



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 :  
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

Laboratoire : CEA Saclay, DSM/Irfu/SPP

## THÈSE DE DOCTORAT

synthèse en français

PHYSIQUE

par

**Mateusz DYNDAL**

Two-Photon Interactions in Proton-Proton Collisions

with the ATLAS Experiment at the LHC

Date de soutenance : 21/09/2015

### Composition du jury

Directeur de thèse :	Laurent SCHOEFFEL	dr hab.
Co-directeur de thèse :	Mariusz PRZYBYCIEN	prof. dr hab.
Rapporteurs :	Nicole d'HOSE	dr hab.
	Antoni SZCZUREK	prof. dr hab.
Examineurs :	Patrick PUZO	prof. dr hab.
	Piotr BOZEK	prof. dr hab.
Membres invités :	Władysław DABROWSKI	prof. dr hab.
	Janusz CHWASTOWSKI	prof. dr hab.

# Introduction

Une fraction importante des collisions proton–proton à haute énergie au LHC (*Large Hadron Collider*) impliquent des réactions médiées par des photons. Cette fraction est dominée par des collisions élastiques avec un seul photon échangé lors de la réaction proton–proton. Des photons quasi-réels peuvent aussi être émis par chacun des deux protons. Ces photons peuvent ensuite interagir pour générer une large variété d'états finals. Pour ces processus, les collisions proton–proton peuvent ainsi être considérées comme des collisions photon–photon. Au LHC, ce type de réactions peut être étudiée expérimentalement avec une bonne précision.

Ce travail de thèse présente ma contribution dans le développement de la compréhension des processus photon–photon à haute énergie en utilisant les données du LHC. La thèse est divisée en trois grandes parties. Ce document est une synthèse en langue française, évidemment courte, qui reprend les résultats importants du travail de thèse. Les différentes étapes des analyses n'y sont que brièvement mentionnées. L'ensemble du travail est décrit beaucoup plus largement dans la thèse originale en langue anglaise.

La partie 1 décrit le LHC et ses principales caractéristiques. Je détaille particulièrement les détecteurs dits à l'avant, en particulier le projet AFP (ATLAS forward proton). Ces détecteurs permettent de mesurer la trajectoire des protons issus de la collision (primaire) proton–proton lorsque ceux-ci ressortent quasiment intacts de cette collision. C'est le cas lorsque les deux protons émettent des photons, lesquels interagissent ensuite dans une réaction photon–photon. Mon travail de qualification en tant qu'auteur de ALTAS a consisté dans l'écriture du code de simulation pour les détecteurs AFP.

La partie 2 contient une introduction théorique. En plus d'une présentation rapide du Modèle Standard de la physique des particules, le cadre théorique des interactions photon–photon en collisions proton–proton est expliqué. En particulier, un aspect délicat est discuté en détail: il concerne les effets de taille finie du proton (autrement appelées corrections d'absorption). Cette étude a constitué l'une de mes contributions à cette physique au travers d'une publication théorique.

La partie 3 décrit les résultats de la mesure expérimentale de la production exclusive de paires de leptons lors d'une collision photon-photon au LHC, avec toutes les données accumulées en 2011 par l'expérience ATLAS, à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 7$  TeV. J'ai conduit cette analyse au sein de la collaboration. Avec une luminosité de  $4.6 \text{ fb}^{-1}$ , les sections efficaces fiducielles de la production exclusive de paires de leptons ont été mesurées et comparées aux prédictions théoriques, telles que décrites dans la partie 2.

Tous ces travaux ont été publiés:

- ATLAS Collaboration (G. Aad et al.), *Measurement of exclusive  $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, [Phys. Lett. B749 \(2015\) 242-261](#).
- M. Dyndal and L. Schoeffel, *The role of finite-size effects on the spectrum of equivalent photons in proton-proton collisions at the LHC*, [Phys. Lett. B741 \(2015\) 66-70](#).
- ATLAS Collaboration (G. Aad et al.), *Technical Design Report for the ATLAS Forward Proton Detector*, [CERN-LHCC-2015-009](#); [ATLAS-TDR-024](#).
- M. Dyndal (on behalf of the ATLAS Collaboration), *Standard Model measurements with ATLAS*, The XXII International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory, 24 Jun – 01 Jul 2015, Samara, Russia, [ATL-PHYS-SLIDE-2015-353](#).
- M. Dyndal (on behalf of the ATLAS Collaboration), *The tracking system of the AFP detector*, 2<sup>nd</sup> Workshop on Detectors for Forward Physics at LHC, 28–30 May 2014, La Biodola, Isola d'Elba, Italy, [ATL-FWD-SLIDE-2014-231](#).

## Partie 1

# L'expérience ATLAS au LHC

Le LHC *Large Hadron Collider* [1] est actuellement le plus grand et le plus puissant accélérateur au monde. Il est situé au CERN, à côté de Genève, au voisinage des frontières suisse et française.

C'est un collisionneur circulaire de protons placé à 40–170 m sous la surface du sol, logé dans un tunnel de 27 km de circonférence, construit à l'origine pour les expériences du LEP [2], conduites entre 1989 et 2000. Le LHC peut produire des collisions de protons jusqu'à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} = 14$  TeV avec une luminosité instantanée de  $10^{34}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>. De plus, il permet aussi de réaliser des collisions entre ions lourds.

