schéma d'un événement splash dans le détecteur ATLAS avec un faisceau du LHC

11.1.4 Calcul des délais par FEB

A partir des temps prédits par canal, un temps moyen par FEB ($\langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}$) est calculé. Les délais nécessaires pour aligner les FEBs sont ensuite calculés par rapport à la valeur minimum :

$$D_{\text{FEB}} = \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}} - \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}^{\text{min}}$$

11.2 Analyse des données du premier faisceau du LHC

11.2.1 Configuration des événements splash

Le 10 septembre 2008, des bunchs de protons des faisceaux 1 et 2 du LHC ont successivement été injectés et ont effectué des tours complets de l'anneau principal, à une énergie de 450 GeV (énergie d'injection en sortie du SPS). Afin de produire des événements avec une activité élevée dans les différents sous-détecteurs, le faisceau a été envoyé successivement sur les collimateurs en position fermée placés 140 mètres en amont du détecteur ATLAS (un collimateur de chaque côté) : le collimateur est alors équivalent à une cible fixe de tungstène. En frappant la cible, le faisceau produit des gerbes de particules (essentiellement des muons) qui se propagent jusqu'au détecteur²⁾. La configuration de ces événements (appelés splash) est schématisée sur la Figure 11.1. Des événements avec une activité allant jusqu'à 1000 TeV ont été enregistrés.

Les données analysées ont été obtenues lors d'un même run (87851) avec le faisceau 2 du LHC (le faisceau 2 frappe le collimateur placé du côté C du détecteur). Le mode d'acquisition des calorimètres LAr est en 5 échantillons (le mode en 32 échantillons, permettant de reconstruire les pulses d'ionisation complets, a été utilisé pour d'autres runs mais ces runs ne possèdent pas suffisamment d'événements intéressants pour notre étude). Le système de déclenchement utilise le détecteur BPTX (Beam Pick-up Trigger) : ce système, placé 175 mètres en amont du détecteur, est basé sur la modification du potentiel électrostatique d'une électrode au passage d'un bunch de protons. Afin de sélectionner des événements avec suffisamment de cellules touchées, une coupure à 25 TeV sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre électromagnétique est appliquée : un échantillon de 26 événements est ainsi obtenu.

²⁾ Ayant effectué un séjour au CERN de juin 2008 à novembre 2008, j'ai eu l'opportunité de participer à l'acquisition de ces données, dans la salle de contrôle d'ATLAS au sein du groupe LAr.

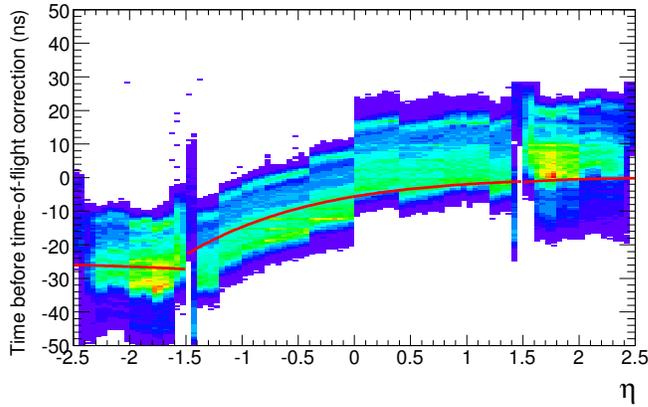


FIG. 11.2 – Distribution du temps reconstruit en fonction de η pour les canaux du compartiment milieu de l’EMC. La ligne rouge représente la correction de temps de vol nécessaire pour passer dans une configuration équivalente au mode collisions.

11.2.2 Calcul du temps avec les OFCs

Le calcul du temps par canal est effectué en itérant sur les OFCs³⁾. Le principe de l’itération est le suivant. Un jeu d’OFCs par pas de x ns est calculé. Le temps t est calculé avec un premier jeu central d’OFCs. Le temps obtenu impose la phase du jeu suivant : l’itération s’arrête lorsque $|t| < x$. Durant la prise de données du 10 septembre, la latence des partitions du côté A était (par erreur) d’une unité plus grande, produisant des pulses en avance par rapport au côté C. 33 jeux d’OFCs couvrant des phases de -50 à 50 ns ont dû être calculés puis utilisés. La phase 0 correspond à un troisième échantillon situé au pic. Les OFCs sont calculés à partir de la forme prédite du pulse de physique.

Afin que la résolution en temps ne soit pas détériorée par le bruit d’électronique, une coupure en énergie est appliquée par canal : 500 MeV pour l’EMB 0, 250 MeV pour l’EMB 1, 1 GeV pour l’EMB 2, 250 MeV pour l’EMB 3, 500 MeV pour l’EMEC, 10 GeV pour le HEC et 5 GeV pour le FCal. A cause de la différence de latence, 25 ns sont soustraites au temps reconstruit des canaux du côté A. La Figure 11.2 montre la distribution du temps reconstruit pour les canaux du compartiment milieu de l’EMC : la propagation du flux de particules selon l’axe z est clairement visible.

11.2.3 Correction du temps

Afin de pouvoir comparer avec la prédiction, il est nécessaire d’appliquer une correction de temps de vol au temps mesuré pour passer de la configuration événement splash à la configuration équivalente au mode collisions. Les particules produites sont essentiellement des muons : l’hypothèse est faite que les muons se propagent parallèlement à l’axe z à la vitesse c . On suppose également que les muons sont émis de manière synchrone. Sous ces hypothèses, le flux de muons peut être considéré comme synchrone dans le plan $z = 0$ du détecteur et la correction de temps de vol TOF_{corr} est directement calculable.

Pour un canal du tonneau :

$$TOF_{\text{corr}} = -\frac{r}{c}(\sinh \eta - \cosh \eta)$$

Pour un canal des bouchons :

$$TOF_{\text{corr}} = -\frac{|z|}{c} \left(\frac{z}{|z|} - \frac{1}{|\tanh \eta|} \right)$$

³⁾L’itération est effectuée “offline” ; le calcul du temps “online” est fait avec l’unique jeu d’OFCs chargé dans le système au moment de la prise de données.

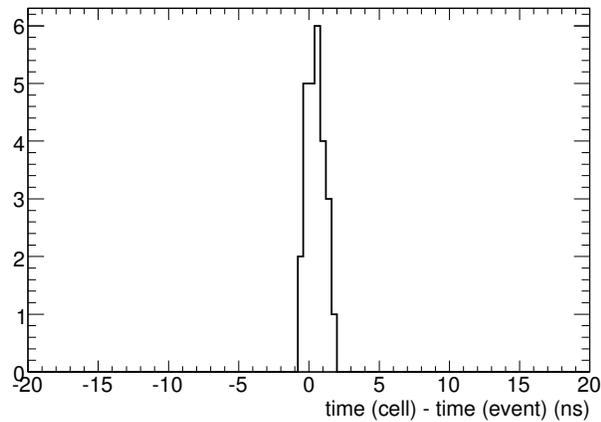


FIG. 11.3 – Distribution du temps corrigé d’un canal du compartiment milieu de l’EMBC pour les 26 événements sélectionnés.

Les hypothèses utilisées pour la détermination de r et z sont identiques à celles utilisées dans la méthode de prédiction (voir Sec. 11.1).

Lors de la prise de données, l’horloge d’ATLAS n’était pas synchronisée avec celle du LHC, ce qui résulte en une dispersion en temps de 25 ns d’un événement à l’autre. Afin d’utiliser la même référence en temps pour tous les événements, un temps global est défini par événement : la moyenne des temps des canaux sélectionnés de l’EMBC est utilisée. Plus de 14.000 canaux sont utilisés dans chaque événement pour le calcul de cette moyenne. Le temps par canal est ensuite calculé par rapport à cette référence dans chaque événement. La Figure 11.3 montre la distribution du temps corrigé pour un canal de l’EMBC : la dispersion en temps est inférieure à 1 ns.

11.3 Comparaison données-prédiction

Les temps moyens par FEB attendus en mode collisions ont été calculés en utilisant la méthode de prédiction décrite dans la section 11.1 d’une part et à partir des données des événements splash d’autre part. L’objet de cette section est la comparaison de ces résultats : dans la suite, les résultats des événements splash seront référencés comme “les données” et ceux obtenus par la méthode de prédiction comme “la prédiction”. Les temps absolus ne sont pas significatifs, seuls les temps relatifs sont pertinents à comparer.

Afin de distinguer les différents effets, les temps relatifs à l’intérieur de chacun des quatre calorimètres sont d’abord étudiés. Pour l’EMB et l’EMEC, le temps moyen pour les données et la prédiction est mis à 0 pour le slot 2 (le slot 1 n’est pas choisi afin de ne pas prendre le pré-échantillonneur comme référence). Pour le HEC, le slot 6 est choisi et pour le FCal, le slot 1 est choisi. Les résultats pour les partitions du côté C sont montrés sur les Figures 11.4, 11.5 et 11.6. Pour chaque slot de chaque calorimètre, la moyenne est effectuée sur les différents modules en Φ . Les données des FEBs correspondant à une fibre optique TTC bien plus courte ou longue que la moyenne (> 5 ns) ne sont pas incluses. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules. Pour le HEC, les slots 1 et 2, correspondant aux canaux de la roue interne de l’EMEC, ne sont pas représentés : l’accord est similaire à celui obtenu pour les autres FEBs de l’EMEC. Il est à noter que pour le HEC, un quart du calorimètre ne fonctionnait pas à cause d’un problème d’alimentation basse tension. Les résultats obtenus pour l’EMBA et l’EMECA sont similaires. Les données du HECA et du FCalA n’ont pas été analysées (des OFCs couvrant une phase plus grande auraient été nécessaires). Les variations en temps observées peuvent aller jusqu’à 20 ns : un bon accord général données-prédiction (~ 2 ns) est obtenu pour tous les calorimètres. Ce résultat permet de valider simultanément la méthode de prédiction et les hypothèses

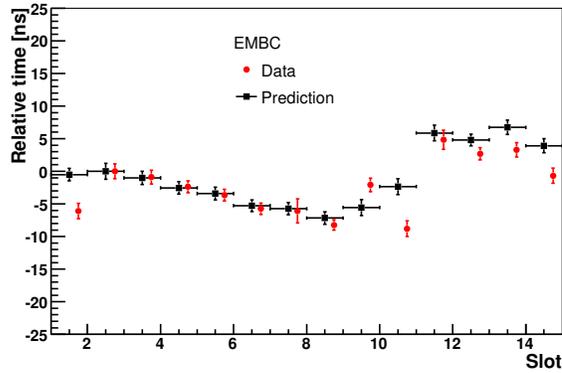


FIG. 11.4 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMBC. Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 2. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules.