Le complexe d'accélérateurs du CERN est représenté sur la figure 1.1. Le LHC en est le dernier élément.

L'expérience ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [3] est l'une des expériences de physique des particules installée sur l'anneau du LHC. Sa conception est usuelle pour ce type d'expérience avec des détecteurs de traces, des calorimètres, des chambres à muons etc. Une représentation schématique est illustrée sur la figure 1.3.

L'expérience ATLAS dispose de plusieurs sous-détecteurs localisés à grand angle (dans le système de référence de ATLAS), dans la direction de vol des protons. Ces détecteurs sont par nature dédiés à la mesure des trajectoires des protons lorsque ceux-ci ressortent quasiment intacts de la collision proton–proton. La couverture angulaire de ces détecteurs est illustrée sur la figure 1.2.

Mon travail de qualification en tant qu'auteur de ATLAS a été dédié à la simulation d'un groupe de ces détecteurs à l'avant, le projet AFP (*ATLAS Forward Proton*) [9], dont l'installation est prévue à la fin de l'année 2015 pour une première prise de données en

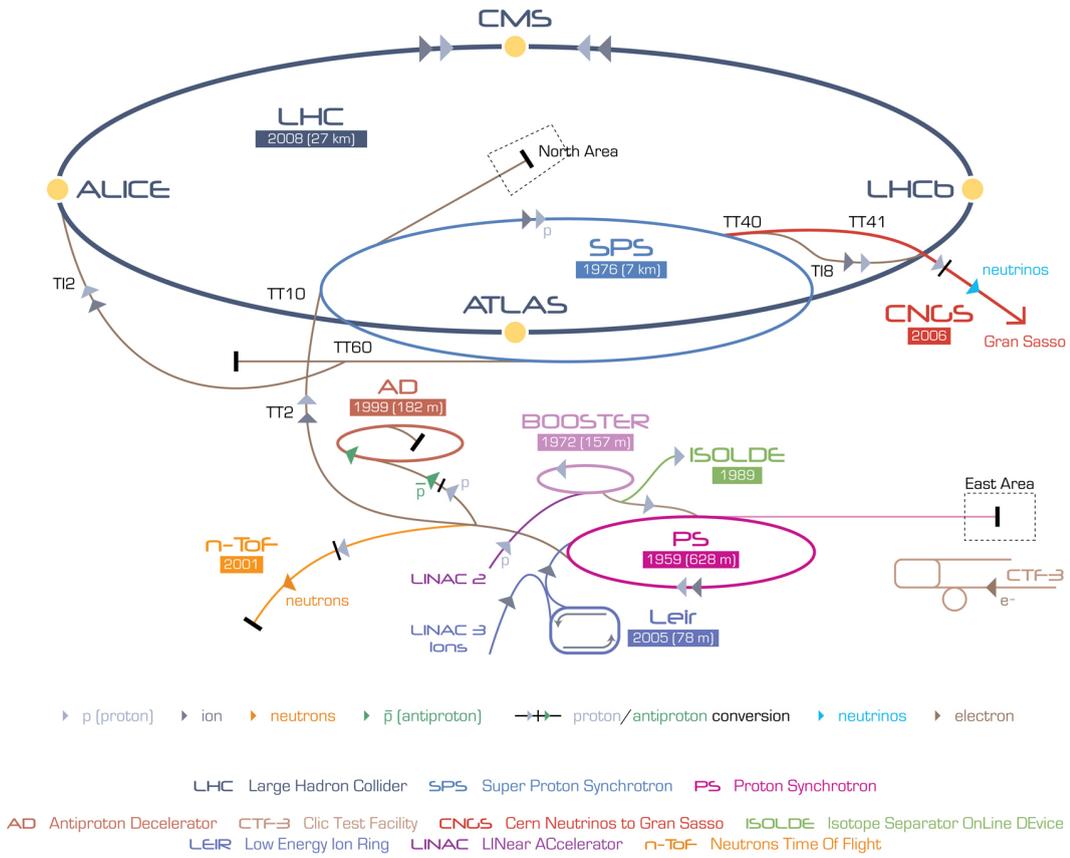


FIGURE 1.1

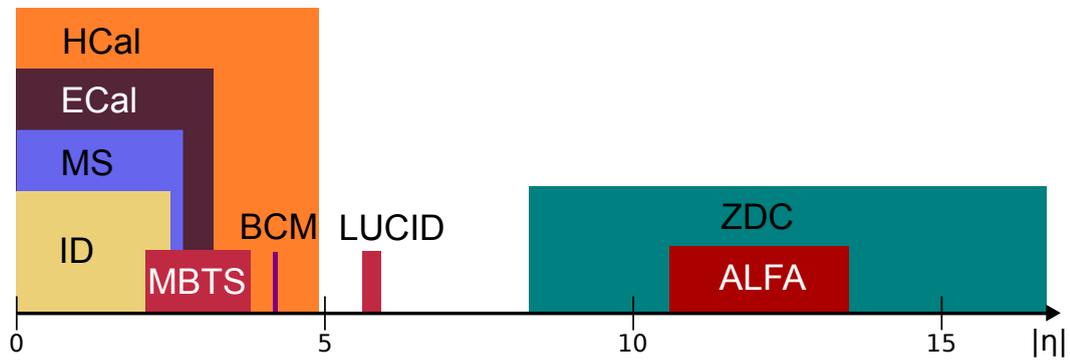


FIGURE 1.2

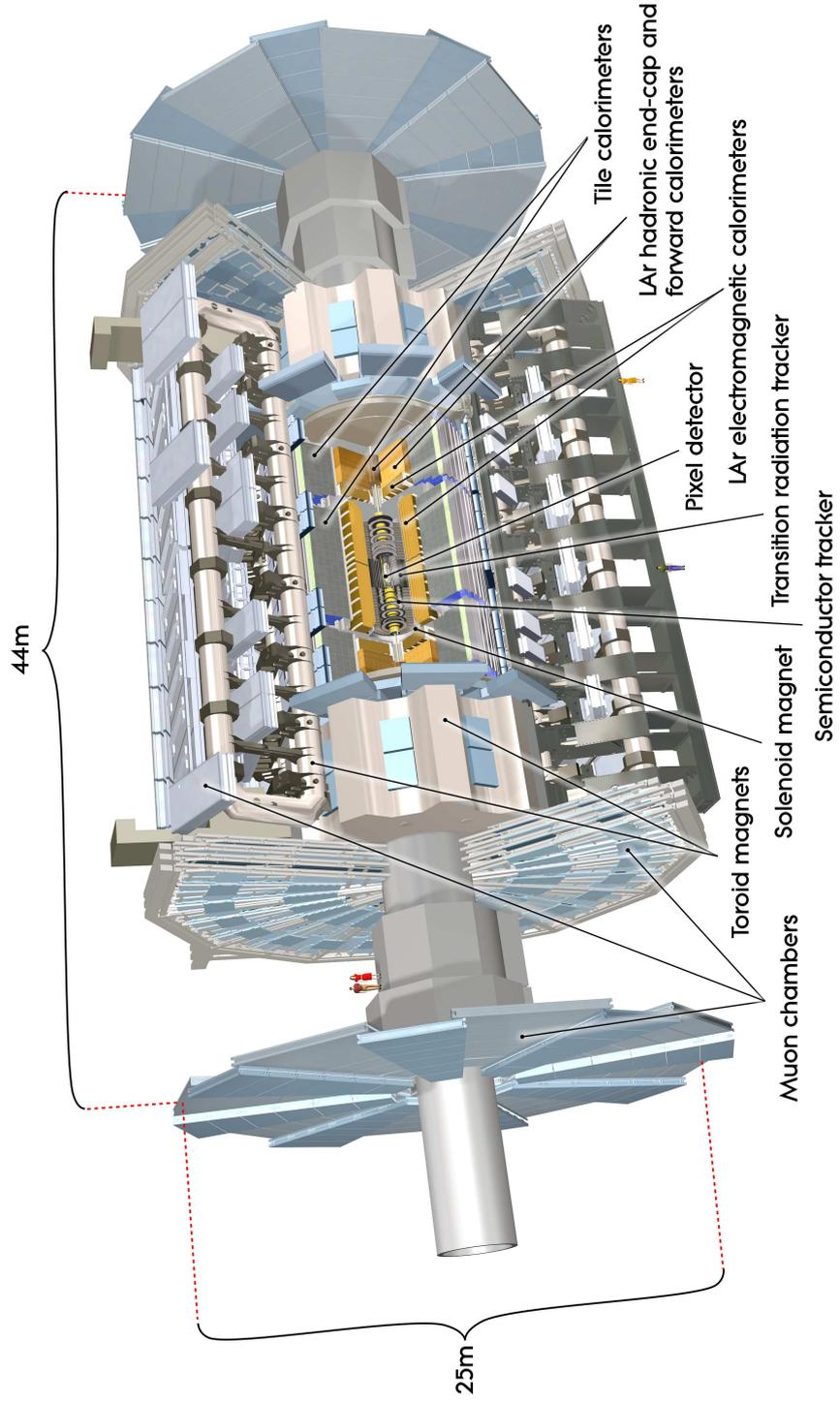


FIGURE 1.3

2016. Ces détecteurs sont indiqués sur la figure 1.4, où l'on peut voir leurs positions par rapport à l'ensemble des autres composants dits à l'avant de ATLAS (dans la direction de vol des protons).

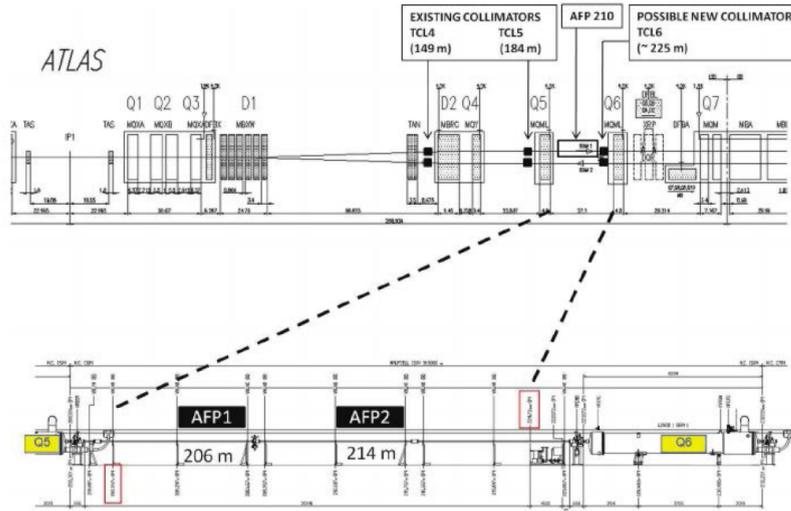


FIGURE 1.4

Ci-dessous, un résultat de ce travail sur la simulation des détecteurs AFP. La figure 1.5 présente un histogramme 2D des positions en  $x, y$  pour les traces des protons dans les stations AFP (à 212 m) avant et après sélection d'une bonne trace.

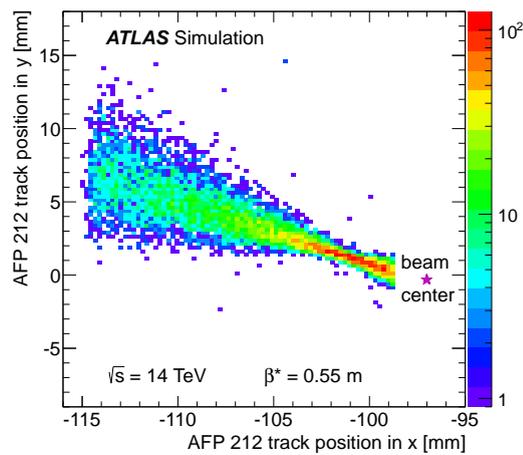


FIGURE 1.5

# Bibliographie

- [1] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, [JINST \*\*3\*\* \(2008\) S08001](#).
- [2] R. Assmann, M. Lamont and S. Myers, *A brief history of the LEP collider*, [Nucl. Phys. Proc. Suppl. \*\*109B\*\* \(2002\) 17–31](#).
- [3] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, [JINST \*\*3\*\* \(2008\) S08003](#).
- [4] P. Jenni and M. Nessi, *ATLAS Forward Detectors for Luminosity Measurement and Monitoring*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2004-010, 2004.
- [5] ATLAS Collaboration, *Zero degree calorimeters for ATLAS*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2007-01, 2007.
- [6] ATLAS Collaboration, *ATLAS Forward Detectors for Measurement of Elastic Scattering and Luminosity*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2008-004, ATLAS-TDR-18, 2008.
- [7] V. Cindro et al., *The ATLAS beam conditions monitor*, [JINST \*\*3\*\* \(2008\) P02004](#).
- [8] ATLAS Collaboration, *Performance of the Minimum Bias Trigger in p-p Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-068, 2010.
- [9] ATLAS Collaboration, *Technical Design Report for the ATLAS Forward Proton Detector*, Tech. Rep. CERN-LHCC-2015-009, ATLAS-TDR-024, 2015.



## Partie 2

# Eléments théoriques

## Le Modèle Standard

Le Modèle Standard (MS) de la physique des particules est la théorie la plus complète qui résume notre compréhension des constituants fondamentaux de la matière et de leurs interactions. Les forces fondamentales décrites par la théorie sont la force électromagnétique, la force faible et la force forte. Le MS est une théorie quantique relativiste des champs, c'est-à-dire qu'il associe les principes fondamentaux de la mécanique quantique avec ceux de la relativité restreinte. Notons que la gravité est la seule force fondamentale non incluse dans le MS. Il n'y a actuellement pas de théorie quantique pleinement satisfaisante de gravité.

Dans ce résumé de la thèse, je ne rentre pas plus avant dans la description des particules et de leurs interactions. Rappelons simplement que le MS a été étudié expérimentalement avec une très grande précision, voir par exemple [1]. Au LHC, en plus de la découverte du boson de Higgs, de nombreuses mesures ont été effectuées pour tester la compatibilité des mesures expérimentales avec le MS. Elles sont résumées dans la figure 2.1.

## Interactions photon–photon au LHC

Les interactions photon–photon ( $\gamma\gamma$ ) au LHC peuvent être rangées dans la classe des processus pour lesquels les photons sont émis à partir des deux particules chargées relativistes qui entrent en collision, les deux protons dans le cas du LHC. Le proton qui émet un photon peut rester quasiment intact et, dans cette hypothèse, il est diffusé