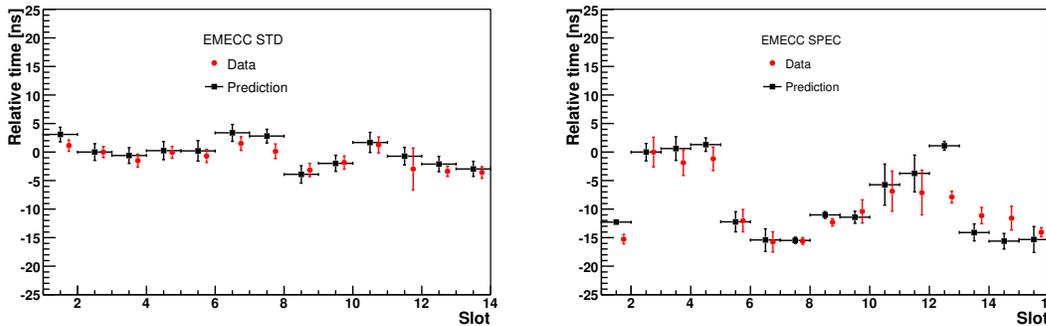


FIG. 11.5 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMECC. Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 2. Les barres d’erreur correspondent aux dispersions sur les modules. Gauche : EMECC STD. Droite : EMECC SPEC.

utilisées pour le calcul du temps à partir des événements splash. Quelques slots sont moins bien compris (p. ex. le pré-échantillonneur de l’EMB) : afin d’améliorer leur compréhension, une analyse plus précise du câblage de ces slots particuliers sera nécessaire.

11.4 Exploration du système TTC

Les données des événements splash permettent de mettre en évidence les propriétés du système TTC ; cela est impossible à partir des données d’étalonnage, car les commandes d’étalonnage et de déclenchement suivent le même chemin de propagation.

11.4.1 Effets du câblage du châssis TTC

Différence entre les partitions A et C Des câbles identiques relient les LTP des partitions A et C, pour chaque paire de partitions (voir Sec. 10.2). Le délai introduit par ces câbles a été mesuré à partir des données de l’EMB : la Figure 11.7 montre le temps relatif des FEBs moyenné par slot pour l’EMBA et l’EMBC. Un

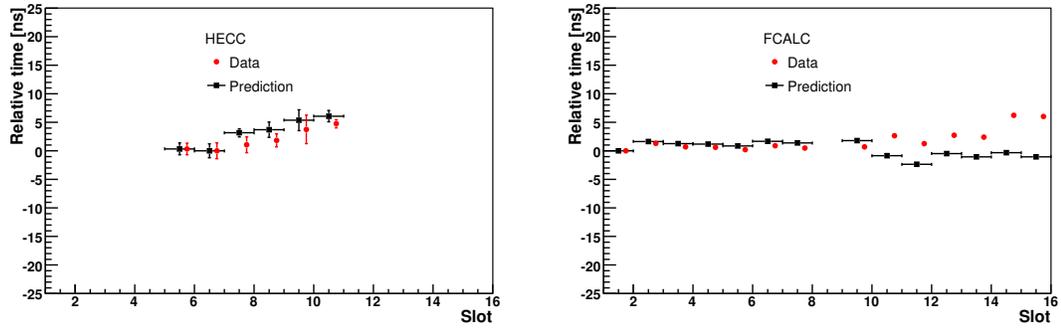


FIG. 11.6 – Temps relatif des FEBs moyenné par slot pour le HECC (gauche) et le FCalC (droite). Les temps prédits et mesurés sont mis à 0 pour le slot 6 (HECC) et pour le slot 1 (FCalC). Pour le HECC, les barres d'erreur correspondent aux dispersions sur les trois quarts du calorimètre connectés.

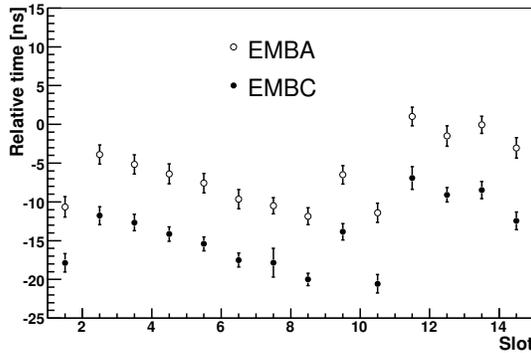


FIG. 11.7 – Temps des FEBs moyenné par slot pour l'EMBA et l'EMBC

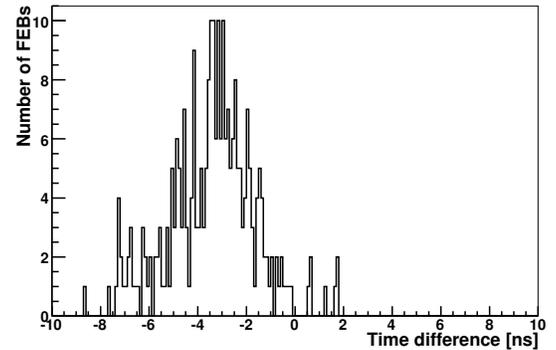


FIG. 11.8 – Délai entre les partitions EMBC et EMECC

écart moyen de 8.0 ± 0.2 ns est extrait⁴⁾. Un délai de 7.1 ns était attendu à cause de la longueur du câble LTP→LTP (3.6 ns) et des délais internes du LTP maître (3.5 ns).

Délai dans les partitions du EMEC Etant donné les longueurs différentes des câbles LTPI→LTP, un délai apparaît dans les partitions du EMEC (câble plus long). Ce délai a été testé de la manière suivante :

- un temps moyen est calculé à partir de toutes les FEBs de l'EMBC pour les données (t_d^m) et la prédiction (t_p^m) ;
- dans chaque cas (données et prédiction), la différence par rapport au temps moyen est calculée pour chaque FEB de l'EMECC : $t'_d = t_d - t_d^m$ et $t'_p = t_p - t_p^m$. La prédiction est ici calculée en supposant le délai étudié nul ;
- pour chaque FEB de l'EMECC, la différence entre les deux grandeurs obtenues précédemment est calculée : $\Delta t' = t'_d - t'_p$.

La valeur moyenne de $\Delta t'$ permet de déterminer le délai introduit dans les partitions de l'EMEC (une valeur constante est attendue). La Figure 11.8 montre la distribution de $\Delta t'$: un délai de 3.4 ± 0.1 ns est extrait. Un délai de seulement 1.5 ns était attendu à partir des longueurs des câbles LTPI→LTP. Le délai supplémentaire de 1.9 ns observé n'est pas expliqué.

⁴⁾Cet effet a déjà été observé lors de l'analyse de muons cosmiques.

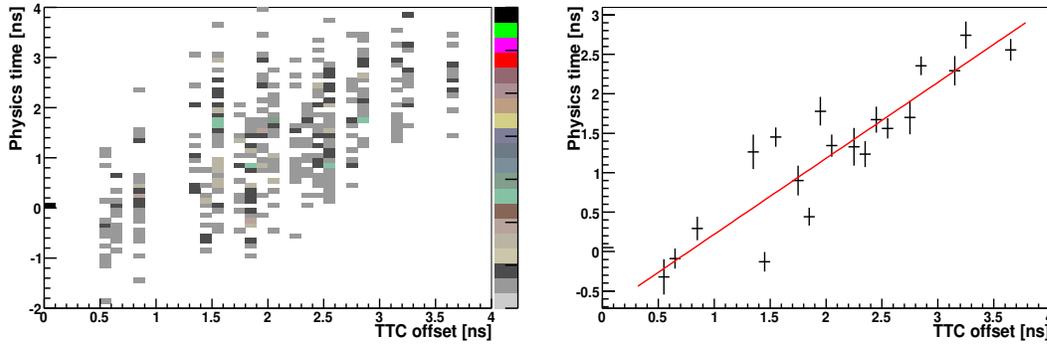


FIG. 11.9 – Gauche : Temps moyen relatif par FEB en fonction de la longueur relative de fibre TTC (la référence est le FT 0) - Droite : Même distribution moyennée par bins en temps de 0.1 ns

11.4.2 Longueur des fibres optiques TTC

Les différences de longueur de fibre impliquent que pour un type de FEB donné, les signaux sont échantillonnés à des temps différents d'un FT à l'autre. La corrélation entre le temps moyen d'une FEB et la longueur de la fibre du FT correspondant peut donc être étudiée. Les données de l'EMBC sont utilisées pour cette étude. Le FT 0 est choisi comme référence. Pour chaque FEB, un temps moyen est calculé par rapport à cette référence :

$$t_{\text{FEB}} = t_{\text{FEB}}(\text{FT}) - t_{\text{FEB}}(\text{FT } 0)$$

Pour chaque FT, la différence de longueur de fibre (en ns) est calculée par rapport à celle de la fibre du FT 0 :

$$\Delta\text{TTC} = L(\text{FT}) - L(\text{FT } 0)$$

La Figure 11.9 (gauche) montre la distribution de t_{FEB} en fonction de ΔTTC . Un facteur de corrélation de 0.96 ± 0.04 est obtenu (les points du FT 0 ne sont pas inclus dans l'ajustement linéaire).

11.5 Timing dans une carte front-end

Un seul délai est ajustable par FEB ; les éventuels ajustements supplémentaires doivent être faits par le choix de la meilleure phase pour les OFCs. Pour certains types de FEBs, cet ajustement est indispensable à cause de la grande dispersion en temps sur la FEB, due aux différences de longueur de câble et de temps de vol (p. ex. les FEBs du compartiment arrière de l'EMB). Le but de cette section est d'illustrer les effets observés à l'intérieur d'une FEB, en prenant l'exemple des FEBs du compartiment milieu de l'EMB.

Dans le calcul du temps à partir des événements splash, les OFCs utilisés sont extraits des formes des pulses de physique prédites à partir des pulses d'étalonnage. La structure en temps due au câblage de la FEB est donc prise en compte par cette méthode : la structure en V inversé ne doit plus être présente. La Figure 11.10 représente la déviation en temps par canal par rapport au temps moyen de temps de la FEB correspondante, pour toutes les FEBs du slot 11 de l'EMB (compartiment milieu). La structure en V inversé n'est effectivement plus présente ; une structure marquée par groupes de 8 canaux est cependant visible. Celle-ci peut être attribuée partiellement au câblage de la carte d'étalonnage (voir Sec. 10.3). Cet effet est pris en compte dans le calcul des OFCs alors qu'il n'est pas présent en physique. La Figure 11.11 montre le délai relatif en sortie de la carte d'étalonnage en fonction du canal d'une FEB du slot 11 de l'EMB : une structure similaire par groupes de 8 canaux, mais avec une amplitude de variation plus faible, est visible (la structure marquée en deux groupes de 64 canaux consécutifs est également visible). La prise en compte de cet effet permettrait de réduire la dispersion en temps résiduelle à l'intérieur de chaque FEB obtenue par cette méthode.

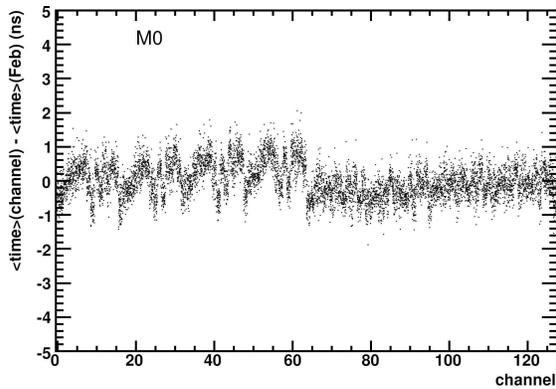


FIG. 11.10 – Déviation en temps par canal (par rapport au temps moyen de la FEB correspondante) en fonction du numéro de canal, pour les FEBs du slot 11 de l’EMB

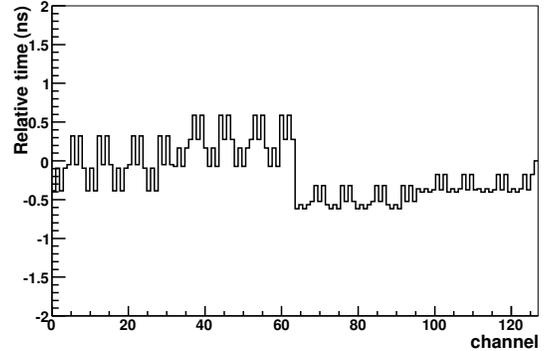


FIG. 11.11 – Délai relatif (mesuré sur un banc de test) en sortie de la carte d’étalonnage en fonction du numéro de canal d’une FEB du slot 11 de l’EMB

11.6 Stratégie pour le démarrage

11.6.1 Timing du système LAr complet

L’alignement en temps simultané de toutes les FEBs est maintenant considéré (les partitions ne sont plus étudiées séparément). La prédiction a été corrigée en utilisant les constantes dues aux connections LTPI→LTP et LTP→LTP extraites à partir des données. La distribution de la différence en temps (données – prédiction) pour toutes les FEBs du côté C est représentée sur la Figure 11.12 : un RMS (*Root-Mean-Square*) de 3.7 ns est obtenu. Les résultats pour l’EMBA et l’EMECA sont similaires. Les résultats du FCal sont en dehors de la fenêtre ± 25 ns : le système d’étalonnage du FCal est particulier et la méthode de prédiction utilisée dans ce cas devra être revue pour améliorer l’accord absolu (les variations relatives sont correctement décrites). En dehors du FCal, le plus mauvais accord est observé pour le HEC : une longueur moyenne a été utilisée pour toutes les lignes d’étalonnage du HEC dans la prédiction.

11.6.2 Calcul des délais avant le démarrage

Un ajustement moyen des délais des FEBs permettra de simplifier la mise en route des calorimètres. Les données ou la prédiction peuvent à priori être utilisées pour cet ajustement. Etant donné les désaccords observés pour certains types de FEBs, une approche plus robuste est d’utiliser les données des événements splash ; la complexité générale du système d’acquisition rend difficile la prise en compte de tous les effets pour les différentes partitions.

Pour le HEC et le FCal, les données sont seulement disponibles pour le côté C : les valeurs du côté A sont calculées en appliquant la correction LTP→LTP. Durant la prise de données, une différence de latence (3 unités) était mise entre les partitions du tonneau et celles des bouchons (à cause de la différence de longueur des fibres TTC) : une constante de 75 ns doit donc être d’abord ajoutée aux temps de l’EMB. Pour les FEBs du FT manquant du HEC, une moyenne est calculée à partir des autres FTs. Une table avec un temps moyen pour toutes les FEBs du système LAr est ainsi obtenue. Afin de définir les délais, une FEB de référence doit être fixée. La FEB avec le temps le plus petit doit être choisie car elle correspond à celle dont les signaux sont échantillonnés le plus tard : l’échantillonnage des autres FEBs doit être retardé. C’est la FEB Back 1 (slot 13) du FT 12 du bouchon C (EMECC SPEC) : le FT 12 correspond à la fibre la plus courte du côté C (voir annexe D). Les délais sont alors calculés de la manière suivante :

$$D = \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}} - \langle t_{\text{phys}} \rangle_{\text{FEB}}^{\min}$$

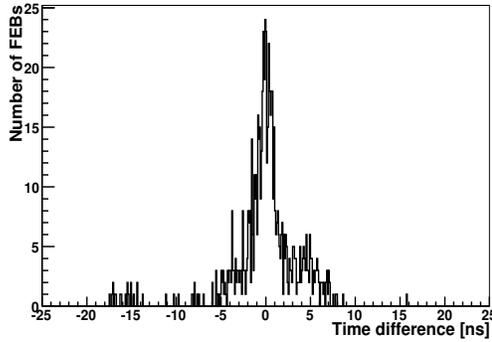


FIG. 11.12 – Différence en temps (données – prédiction) pour toutes les FEBs du côté C (en dehors du FCal)

La Table 11.6.3 donne les délais pour chaque type de FEB du côté C (un FT particulier est choisi dans chaque cas). Les délais du côté A sont similaires, différant seulement par l'effet de la connexion LTP→LTP (délais plus grands).

11.6.3 Les premières données de collisions

Lors de la phase de mise en route de la machine, des tests avec un seul faisceau injecté auront d'abord lieu. L'utilisation du trigger BPTX permettra de synchroniser le passage du faisceau avec l'horloge du LHC au niveau du CTP. En appliquant une correction de temps de vol, le CTP pourra ainsi être ajusté correctement en temps pour les collisions. Les premiers runs en mode collisions seront effectués avec très peu de bunchs dans les deux faisceaux. La première étape sera alors de configurer les différents systèmes de déclenchement de telle sorte que pour chaque sous-détecteur, la même latence puisse être utilisée indépendamment du système déclenchant l'acquisition. Une fois cette configuration atteinte, dès que quelques événements seront accumulés par les canaux d'une même FEB bien contrôlée en temps (p. ex. une FEB du compartiment milieu de l'EMB), une itération des OFCs sur les canaux de cette FEB permettra de déterminer le délai correct pour cette FEB. En utilisant cette nouvelle référence et les délais calculés à partir des événements splash, les délais des 1524 FEBs des calorimètres LAr pourront être ajustés. Lorsque la statistique accumulée deviendra suffisante, l'itération des OFCs sera effectuée sur tous les canaux. Pour la phase de démarrage, il est prévu de calculer des jeux d'OFCs par pas de 3 ns.

EMB	g	f	EMEC STD	g	f	EMEC SPEC	g	f	HEC	g	f
PS	3	43	PS	0	161	PS	0	178	L1	2	179
F0	3	120	F0	0	146	F0	1	81	L2	2	174
F1	3	107	F1	0	135	M0	1	63	M1	2	202
F2	3	86	F2	0	150	M1	1	61	M2	2	201
F3	3	73	F3	0	148	F1	0	229	H1	2	237
F4	3	47	F4	0	166	F2	0	199	H2	2	221
F5	3	43	F5	0	164	F3	0	176	FCal	g	f
F6	3	32	B0	0	121	F4	0	211	1-15	2	~ 220
B0	3	90	B1	0	135	B0	0	232			
B1	3	29	M0	0	168	M2	1	31			
M0	3	155	M1	0	139	M3	0	204			
M1	3	135	M2	0	123	F5	1	13			
M2	3	131	M3	0	113	B1	0	224			
M3	3	108				M4	0	196			
						M5	0	200			
						I1	1	26			
						I2	0	155			

TAB. 11.1 – Délais des FEBs nécessaires pour aligner le système LAr. Les délais sont calculés par rapport à une FEB Back 1 de l'EMECC (FT 12). Un FT particulier du côté C est choisi dans chaque cas (FT 0 pour l'EMB, FT 1 pour l'EMEC STD, FT 9 pour l'EMEC SPEC, FT 10 pour le HEC et FT 6 pour le FCal) mais des résultats similaires sont obtenus pour les autres FTs. Dans chaque colonne, les types de FEB sont classés par slot croissant. Les délais grossier (g) et fin (f) sont respectivement en unités de 25 ns et 104 ps. Pour le FCal, les variations sont faibles autour de la valeur moyenne donnée. Principales notations : PS pour *PreSampler*, F pour *Front*, M pour *Middle*, B pour *Back*.

Conclusion partie III

Dans cette partie, le système d'acquisition des calorimètres LAr a été précisément décrit. La bonne compréhension des temps de propagation des signaux a été mise en évidence dans l'analyse de données d'étalonnage. A partir de ces données, une méthode de prédiction des temps relatifs de physique a été développée et implémentée dans l'environnement logiciel d'ATLAS, rendant ainsi facilement accessible la différence de temps par canal entre les signaux d'étalonnage et de physique pour les analyses futures. Cette méthode a permis de valider la détermination des délais par FEB pour le mode collisions à partir des événements splash enregistrés en septembre 2008. Les délais ainsi extraits faciliteront la mise en route des calorimètres LAr : ils permettront d'assurer un alignement en temps à $\sim 2-3$ ns de tous les canaux pour les premières collisions. Le travail décrit dans cette partie a fait l'objet d'une note interne [100].