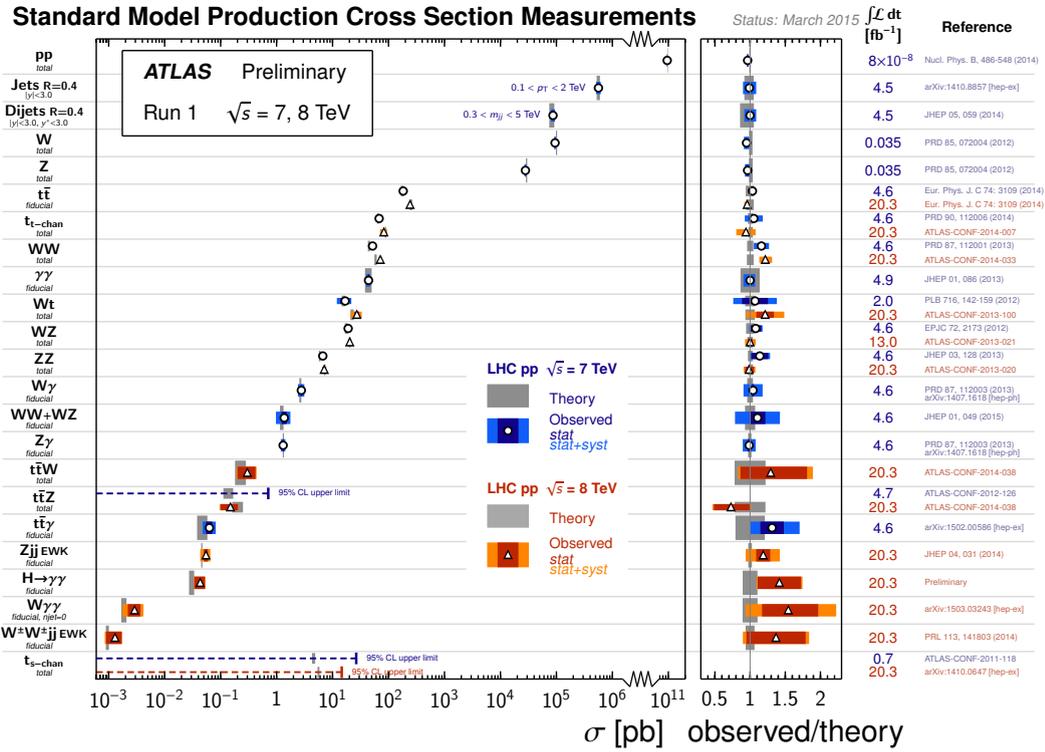


FIGURE 2.1

dans sa ligne de vol (émission élastique), ou bien ce proton peut se dissocier en un état hadronique (émission inélastique). Un seul ou les deux protons peuvent subir une dissociation inélastique lors d'une collision. Si les deux protons sont émis élastiquement (i.e. qu'ils restent intacts lors de la collisions) on parle de processus exclusif. Ces différentes possibilités sont représentées sur la figure 2.2. Ensuite, c'est une interaction photon-photon qui se produit, pour donner un ensemble de particules que l'on note collectivement  $X$ . De plus, la section efficace du processus microscopique  $\gamma\gamma \rightarrow X$  peut être calculée dans le cadre de la théorie électrofaible (Modèle Standard).

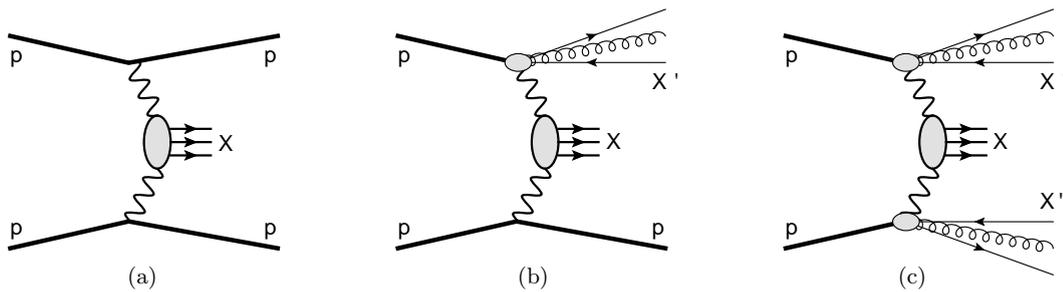


FIGURE 2.2

Les réactions les plus simples dans les catégories ci-dessus concernent la production de paires de leptons chargés (électrons ou muons) [3–5]. On peut écrire leurs sections efficaces comme:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \left[ \left(1 + \frac{4m_\ell^2}{W_{\gamma\gamma}^2} - \frac{8m_\ell^4}{W_{\gamma\gamma}^4}\right) 2 \ln \left( \frac{W_{\gamma\gamma}}{2m_\ell} + \sqrt{\frac{W_{\gamma\gamma}^2}{4m_\ell^2} - 1} \right) - \left(1 + \frac{4m_\ell^2}{W_{\gamma\gamma}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{W_{\gamma\gamma}^2}} \right] \Theta(W_{\gamma\gamma}^2 - 4m_\ell^2), \quad (2.1)$$

où  $m_\ell$  est la masse du lepton et  $W_{\gamma\gamma}$  la masse invariante du système photon–photon. Cette relation (2.1) inclut les diagrammes à l’ordre dominant illustrés sur la figure 2.3.

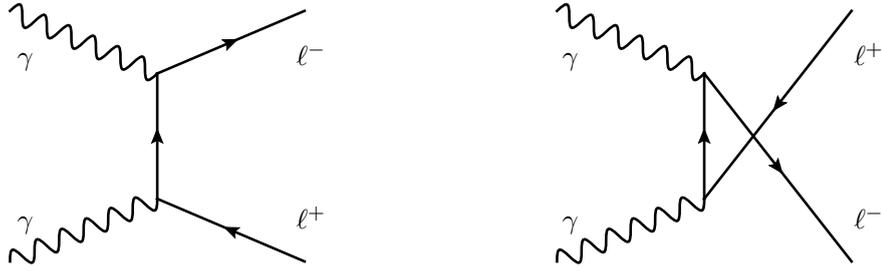


FIGURE 2.3

Une complication intervient lorsque l’on doit prendre en compte le fait que le proton est de taille finie (au contraire d’un lepton qui est un constituant élémentaire ponctuel). Alors, la section efficace ci-dessus (2.1) doit être modifiée. En pratique, cela revient à la multiplier par un terme (dit de suppression) qui s’écrit comme suit en fonction des nombres de photons équivalents pour chaque proton:

$$S_{\gamma\gamma}^2 = \frac{\int_{b_1 > r_p} \int_{b_2 > r_p} d^2\vec{b}_1 d^2\vec{b}_2 n(\vec{b}_1, \omega_1) n(\vec{b}_2, \omega_2) P_{\text{non-inel}}(|\vec{b}_1 - \vec{b}_2|)}{\int_{b_1 > 0} \int_{b_2 > 0} d^2\vec{b}_1 d^2\vec{b}_2 n(\vec{b}_1, \omega_1) n(\vec{b}_2, \omega_2)}, \quad (2.2)$$

où le numérateur contient les effets de taille finie incorporés dans la fonction  $P_{\text{non-inel}}(b)$  et les bornes d’intégration sur les paramètres d’impact  $\vec{b}_1$  and  $\vec{b}_2$  [6]. Ce terme  $S_{\gamma\gamma}^2$  est bien évidemment plus petit que l’unité. Nous le représentons sur les figures 2.4 (haut et bas) en fonction de plusieurs variables cinématiques.

L’obtention de cette formule (2.2) ainsi que son étude en fonction de différentes variables cinématiques (figure 2.4) est une contribution personnelle [6]. Comme on le voit sur la figure 2.4, lors d’une mesure au LHC, on s’attend à une réduction d’environ 20 % de la section efficace par rapport à celle prédite par la théorie. Et ceci, du fait des effets de taille finie du proton. C’est ce que l’analyse expérimentale qui va suivre (chapitre 3) nous permettra de vérifier.