Conclusion

Le LHC est aujourd'hui est un projet de vingt-cinq ans : les premières discussions sur l'éventuel successeur du LEP eurent lieu en 1984 lors d'un séminaire à Lausanne. En 2009, les premières collisions proton-proton au LHC devraient enfin avoir lieu. Depuis 1984, plusieurs expériences ont permis de confirmer le Modèle Standard avec une précision allant jusqu'au pour mille (le quark top a également été découvert). Mais le boson de Higgs reste toujours introuvable ; le LEP a permis de repousser la limite inférieure sur sa masse jusqu'à 115 GeV. De plus, les limites théoriques du Modèle Standard demeurent et la nécessité d'une nouvelle physique présente à l'échelle du TeV s'est affirmée. Le LHC est sans conteste une machine de découverte : quelque soit sa masse, le boson de Higgs sera découvert au LHC (s'il existe) et dans le nouveau domaine d'énergie sondé par les collisions du LHC, des signes de nouvelle physique devraient être observés. Jamais l'attente de la communauté scientifique n'a été aussi forte pour une expérience ; les résultats du LHC façonneront la physique des hautes énergies pour les prochaines décennies. La route vers les découvertes sera cependant longue. Au démarrage du LHC, l'étalonnage du détecteur ATLAS *in situ* puis la "redécouverte" du Modèle Standard à une nouvelle énergie seront les premières étapes. Les deux tâches sont intimement liées et ce n'est qu'une fois ces deux étapes franchies que les découvertes seront accessibles. Le travail effectué dans le cadre de cette thèse, lors de la période pré-collisions de l'expérience ATLAS, s'inscrit dans cette double perspective.

Le potentiel d'ATLAS pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W dans le canal électron a été étudié sur des données simulées et une stratégie adaptée à la première phase de l'expérience a été développée. Pour une luminosité intégrée de 50 pb^{-1} , la précision suivante est attendue :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.2\%(\text{stat.}) \pm 8.6\%(\text{syst.}) \pm 5.6\%(\text{th.}) \pm 10\%(\text{lumi.})$$

Les incertitudes dominantes proviennent du contrôle du bruit de fond issu de jets, élevé au LHC, et de la détermination théorique de l'acceptance.

Un pas de plus vers les premières collisions a été franchi en 2008 avec l'injection réussie des premiers protons dans l'anneau principal du LHC. Des cibles placées en amont du détecteur ATLAS ont permis de produire des gerbes de muons dans tout le détecteur. Ces données ont été utilisées pour aligner en temps les près de 200.000 cellules des calorimètres à argon liquide : l'itération des coefficients de filtrage optimal a permis de calculer les temps relatifs par cellule attendus pour les collisions avec une précision de $\sim 1 \text{ ns}$.

Bibliographie

- [1] D.H. Perkins, Introduction to high energy physics, Cambridge University Press 4th edition (2000).
- [2] H. Fritzsh et M. Gell-Mann, Current algebra : quarks and what else ?, Proc. XVI Int. Conf. on High Energy Physics (1972).
- [3] S. Weinberg, A model of leptons, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [4] S. Glashow, Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys **22** (1961) 579.
- [5] A. Salam, Weak and electromagnetic interactions, Elementary Particle Theory, W. Svartholm, ed., Almquist and Wiksell, Stockholm (1968).
- [6] M. Kobayashi et T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [7] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [8] P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133.
- [9] P.W. Higgs, Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons, Phys. Rev. **145** (1966) 1156–1163.
- [10] F. Englert et R. Brout, Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–322.
- [11] C. Amsler et al., Particle Data Group, Phys. Lett. **B667** (2008) 1.
- [12] La collaboration UA1, Further evidence for charged intermediate vector Bosons at the SPS collider, Phys. Lett. **B129** (1983) 273.
- [13] La collaboration UA2, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ collider, Phys. Lett. **B129** (1983) 130–140.
- [14] S. Van der Meer et al., Physics and technique of stochastic cooling, Phys. Rept. **58** (1980) 73–119.
- [15] Site web du LEP electroweak working group, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [16] R. Baratte et al., Search for the Standard Model Higgs boson at LEP, Phys. Lett. **B565** (2003) 61–75.
- [17] La collaboration CDF et la collaboration D0, Combined CDF and D0 upper limits on Standard Model Higgs-boson production with up to 4.2 fb^{-1} of Data, arXiv :0903.4001 (2009).
- [18] T. Hambye et K. Riesselmann, SM Higgs mass bounds from theory, arXiv :hep-ph/9708416 (1997).
- [19] La collaboration Super-Kamiokande, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562–1567.
- [20] La collaboration SNO, Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301.
- [21] La collaboration KamLAND, Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND, Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 221803.
- [22] J.R. Ellis, New particle physics (en français), arXiv :hep-ph/0506163 (2005).

- [23] S.P. Martin, A supersymmetry primer, arXiv :hep-ph/9709356 (1997).
- [24] La collaboration Kamiokande, Search for proton decay via $p \rightarrow e^+ \pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$ in a large water Cherenkov detector, arXiv :0903.0676 (2009).
- [25] La collaboration ATLAS, Expected performance of the ATLAS experiment, detector, trigger and physics, CERN-OPEN-2008-020 (2008).
- [26] T. Kaluza, On the problem of unity in physics, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) **966-972** (1921).
- [27] F. Savary et J. Vlogaert, Un exemple d'application de la supraconductivité pour la génération de champs magnétiques intenses : le LHC du CERN, LHC Project Report 855 (2005).
- [28] La collaboration LHC, LHC machine, JINST **3** (2008) S08001.
- [29] La collaboration LHC, The Large Hadron Collider, Technical Design Report, CERN AC/95 05 (1995).
- [30] Site web du LHC, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>.
- [31] The CMS collaboration, CMS physics : Technical Design Report, LHCC 2006-001 (2006).
- [32] N. Besson, et al., Re-evaluation of the LHC potential for the measurement of M_W , Eur. Phys. J. (2008).
- [33] A. Pilkington, The ATLAS forward physics program, Note ATLAS ATL-COM-PHYS-2008-092 (2008).
- [34] A. Tricoli, Structure function measurements at LHC, Acta Physica Polonica B **37** (2006).
- [35] La collaboration D0, Search for W' boson resonances decaying to a top quark and a bottom quark, Phys. Rev. Lett. **B668** (2008) 98–104.
- [36] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Deep inelastic e - p scattering in perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438–450.
- [37] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, e^+e^- pair annihilation and deep inelastic e - p scattering in perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 675–684.
- [38] L.N. Lipatov, The parton model and perturbation theory, Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94.
- [39] Y.L. Dokshitzer, Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641–653.
- [40] G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic freedom in parton language, Nucl. Phys. B **126** (1977) 298.
- [41] J.M. Campbell, J.W. Huston et W.J. Stirling, Hard interactions of quarks and gluons : a primer for LHC physics, Rept. Prog. Phys. **70** (2007) 89.
- [42] TeV4LHC QCD working group, M.G. Albrow et al., Tevatron-for-LHC report of the QCD working group, arXiv :hep-ph/0610012 (2008).
- [43] A.D. Martin et al., Parton distributions and the LHC : W and Z production, Eur. Phys. J. **C14** (2000) 133–145.
- [44] V.D. Barger et R.J.N. Philipps, Collider Physics, Addison Wesley Longman (1996).
- [45] K. Melnikov et F. Petriello, Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_s^2)$, Phys. Rev. **D74** (2006) 114017.
- [46] J. Pumplin et al., New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, JHEP **07** (2002) 012.
- [47] C. Anastasiou et al., High-precision QCD at hadron colliders : electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO, Phys. Rev. **D69** (2004) 094008.
- [48] E. B. Zijlstra et W.L. van Neerven, Order α_s^2 corrections to the polarized structure function $g_1(x, Q^2)$, Nucl. Phys. **B417** (1994) 61–100.

- [49] F.A. Berends et R. Kleiss, Hard photon effect in W^\pm and Z^0 decay, *Z. Phys.* **C27** (1985) 365.
- [50] U. Baur, S. Keller et D. Wackerath, Electroweak radiative corrections to W boson production in hadronic collisions, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 013002.
- [51] S. Frixione et B.R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, *JHEP* **0206** (2002) 029.
- [52] C.M. Carloni Calame et al., Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders, *JHEP* **10** (2007) 109.
- [53] Q.H. Cao et C.P. Yuan, Combined effect of QCD resummation and QED radiative correction to W boson observables at the Tevatron, *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 042001.
- [54] La collaboration ATLAS, The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3 S08003** (2008) 682.
- [55] G. Aad et al., ATLAS pixel detector electronics and sensors, *JINST* **3** (2008) P07007.
- [56] D. Prieur, Etalonnage du calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS. Reconstruction des événements avec des photons non pointants dans le cadre d'un modèle supersymétrique GMSB, Thèse de doctorat (2005).
- [57] Site web du groupe ATLAS de l'université d'Arizona, <http://atlas.physics.arizona.edu/>.
- [58] La collaboration ATLAS, ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report, CERN-LHCC-98-014 (1998).
- [59] La Collaboration ATLAS, ATLAS detector and physics performance. Technical Design Report. Vol. 2, CERN-LHCC-99-15 (1999).
- [60] "Streaming test for users", <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/StreamingTestForUsers>.
- [61] P. Faccioli et al., Inclusive Zee and Wenu cross sections measurements from streaming-test data in ATLAS, Note ATLAS ATL-PHYS-INT-2008-035 (2008).
- [62] J.F. Arguin et al., Data streaming in ATLAS, Note ATLAS ATL-GEN-INT-2007-002 (2007).
- [63] The ATLAS computing workbook, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Atlas/WorkBook>.
- [64] S. Agostinelli et al., G4 - a simulation toolkit, *Nucl. Instr. and Meth. A* **506** (2003) 250–303.
- [65] I. Bird et al., LHC computing grid, CERN-LHCC-2005-024 (2005).
- [66] T. Sjostrand et al., PYTHIA 6.4 physics and manual, *JHEP* **05** (2006) 026.
- [67] F. Brochu et al., Ganga : a tool for computational-task management and easy access to grid resources, arXiv :0902.2685v1 (2009).
- [68] R. Brun et F. Rademakers, ROOT - An object oriented data analysis framework, *Nucl. Instr. and Meth. A* **389** (1997) 81–86.
- [69] W. Lampl et al., Calorimeter clustering algorithms : description and performance, Note ATLAS LARG-PUB-2008-002 (2008).
- [70] T. Cornelissen et al., Concepts, design and implementation of the ATLAS New Tracking, Note ATLAS ATL-SOFT-PUB-2007-007 (2007).
- [71] La collaboration CDF, Measurements of inclusive W and Z cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, *J. Phys.* **G 34** (2007) 2457–2544.
- [72] G. Corcella et al., HERWIG 6.5, *JHEP* 0101 **010** (2001).
- [73] J.M. Butterworth et al., Multiparton interactions in photoproduction at HERA, *Z. Phys.* **C72** (1996) 637–646.
- [74] W. Placzek et S. Jadach, Multiphoton radiation in leptonic W -boson decays, *Eur. Phys. J.* **C29** (2003) 325–339.