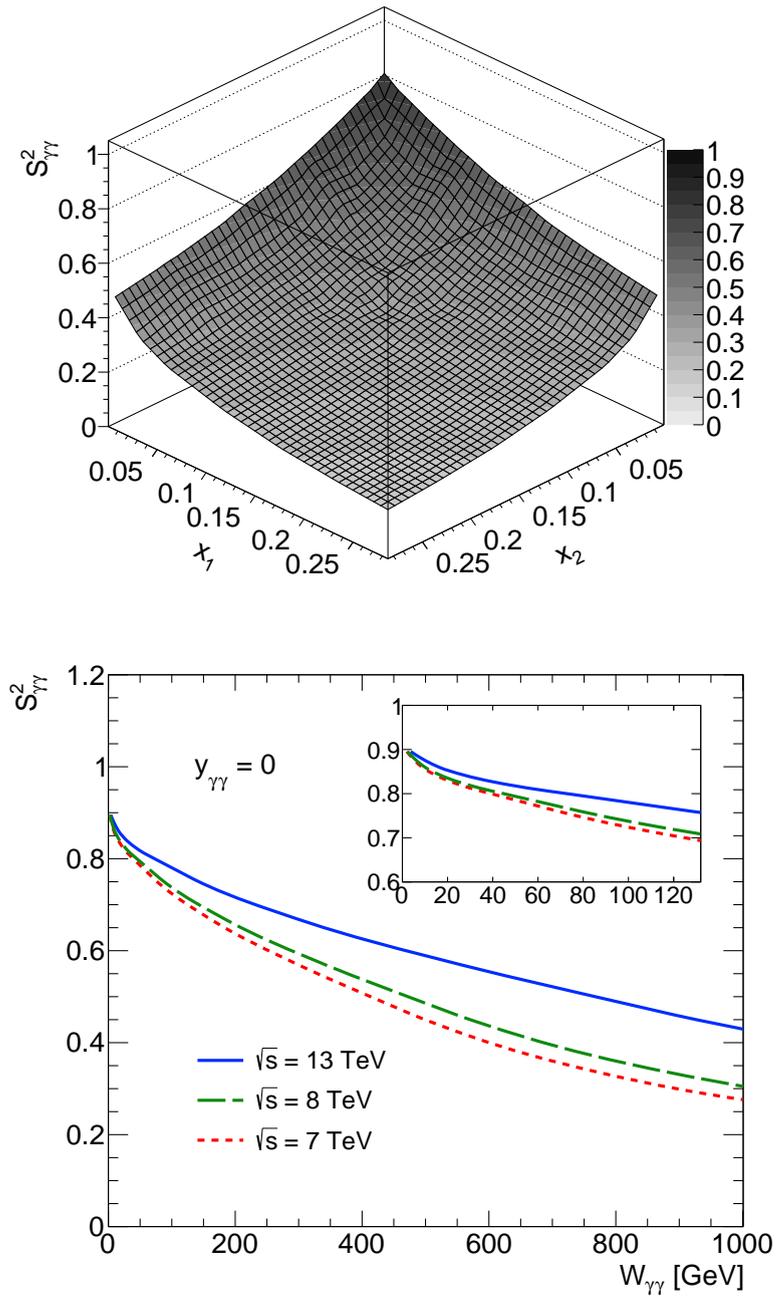


FIGURE 2.4

# Bibliographie

- [1] ALEPH and CDF and D0 and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and Tevatron Electroweak Working Group and SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups Collaborations, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, [arXiv:1012.2367 \[hep-ex\]](#).
- [2] ATLAS Experiment Standard Model Results. [twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/StandardModelPublicResults](http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/StandardModelPublicResults).
- [3] M.-S. Chen et al., *Lepton pair production from two-photon processes*, *Phys. Rev. D* **7** (1973) 3485–3502.
- [4] V. Budnev et al., *The process  $pp \rightarrow ppe^+e^-$  and the possibility of its calculation by means of quantum electrodynamics only*, *Nucl. Phys.* **B63** (1973) 519–541.
- [5] F. Krauss, M. Greiner and G. Soff, *Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions*, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **39** (1997) 503–564.
- [6] M. Dyndal and L. Schoeffel, *The role of finite-size effects on the spectrum of equivalent photons in proton-proton collisions at the LHC*, *Phys. Lett.* **B741** (2015) 66 – 70, [arXiv:1410.2983 \[hep-ph\]](#).



## Partie 3

# L'analyse expérimentale avec les données de ATLAS

Dans ce court résumé de la thèse, je ne rentre dans aucun détail de l'analyse expérimentale. Cette analyse et ses résultats, qui constituent le coeur de la thèse sont publiés dans: ATLAS Collaboration (G. Aad et al.), *Measurement of exclusive  $\gamma\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector*, [Phys. Lett. B749 \(2015\) 242-261](#).

La base de l'analyse est d'effectuer une sélection des événements de type Drell-Yan (DY) avec deux leptons dans l'état final, ceci avec une paire de muons et une paire d'électrons. Des distributions de contrôle pour diverses variables cinématiques sont représentées sur les figures 3.1 pour le canal en muons et 3.2 pour le canal en électrons.

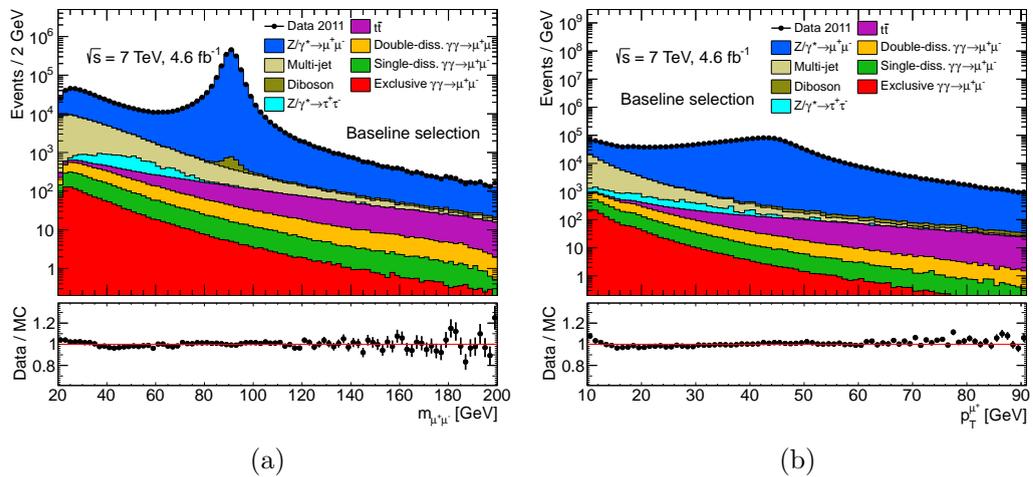


FIGURE 3.1

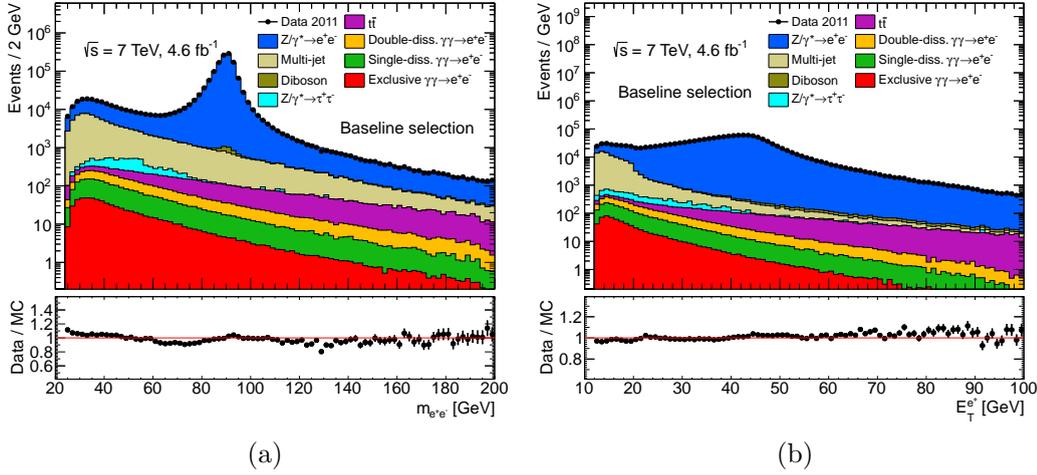


FIGURE 3.2

Ces deux analyses (pour les canaux en muons et électrons) sont en fait indépendantes du fait des critères de déclenchement (*triggers*) pour chaque cas. Ceci étant, les figures 3.1 et 3.2 donnent le résultat de cette pré-sélection de type DY. On observe le pic du boson  $Z_0$  très largement dominé par les interactions DY (en bleues) sur les figures. Ce que l'on doit ensuite sélectionner, ce sont les événements exclusifs (interactions photon–photon) qui correspondent aux parties (rouges) des figures ci-dessus (3.1 et 3.2).