- [75] E. Barberio et Z. Was, PHOTOS, *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994).
- [76] S. Frixione et M.L. Mangano, How accurately can we measure the W cross section ?, *JHEP* **05** (2004) 056.
- [77] S. Dittmaier et M. Kramer, Electroweak radiative corrections to W -boson production at hadron colliders, *Phys. Rev.* **D65** (2002) 073007.
- [78] C.M. Carloni Calame et al., Comparisons of the Monte Carlo programs HORACE and WINHAC for single W -boson production at hadron colliders, *Acta Phys. Polon.* **B35** (2004) 1643–1674.
- [79] A. Sherstnev et R.S. Thorne, Different PDF approximations useful for LO Monte Carlo generators, *arXiv* :0807.2132 (2008).
- [80] M. Cacciari et al., Updated predictions for the total production cross sections of top and of heavier quark pairs at the Tevatron and at the LHC, *JHEP* **09** (2008) 127.
- [81] La collaboration CMS, Towards a measurement of the inclusive $W \rightarrow e\nu$ and $Z \rightarrow ee$ cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV, CMS-PAS-EWK-08-005 (2008).
- [82] R. Blair et al., The CDF-II detector : Technical Design Report, FERMILAB-PUB-96-390-E (1996).
- [83] C. Carli et al., Proceedings of the 2009 Chamonix workshop on LHC performance, CERN-ATS-2009-001 (2009).
- [84] T. Guillemin, Production of W and Z in ATLAS, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* (2009).
- [85] W.E. Cleland and E.G. Stern, Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment, *Nucl. Instr. and Meth. A* **338** (1994) 467.
- [86] J. Christiansen et al., A Timing, Trigger and Control Receiver ASIC for LHC detectors, <http://ttc.web.cern.ch/TTC/intro.html> (2005).
- [87] G. Perrot, USA15 TTC hardware system description, <https://edms.cern.ch/document/873126/5> (2008).
- [88] P.G. Gallno, LTPIM main card schematics, <https://edms.cern.ch/document/720656/2> (2007).
- [89] P.G. Gallno, Atlas LTP schematics, <https://edms.cern.ch/document/432804/2> (2005).
- [90] P. Farthouat and P.G. Gallno, TTC VME bus interface TTCV, <https://edms.cern.ch/document/110746/2> (2000).
- [91] B.G. Taylor, TTCex specification, <http://edms.cern.ch/document/305816/1> (2001).
- [92] G. Perrot, USA 15 to front-end TTC fibers parameters, <https://edms.cern.ch/document/872687/2> (2008).
- [93] J. Colas et al., Electronics calibration board for the ATLAS liquid argon calorimeters, *Nucl. Instr. and Meth. A* **593** (2008) 269–291.
- [94] D. Banfi et al., Cell response equalisation of the ATLAS electromagnetic calorimeter without the direct knowledge of the ionisation signals, *JINST* **1** (2006) P08001.
- [95] C. Collard et al., Prediction of signal amplitude and shape for the ATLAS electromagnetic calorimeter, Note ATLAS ATL-LARG-PUB-2007-010 (2007).
- [96] C. Cerna et al., Cabling of the ATLAS liquid argon calorimeters, <https://edms.cern.ch/document/400127/2> (2005).
- [97] D. Axen et al., Signal feedthroughs for the ATLAS barrel and end-cap calorimeters, *Rev. Sci. Instrum.* **76** (2005) 063306.
- [98] La collaboration ATLAS, Liquid argon calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-041 (1996).
- [99] A. Artamonov et al., The ATLAS forward calorimeters, *JINST* **3** **P02010** (2008).

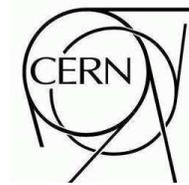
- [100] T. Guillemin et al., Time alignment of the ATLAS liquid argon calorimeters, Note ATLAS ATL-COM-LARG-2009-001 (2009).
- [101] J. Banv et al., Cold electronics for the liquid argon hadronic end-cap calorimeter of ATLAS, Nucl. Instr. and Meth. A **556** (2006) 158–168.

Annexe A

Note “Streaming data”



ATLAS NOTE



September 24, 2008

Inclusive $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu_e$ cross sections measurements from streaming-test data in ATLAS

P.Faccioli

(INFN Bologna and Università di Bologna, Dipartimento di Fisica, Bologna, Italy),

F.Gianotti

(CERN, CH - 1211 Geneva 23, Switzerland),

T. Guillemin

(LAPP, IN2P3/CNRS, Université de Savoie, France),

F.Hubaut, M.Kuna and P. Pralavorio

(CPPM, Aix-Marseille Université, CNRS/IN2P3, Marseille, France)

ATL-PHYS-INT-2008-035
25 September 2008



Abstract

We have determined the inclusive $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu_e$ cross-sections using data produced in the framework of the streaming-test exercise. CSC Monte Carlo samples have been used to determine selection efficiencies and background contamination.

1 Description of the context

In addition to the ATLAS CSC effort [1], the inclusive $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu_e$ cross-sections have been determined using the electron stream data produced in the context of the streaming-test (ST) exercise. More details about the ST production and data organization can be found in Ref. [2]. The main motivations for these studies were:

- Test those (new) components of the software and computing infrastructure that were put in place for the ST exercise (*e.g.* file and dataset organization by luminosity blocks, runs and streams; TAG relational database; luminosity-block information stored in the Conditions database), and give end-user feedback on these components, as well as on the inclusive versus exclusive streaming model.
- Perform a full (although simple) analysis using event samples and methods that mimic with some realism those expected in the data-taking phase. Firstly, the ST samples contain (for the first time in ATLAS) mixtures of physics processes, as expected at the HLT output, rather than individual physics channels. Secondly, the Monte Carlo (MC) truth was removed in the production phase, and details of the generation (*e.g.* the exact value of the $Z \rightarrow ee$ cross-section) have been intentionally kept secret, thereby introducing some degree of blindness in the user analysis. Thirdly, in the analyses described here the ST samples were treated as “data”, whereas CSC MC samples of individual physics processes, used to determine part of the signal selection efficiencies and the backgrounds, played the role of Monte Carlo. These latter samples were simulated with a different detector geometry (Release 12 layout) than that used for the ST production (Release 11 layout), *e.g.* the Release 12 geometry contains a more realistic description of the dead material. This situation resembles very much the beginning of data taking, when the simulated detector will not reproduce the real experiment in a fully faithful way. It was therefore possible to practice several procedures (*e.g.* tuning of the MC response based on the comparison with “data”, determination of systematic errors combining information from MC and “data”) that are used in a real analysis.

The ST samples consist of about 3.6 million events, corresponding to five hours of data taking at a luminosity of $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, grouped into ten half-hour runs. Each run contains 30 one-minute-long luminosity blocks (LB). Events have been divided into several streams (“Electron”, “Muon”, “Tau and missing E_T ”, “Photon” and “Jet and ΣE_T ”), each stream containing events passing a group of specific LVL2 trigger signatures¹⁾. The studies reported in this note used the electron stream, containing events which satisfy at least one of the following LVL2 signatures: `e15i`, `e25i`, `2e15i` and `e15i&mu10`.

Two streaming models have been exercised: *inclusive* and *exclusive*. They differ in the way events belonging to more than one stream are treated. In the inclusive streaming these events are repeated across streams, whereas in the exclusive streaming they are collected in one dedicated *overlap* stream. Since one of the original purposes of the ST exercise was to provide input about these two models, the analyses described here have been performed using both, the inclusive (`inclE1e`) and exclusive (`exclE1e+Overlap`) samples.

2 $Z \rightarrow ee$ cross-section

Two independent, although similar, analyses have been performed to measure the $Z \rightarrow ee$ cross-section with ST data. The results are summarized in Table 1, while details of the individual analyses are discussed below.

¹⁾Because the Event Filter algorithms were not yet released at the time of the production of the ST data, trigger selections used LVL2 information.

Table 1: Determinations of the $Z \rightarrow ee$ cross-section with the ST data. Details on the two analyses are given in the text.

Analysis	$\sigma(Zee)$ (nb)
1	1.83 ± 0.05
2	1.76 ± 0.10

Analysis 1

In this study [3], a clean $Z \rightarrow ee$ sample was selected by applying rather hard cuts. Events from the electron stream were required to pass the `L2_e25i` trigger selection, and to contain two leading clusters both with $p_T > 25$ GeV and $|\eta| < 2.4$ (excluding the transition regions $1.3 < |\eta| < 1.8$). These clusters should have associated tracks with opposite sign, give an invariant mass inside a mass bin of ± 10 GeV centered on the Z -peak position, and be both identified as electrons, using the `isEM` tight identification flag [1]. These selections retain 3311 events out of a total of 152813 in the `inclE1e` stream, and 3360 events out of 181745 in the combined `exclE1e+0verlap` stream.

A combined efficiency of the trigger and kinematic cuts of $\epsilon_{\text{trigger}} \times \epsilon_{\text{kinematic}} = (18.8 \pm 0.1_{\text{stat.}} \pm 0.3_{\text{syst.}})\%$ was obtained, where a 1.5% systematic uncertainty (based on the work in Ref. [4]) has been included to take into account the dependence of the kinematic acceptance on parton distribution functions (PDFs), Initial State Radiation, electroweak corrections, etc.

The signal acceptance in the mass bin is $(87.8 \pm 0.2)\%$.

The efficiency of the electron identification cuts, determined by applying the tag-and-probe method to the data, was found to be $(72.7 \pm 0.8)\%$.

The background contamination in the Z -peak region was estimated using CSC MC datasets: 8.2 million pre-filtered QCD di-jet events (sample 5802), 480000 $W \rightarrow e\nu_e$ events (sample 5104), and 165000 $Z \rightarrow \tau\tau$ events (sample 5146). After suitable normalization of the QCD contribution (to account for the fact that the ST data contain less QCD fakes than expected), the total background turned out to be $(0.18 \pm 0.05)\%$.

The integrated luminosity of the analysed samples was obtained from the information stored in a prototype Condition Database, expressly developed for the ST exercise. It amounts to 15.04 pb^{-1} for the `inclE1e` sample and 15.18 pb^{-1} for the `exclE1e+0verlap` sample.

Combining the numbers given above, the final result obtained with this analysis is

$$\sigma(Zee) = 1.83 \pm 0.03_{\text{stat.}} \pm 0.04_{\text{syst.}} \text{ nb} \quad (1)$$

for the `inclE1e` stream. An identical result was found with the `exclE1e+0verlap` stream.

Analysis 2

An independent analysis has been performed, using a similar approach but looser selection cuts and less refined methods to determine the overall signal efficiency [6]. This leads to an increase of the final statistics by 30% and a slightly over-estimate of the systematic uncertainties. In spite of these differences, the final cross section is found to be compatible with the other analysis :

$$\sigma(Zee) = 1.76 \pm 0.03_{\text{stat.}} \pm 0.10_{\text{syst.}} \text{ nb} \quad (2)$$

The same result is obtained for both `inclE1e` and `exclE1e+0verlap` streams. Figure 1 (left) shows, for analysis 2, the invariant mass distribution of the two selected electrons, for the ST data and for the

MC result estimated using Pythia. The fitting function is a Breit-Wigner, modelling the Z signal shape, convoluted with a Gaussian to take the detector resolution into account.

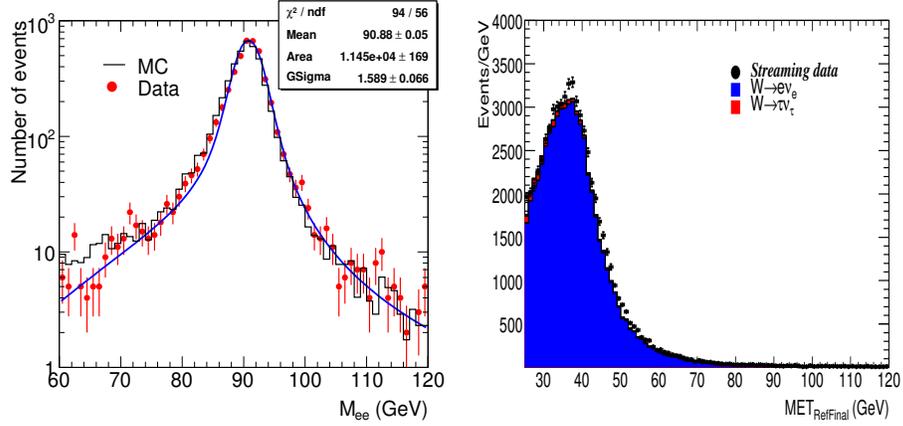


Figure 1: Left: Invariant mass of the two selected electrons, for the data (red points) and the MC (histogram), as obtained in analysis 2. The MC has been rescaled to the data. The blue curve is a fit to the data with a Breit-Wigner function convoluted with a Gaussian - Right: E_T distribution in the W channel for data and Monte-Carlo expectation

3 $W \rightarrow e\nu_e$ cross-section

In the presented analysis, the CSC Pythia dataset (sample 5104) has been used as our reference sample and the Herwig dataset (sample 5100) has been used to control the acceptance result. The following cuts have been applied to select W events:

- the trigger signature L2_e25i has to be passed
- exactly one electromagnetic cluster matched with a track and such that: $E_T > 25$ GeV, $|\eta| < 1.3$ or $1.6 < |\eta| < 2.4$ and satisfying the electron identification criterion defined by the isEM medium selection [1]
- a transverse missing energy (E_T) greater than 25 GeV (computed with the Refined Calibration method, see Ref. [1] for details).

The cross section is computed using the well-known formula:

$$\sigma \times B.R. = \frac{N_{meas}(1 - f_{bkgd})}{A \epsilon_e \epsilon_{trig} \int L dt}$$

where $B.R.$ is the branching ratio of the corresponding channel, N_{meas} is the number of events measured, f_{bkgd} is the fraction of background, A is the geometric and kinematic acceptance, ϵ_e is the efficiency of the electron identification cuts, ϵ_{trig} is the trigger efficiency with respect to offline and $\int L dt$ is the integrated luminosity. The determination of each term is explained below.

The W acceptance is defined as the fraction of events passing the geometric and kinematic cuts (defined above) for both leptons at the generator level. The acceptance is first computed using the Pythia dataset

and the value obtained is $A_{W e \nu_e} = 29.1 \pm 0.1\%$. The indicated systematic uncertainty is due to the limited MC statistics. The electromagnetic energy scale determined from $Z \rightarrow ee$ ST data [3] imposes to rescale the transverse momentum of the electron at the generator level by a factor of 1.06 to correctly compute the acceptance, inducing a slight increase of the acceptance: $A_{W e \nu_e} = 30.3 \pm 0.1\%$. The acceptance obtained with Herwig is $A_{W e \nu_e} = 30.4 \pm 0.3\%$ ($A_{W e \nu_e} = 29.3 \pm 0.3\%$ before correction). A crude estimate of the systematic uncertainty of 0.1%, due to the different generators models, can be deduced from these results. To take into account the impact of the PDFs uncertainty on the acceptance, an uncertainty of 1% is added, according to the work described in Ref. [5], leading to a global systematic uncertainty of 1%.

Because the trigger objects were not available in the analysed data, the trigger efficiency could not be determined using a tag-and-probe method. It was therefore computed from the reference sample with respect to offline (in order to avoid biases between online and offline efficiencies). We define such an efficiency as the number of events passing the trigger signature and satisfying the offline selection divided by the number of events satisfying the offline selection: $\epsilon_{trigger} = 94.5 \pm 0.1\%$.

The electron identification efficiency obtained from the tag-and-probe method applied to Z events can be used for W events without correction only if such an efficiency is similar for Z and W parents. This property has been checked with Pythia, using 50000 electrons from Z and W decays. In this analysis, the selected candidates are true electrons associated with a cluster in the electromagnetic calorimeter within a cone of size $\Delta R = 0.1$, with $p_T > 25$ GeV and $|\eta| < 2.4$ (excluding the transition regions $1.3 < |\eta| < 1.8$). In the Z events, both leptons are required to pass these cuts to avoid biases. The integrated efficiencies are $\epsilon_Z = 73.3 \pm 0.2\%$ and $\epsilon_W = 74.3 \pm 0.2\%$. The small difference observed is mainly due to the difference in the electron η distributions between both samples. Thus the value obtained from the tag-and-probe method using Z events has to be rescaled by a factor of 1.014, leading to a value of $78.3 \pm 0.7\%$ (the value determined from the ST data for the isEM medium selection is $77.2 \pm 0.7\%$). The efficiency difference computed between electrons from W and Z events is taken as the total systematic uncertainty (1.0%).

As mentioned above, the level of QCD fakes in the ST data is extremely low. A comparison of the E_T distributions (before applying the E_T cut) between the CSC MC datasets and the ST data indicates that this background is more than 20 times smaller than expected, at a level much below 1.0%. This level is so low that the QCD background contribution can not be correctly estimated using a standard data-driven method [1]. Therefore it has been neglected in this analysis. The two remaining backgrounds are the processes $W \rightarrow \tau \nu_\tau \rightarrow e \nu_e \nu_\tau$ and $Z \rightarrow ee$ where one electron escapes detection. The levels of backgrounds estimated from the reference samples are $f_{W \rightarrow \tau \nu_\tau} = 2.4\% \pm 0.1$ and $f_{Z \rightarrow ee} = 0.2\% \pm 0.02$ leading to a total value of $f_{background} = 2.6\% \pm 0.1$.

Results are summarized in Table 2 for both the inclusive and exclusive cases. The E_T distribution for the ST data (inclusive case) is compared to the MC expectation in Figure 1 (right plot).

Table 2: Determination of the $W \rightarrow e \nu_e$ cross-section from ST data. Details on the different terms are given in the text.

Channel	$W \rightarrow e \nu_e$	
	Inclusive	Exclusive
Streams		
N_{meas}	64217 ± 254	65787 ± 256
f_{bkgd} (%)		2.6 ± 0.1
$A \times \epsilon_{trigger}$ (%)		28.6 ± 0.9
$\epsilon_{electron}$ (%)		78.3 ± 1.0
$\int L dt$ (pb^{-1})	15.03	15.18
$\sigma \times B.R. \pm (stat) \pm (syst)$ (nb)	$18.6 \pm 0.07 \pm 0.6$	$18.9 \pm 0.07 \pm 0.6$

4 Conclusion

The ST exercise has given the opportunity to perform analyses using samples and methods that mimic with some realism those expected in the data-taking phase (mixture of physics processes, no truth information, organisation of events and files). In this context, simple but complete measurements of $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu$ inclusive cross-sections have been performed with 15 pb^{-1} of pseudo-data, including data-driven determination of efficiencies and backgrounds, tuning of MC response on data and access to luminosity database.

References

- [1] ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment - Detector, trigger and physics*, CERN report in preparation
- [2] *Data Streaming in ATLAS*, ATL-GEN-INT-2007-002
- [3] F.Gianotti and P.Faccioli, *Determination of the $Z \rightarrow e^+e^-$ cross-section from the Streaming-Test data and feedback on the analysis tools*, ATL-PHYS-INT-2008-011
- [4] M.Goulette, *Comparison of acceptances and radiative effects for W or Z into leptons for the generators Pythia, Herwig and MC@NLO*, ATL-COM-PHYS-2008-010
- [5] M. Schott, *Total cross section measurement of the Z boson production $\sigma(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu)$ with first data*, ATL-COM-PHYS-2007-032
- [6] F.Hubaut, “*Checking electrons with early days : first look with stream test*”, CSC note W&Z Inclusive cross-section meeting, 4 September 2007: <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=20091>

Annexe B

Proceedings de la conférence QCD08

Production of W and Z in ATLAS

T. Guillemin^a, on behalf of the ATLAS collaboration

^aLaboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules LAPP, IN2P3/CNRS, Université de Savoie, France

From 2009, proton-proton collisions will be produced at the Large Hadron Collider. The nominal beam energy and luminosity are respectively 7 TeV and $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. The ATLAS detector is a general-purpose detector which will record data from these collisions. In this note, strategies for the measurements of the electronic and muonic decays of W and Z bosons are presented and prospects for the expected precision with 50 pb^{-1} of data are reported.

1. Introduction

W and Z bosons will be abundantly produced at the Large Hadron Collider (LHC) and electron and muon decay channels will provide clean samples. The production mechanisms of W and Z bosons are first briefly introduced. Then ATLAS [1] analysis strategies for the W and Z inclusive cross-section measurements are presented, emphasizing the early running period. Results from simulated data are given. Finally the results that will be achieved with a higher integrated luminosity ($\sim 1 \text{ fb}^{-1}$) are discussed. All the presented results are obtained from simulations for a center-of-mass energy of 14 TeV.

2. W and Z production mechanisms

In proton-proton collisions at LHC, W and Z bosons are mainly produced by valence-sea quarks interactions. The sea-sea quark contribution is at a level of 20% for W and 10% for Z, a much higher level than at Tevatron, see Ref. [2] for details. Given the quark composition of the proton, the W^+ production cross-section is 1.4 times the W^- production cross-section. The high beam energy and the large rapidity coverage of the ATLAS detector will allow to cover a very large kinematics area in the $x - Q^2$ plane (see Fig. 1). W and Z processes (in particular the forward $Z \rightarrow ee$ events) will constraint the parton density functions (PDFs) at low x ($\sim 10^{-4}$) for Q^2 equal to 10^4 GeV^2 .

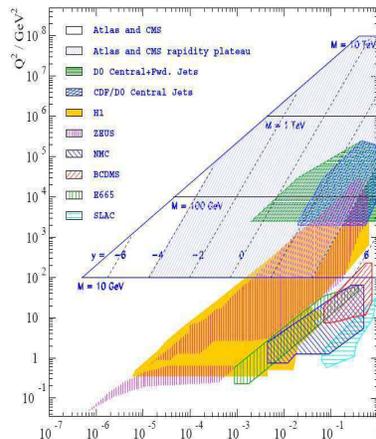


Figure 1. Kinematic coverage of LHC experiments and of other relevant experiments.

3. Inclusive cross-sections measurements

Experimentally, the cross-section of a given process is measured using the following formula:

$$\sigma = \frac{N - B}{A \epsilon_e \epsilon_t \int L dt}$$

where N is the number of selected events, B the

number of background events, A the geometric and kinematic acceptance, ϵ_e the offline electron reconstruction efficiency, ϵ_t the trigger efficiency with respect to offline and $\int Ldt$ the integrated luminosity.

The jet activity at LHC is so high that only leptonic decays can be selected with sufficient purity. Prospects for the W and Z inclusive cross-sections measurements in the electronic and muonic channels for the first 50 pb^{-1} of data have been extensively studied. The determination of the cross-section components are summarized in the next sections. Reference [3] provides further details. In all the presented analyses, the data have been produced with the Pythia event generator [4] and the full simulation of the detector has been done using Geant4 [5].

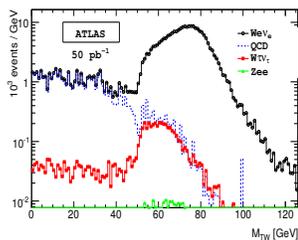


Figure 2. W transverse mass distribution in the electron channel for signal and backgrounds. All histograms are cumulative. The expected numbers of events are normalized to 50 pb^{-1} .

3.1. Selections

At the start-up of the data-taking, the detector will not be fully understood: therefore the defined selections result from the search of a compromise between the simplicity required for the first phase, the signal selection efficiency and the background rejection. They are mainly based on single lepton triggers (both for W and Z) and the selection of high transverse momentum leptons (for the neu-

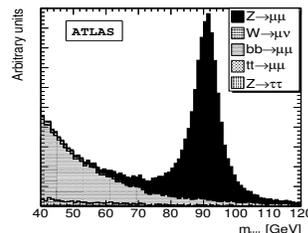


Figure 3. Z invariant mass distribution in the muon channel for signal and backgrounds. All histograms are cumulative. The expected numbers of events are normalized to 50 pb^{-1} .

trino, a cut on the transverse missing energy (\cancel{E}_T) is applied). For the leptons identification, cuts-based methods are applied. Distributions for signal and background resulting from the defined selections in the $W \rightarrow e\nu_e$ and $Z \rightarrow \mu\mu$ channels are shown respectively in Fig. 2 and Fig. 3.

3.2. Background contribution

Backgrounds can be classified in two categories: electroweak backgrounds (e.g. $Z \rightarrow ee$ for $W \rightarrow e\nu_e$) and QCD background (corresponding to events with jets faking leptons or with non isolated leptons inside jets). Electroweak backgrounds are well known theoretically and can be safely estimated from MC simulations. On the contrary, QCD background is poorly known because of non perturbative effects and magnitudes are at best known within a factor of 2. Therefore it is necessary to develop tools to monitor these backgrounds from data. A promising idea is to use a control sample (almost signal free) selected applying orthogonal cuts and to parametrize the background in this sample. The shape is then used to subtract the correct number of background events in the signal sample.

For W events, the \cancel{E}_T shape for background can be determined on a pure jets sample selected applying a photon trigger and the same calorimetric identification electron cuts (an invariant

mass cut is also applied to remove the $Z \rightarrow ee$ background, relatively high without the \cancel{E}_T cut). For Z events, the background shape can be determined on a sample selected requiring two same sign leptons.

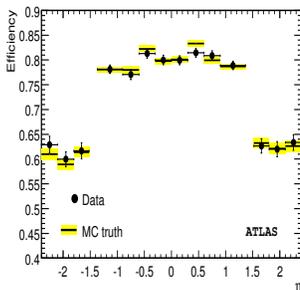


Figure 4. η distribution of the combined trigger plus electron selection efficiency. Monte-Carlo and tag-and-probe results for $Z \rightarrow ee$ events are represented. Statistical uncertainties are given for 50 pb^{-1} .

3.3. Selection efficiencies

Trigger and offline reconstruction efficiencies have to be estimated from data. The tag-and-probe method has been applied. This method has been widely and successfully used in Tevatron's experiments [6]). In the case of the Z boson, the principle is the following: in a sample of $Z \rightarrow ll$ events such that the first lepton passes the full selection (=tag lepton), the second lepton satisfies the geometric and kinematic requirements (=probe lepton) and the di-lepton invariant mass is close to the Z mass, the measured efficiency is the fraction of events in which the probe lepton satisfies the tested criterion. It has been shown that this method does not introduce any bias in both (electron and muon) channels: Figure 4 shows the agreement over the whole eta

range between the Monte-Carlo (MC) and the tag-and-probe results for the electron channel. An advantage of the method is that it can be applied in an iterative way to control the efficiency of each cut. A second advantage is that the uncertainty decreases with the integrated luminosity: for 50 pb^{-1} , the uncertainty on the combined efficiency is of the order of 3% and for 1 fb^{-1} , it is below 1%.

3.4. Acceptance

The acceptance is the probability that given e.g. a boson decaying into two electrons, both electrons satisfy the geometric and kinematic requirements at detector level. The detector simulation does play a role for the acceptance computation. But the results reported here have been obtained from generator-level analyses: this is often the case in such analyses because the statistics needed to reach the required precision (below 1%) prevents from simulating a high number of samples corresponding to different MC generators configurations. A preliminary estimation of the impact of some generators ingredients (the Initial State Radiation, the intrinsic k_T for the incoming partons, the Underlying Event, the matrix element corrections applied to the parton shower and the electroweak correction using PHOTOS [7]) has been done, switching alternatively on and off the corresponding effects and comparing Pythia and Herwig [8] events. The impact of PDFs has been studied varying the eigenvectors of the CTEQ6.5 set. This has led to a relative acceptance uncertainty of 2% for both W and Z , the major contribution coming from the PDFs in both cases. It has to be noted that the impact of the QCD higher order corrections is not included in these results.

3.5. Analysis results

One of the main aims of these analyses on simulated data is to assess the uncertainties with which the cross-sections can be measured; summary results for the cross-sections and their uncertainties are given for the four channels in Table 3.5. The cross-sections are normalized to the QCD next-and-next-to-leading-order predictions provided by the FEWZ program [9]. The lumi-

osity uncertainty, expected to be at a 10 – 20% level during the first year, is not included. These results show that already with 50 pb^{-1} , the total measurement uncertainty is dominated by the systematic uncertainty. With more statistics, the acceptance will become the dominant term and will limit the precision of the measurement.

Process	$\sigma \pm \text{stat.} \pm \text{syst.}$ (pb)
$W \rightarrow e\nu$	$20520 \pm 40 \pm 1060$
$W \rightarrow \mu\nu$	$20530 \pm 40 \pm 630$
$Z \rightarrow ee$	$2016 \pm 16 \pm 83$
$Z \rightarrow \mu\mu$	$2016 \pm 16 \pm 76$

Table 1
Measured cross-sections and their uncertainties. The statistical uncertainty is given for 50 pb^{-1} , the systematic uncertainty includes theoretical and experimental effects, but not the luminosity uncertainty.

4. Beyond first data

Three kinds of measurements which require a precise control of W and Z production are given in this section.

The absolute luminosity will be poorly known at the beginning: W and Z cross-sections measurements will probably be used to get the integrated luminosity of data samples, thus allowing to normalize the cross-sections of other processes. A 2 – 3% level should be ultimately reachable. Constraints on PDFs can be set as soon as experimental uncertainties are under control at the required level. Looking for example at the rapidity of the W decay leptons, it has been shown in Ref. [10] that with only 250 pb^{-1} , the uncertainties on some parameters are significantly reduced (up to 40% for the gluon parameter at low x). This result has been obtained assuming that experimental uncertainties are under control at a 5% level.

A good control of the inclusive W and Z production is an unavoidable prerequisite for the W/Z+jets final state measurement, which is im-

portant for Standard Model (SM) and Beyond Standard Model (BSM) searches. These processes are the main background for the SM Higgs produced by vector boson fusion and for many Supersymmetry searches. Finally, it is important to precisely control the Drell-Yan production over a large range of the di-lepton invariant mass since at high mass, this process is sensitive to new heavy resonances, present in several BSM scenarios.

5. Conclusion

The analysis methods developed for the inclusive W and Z cross-section measurements in ATLAS have been presented in this note: they should be seen as a starting point which will be adapted as soon as first data arrive. However, analyses have been carried out in a realistic environment (including the trigger, a full simulation of the detector and data-driven methods) and it has been shown that, given the expected performances of the detector, robust methods should allow to reach measurements at a 5% level of precision or better for 50 pb^{-1} of data, apart from the luminosity uncertainty.

REFERENCES

1. The ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003
2. A.D. Martin et al., *Parton distributions and the LHC: W and Z production*, Eur. Phys. J. C 14, 133-145 (2000)
3. ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment - Detector, trigger and physics*, CERN preprint number CERN-OPEN-2008-020
4. Pythia 6.4, S. Mrenna et al., JHEP05(2006) 026
5. Geant4 S. Agostinelli et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 506 (2003) 250303
6. CDF collaboration, *Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$* , J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 34 (2007) 24572544

7. PHOTOS, E. Barberio and Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* 79 (1994) 291308
8. HERWIG 6.5, G. Corcella et al., *JHEP* 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363]
9. FEWZ, K. Melnikov and F. Petriello, *Phys. Rev. D* 74, 114017 (2006)
10. S. Alekhin et al., *HERA and the LHC - A workshop on the implications of HERA for LHC physics: Proceedings Part B*, [arXiv:hep-ph/0601013]

Annexe C

Longueur des câbles du système argon liquide

C.1 EMB

Les câbles pigtail d'étalonnage mesurent 0.7 m. Les longueurs des câbles d'étalonnage de l'EMB sont données dans les Tables C.1, C.2, C.3 et C.4.

Layer	η	Calibration cable (m)
0	0	4.58
0	0.1	4.58
0	0.2	4.62
0	0.3	4.62
0	0.4	4.7
0	0.5	4.7
0	0.6	4.81
0	0.7	4.81
0	0.8	4.94
0	0.9	4.94
0	1	5.19
0	1.1	5.19
0	1.2	5.46
0	1.3	5.46
0	1.4	5.62
0	1.5	5.62

TAB. C.1 – Longueur des câbles d'étalonnage pour le pré-échantillonneur de l'EMB

Layer	η	Calibration cable (m)
1	0	4.38
1	0.1	4.38
1	0.2	4.38
1	0.4	4.38
1	0.5	4.38
1	0.6	4.38
1	0.7	4.38
1	0.8	4.63
1	0.9	4.63
1	1	4.83
1	1.1	4.83
1	1.2	5.13
1	1.3	5.13
1	1.4	5.13

TAB. C.2 – Longueur des câbles d'étalonnage pour le compartiment avant de l'EMB

Layer	η	Calibration cable (m)
2	0	3.03
2	0.2	3.03
2	0.3	3.03
2	0.4	3.03
2	0.5	3.03
2	0.6	3.03
2	0.7	3.03
2	0.8	3.28
2	0.9	3.28
2	1	3.48
2	1.1	3.48
2	1.2	3.78
2	1.3	3.78
2	1.4	5.13

TAB. C.3 – Longueur des câbles d'étalonnage pour le compartiment milieu de l'EMB

Layer	η	Calibration cable (m)
3	0	3.03
3	0.1	3.03
3	0.2	3.03
3	0.3	3.03
3	0.4	3.03
3	0.5	3.03
3	0.6	3.03
3	0.7	3.03
3	0.8	3.28
3	1	3.48
3	1.1	3.48
3	1.2	3.78
3	1.3	3.78

TAB. C.4 – Longueur des câbles d'étalonnage pour le compartiment arrière de l'EMB

C.2 EMEC

Les câbles pigtail d'étalonnage mesurent 0.9 m. Tous les câbles d'étalonnage possèdent la même longueur : $L_{\text{calib}} = 4.90$ m.

C.3 HEC

En raison du manque de documentation claire, il a été décidé d'utiliser une valeur moyenne pour la longueur de toutes les lignes d'étalonnage : 13 m [101].

C.4 FCal

Les câbles pigtail signal mesurent 4.3 m. Les longueur des câbles signal pour les trois compartiments longitudinaux sont : $L_{\text{FCal1}} = 3.1$ m, $L_{\text{FCal2}} = 2.25$ m et $L_{\text{FCal3}} = 2.1$ m.

Annexe D

Longueur des fibres optiques TTC

Les longueurs des fibres optiques reliant les châssis TTC aux châssis front-end ont été mesurées après leur installation dans la caverne d'ATLAS. Les différences de longueur (en ns) par rapport à la fibre optique la plus longue (bouchon A FT 23) sont données dans la Table D.1 pour le tonneau et dans la table D.2 pour les bouchons. Dans les châssis spéciaux des bouchons, trois fibres sont utilisées (identifiées par les lettres R, L et H).

EMBA : FT	ΔL (ns)	EMBC : FT	ΔL (ns)
0	93.49	0	93.02
1	91.02	1	92.49
2	92.6	2	94.1
3	92.99	3	92.02
4	94.21	4	93.04
5	92.36	5	91.84
6	93.55	6	92.81
7	91.93	7	91.87
8	93.24	8	92.98
9	92.21	9	92.36
10	92.98	10	93.27
11	92.95	11	91.96
12	94.04	12	93.24
13	92.5	13	92.28
14	93.44	14	93.56
15	92.1	15	92.73
16	93	16	94.03
17	92.74	17	91.01
18	93.64	18	92.9
19	97.16	19	92.2
20	98.24	20	92.89
21	90.42	21	90.45
22	91.96	22	91.34
23	91.05	23	92.37
24	92.75	24	93.27
25	91.89	25	91.31
26	93.1	26	92.5
27	92.4	27	91.09
28	93.09	28	92.3
29	93.38	29	92.25
30	94.36	30	92.88
31	91.97	31	91.97

TAB. D.1 – Longueur des fibres optiques TTC pour le tonneau

ECA : FT	ΔL (ns)	ECC : FT	ΔL (ns)
0	13.7	0	14.4
1	15.1	1	14.5
2/3 : R	13.5	2/3 : R	14.7
2/3 : L	14.6	2/3 : L	15.6
2/3 : H	15.9	2/3 : H	16.7
4	13.8	4	13.6
5	14.7	5	15.1
6	15.8	6	15.4
7	13.9	7	12.7
8	14.9	8	14.3
9/10 : R	13.8	9/10 : R	13.6
9/10 : L	15	9/10 : L	14.9
9/10 : H	18	9/10 : H	17.3
11	4.7	11	1.7
12	5.7	12	2.5
13	13.6	13	12.7
14	14.5	14	14.1
15/16 : R	13.9	15/16 : R	15.9
15/16 : L	15	15/16 : L	17.6
15/16 : H	15.9	15/16 : H	18.3
17	13.1	17	13.4
18	13.9	18	14.5
19	13.9	19	11.7
20	14.7	20	13.1
21/22 : R	12.5	21/22 : R	13.5
21/22 : L	14	21/22 : L	14.5
21/22 : H	15	21/22 : H	14.5
23	0	23	12.7
24	1	24	14.3

TAB. D.2 – Longueur des fibres optiques TTC pour les bouchons

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Stéphane Jézéquel d'avoir dirigé ma thèse. La confiance et la liberté qu'il m'a accordées au cours de ces trois années m'ont permis de mener à bien ce projet.

Je tiens à remercier Laurent Serin et Yves Sirois d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Mes remerciements vont également aux autres membres du jury : Maarten Boonekamp, David Charlton, Marie-Claude Cousinou et Jean-Pierre Lees.

Je remercie les directeurs successifs du LAPP, Jacques Colas et Yannis Karyotakis, de m'avoir accueilli dans le laboratoire.

Je remercie tous les membres du groupe ATLAS-LAPP rencontrés au cours de ces trois années : grâce à eux, travailler dans ce groupe fut un réel plaisir, tant sur le plan scientifique qu'humain. Je suis profondément reconnaissant aux chefs successifs du groupe, Isabelle Wingerter-Seez et Lucia Di Ciaccio. Elles m'ont guidé dans mon travail et ont grandement contribué à le mettre en valeur dans la collaboration ATLAS ; je leur dois beaucoup.

J'ai eu la chance de collaborer dans ATLAS avec de très nombreux physiciens de grande qualité : j'adresse des remerciements particuliers à Monika Wielers et Alessandro Tricoli pour le groupe *Standard Model* et à Lydia Iconomidou-Fayard, Henric Wilkens, Guillaume Unal et Marco Delmastro pour le groupe *Liquid Argon Calorimeter*. En dehors d'ATLAS, je tiens à remercier Wieslaw Placzek, qui m'a encadré lors d'un séjour d'une semaine à Cracovie et m'a appris beaucoup sur les générateurs Monte-Carlo.

Sur un plan personnel, je ne peux qu'insuffisamment remercier Gaëlle pour son indéfectible soutien. Pour ma troisième année de thèse, elle aura même rendu possible l'impossible : se marier moins de deux mois avant sa soutenance...

Vers une mesure de la section efficace de production inclusive du boson W en électron-neutrino dans l'expérience ATLAS au LHC

Résumé Le boson chargé W sera abondamment produit au Large Hadron Collider (LHC) dans des collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV : sa fréquence de production est ~ 1 Hz à basse luminosité. Sa désintégration dans le canal électron aura une signature claire dans le détecteur ATLAS, marquée par un électron de haute impulsion transverse et une énergie transverse manquante élevée. Le détecteur ATLAS est un détecteur généraliste constitué d'un détecteur de traces, d'un calorimètre électromagnétique, d'un calorimètre hadronique et d'un spectromètre à muon. Entièrement installé dans sa caverne, il a enregistré des données avec le premier faisceau du LHC en septembre 2008. Une première partie de la thèse consiste dans le développement d'une stratégie d'analyse pour la mesure de la section efficace de production inclusive du boson W avec les premières données d'ATLAS, maximisant l'utilisation des données par rapport aux simulations Monte-Carlo. Les principales sources d'incertitude systématique sont mises en évidence et étudiées : une précision sur la mesure meilleure que 10% sera accessible dès la première phase de l'expérience. Une seconde partie est consacrée à l'alignement en temps des canaux de lecture des calorimètres à argon liquide, étape nécessaire pour atteindre les performances nominales. Des constantes de temps sont calculées à partir des données enregistrées en septembre 2008 : elles permettront d'assurer un alignement en temps à $\sim 2-3$ ns de tous les canaux pour les premières collisions.

Mots-clé : LHC, ATLAS, boson W , électron, calorimètre électromagnétique, temps, alignement

Towards a measurement of the W -boson inclusive production cross section in the electron-neutrino channel in the ATLAS experiment at LHC

Abstract The charged W -boson will be abundantly produced at the Large Hadron Collider (LHC) in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 14 TeV : its frequency production is ~ 1 Hz at low luminosity. Its decay in the electron channel will have a clear signature in the ATLAS detector, defined by a high transverse momentum electron and a high missing transverse energy. The ATLAS detector is a multi-purposes detector made up of a tracker, an electromagnetic calorimeter, a hadronic calorimeter and a muon spectrometer. It is fully installed in its cavern and recorded data with the first LHC beam in September 2008. A first part of the thesis presents a full analysis strategy for the W -boson inclusive production cross section with the first ATLAS data, maximizing the inputs from real data with respect to simulated ones. The main contributions to the systematical uncertainty are identified and estimated : a measurement precision better than 10% will be reachable from the first phase of the experiment. A second part is dedicated to the time alignment of the liquid argon calorimeters readout channels, a required step to reach the nominal performances. Timing constants are computed from the data recorded in September 2008 : they will allow a time alignment of all channels at a $\sim 2-3$ ns level for the start-up.

Keywords : LHC, ATLAS, W -boson, electron, electromagnetic calorimeter, timing, alignment