Le principe de la sélection repose sur une observation très simple: les événements issus des réactions de DY ont en général de très nombreuses traces associées au point d'émission des deux leptons (appelé le vertex de l'interaction), alors que les événements produits par des réactions exclusives (interactions photon–photon) n'ont que deux (et seulement deux traces) associées à ce vertex. Ce sont les deux traces associées aux deux leptons émis. Le principe général de l'analyse est donc celui-ci: repérer les événements qui ont deux traces (et seulement deux traces) associées à un vertex bien défini. Cette topologie d'événement n'est possible que dans le cas d'une interaction photon–photon. De plus, même s'il y a d'autres événements (issus d'autres interactions proton–proton du même *bunch* de protons) qui se superposent à l'événement exclusif identifié, ces événements présenteront un vertex d'interaction différent de l'événement de physique qui nous intéresse. Ainsi, si ce taux d'événements supplémentaires n'est pas trop élevé, le principe général de sélection mentionné ci-dessus restera valide et très robuste.

Après la sélection exclusive (2 traces associées à un vertex bien identifié), des distributions de contrôle pour des variables cinématiques standards sont représentées sur les figures 3.3 et 3.4, pour les canaux en muons et électrons respectivement. La masse invariante des deux leptons ainsi que l'impulsion transverse de la paire de ces deux leptons sont illustrées pour chaque canal. Ce que l'on remarque c'est que sur les

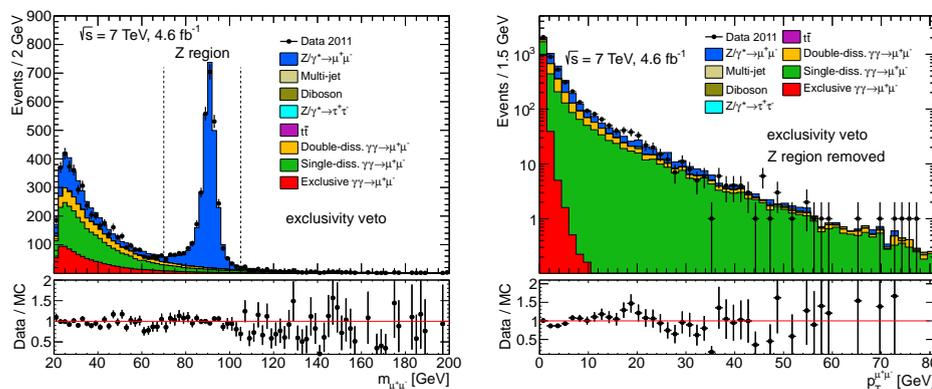


FIGURE 3.3

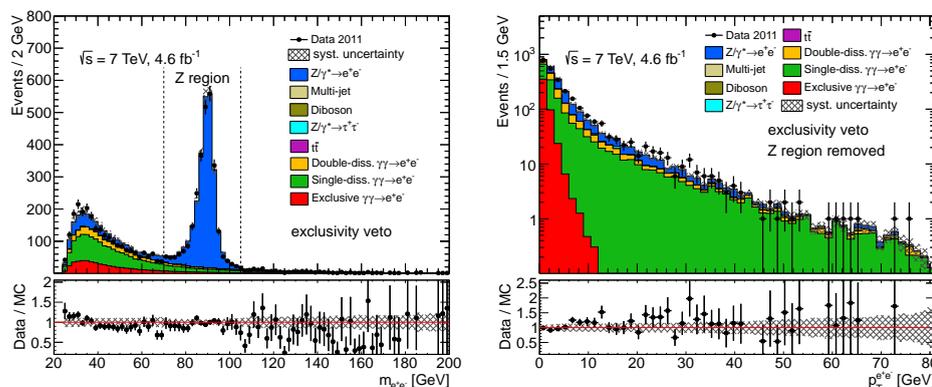


FIGURE 3.4

masses invariantes (pour les canaux en muons et électrons), on peut supprimer encore beaucoup d'événements de type DY en supprimant le domaine en masse autour de la masse du boson  $Z^0$ , comme indiqué sur les figures 3.3 et 3.4. De plus, on observe que l'impulsion transverse pour le système des deux leptons est dominée par les réactions inélastiques dès que cette impulsion transverse est plus grande que 1.5 GeV/c. Comme nous nous intéressons essentiellement aux interactions photon–photon élastiques, nous allons sélectionner les événements à petite impulsion transverse pour le système des deux leptons.

Après ces deux nouveaux critères de sélection, on obtient les distributions de masse invariante présentées sur la figure 3.5. On constate que cette fois-ci, que nous avons très clairement enrichi la sélection en événements exclusifs élastiques, ce que cherchions depuis le début de l'analyse. Avec les événements où un seul proton est dissocié, ils dominent la sélection ainsi effectuée (figure 3.5). Ceci est illustré également sur la distribution dite d'acoplanarité (figure 3.6).

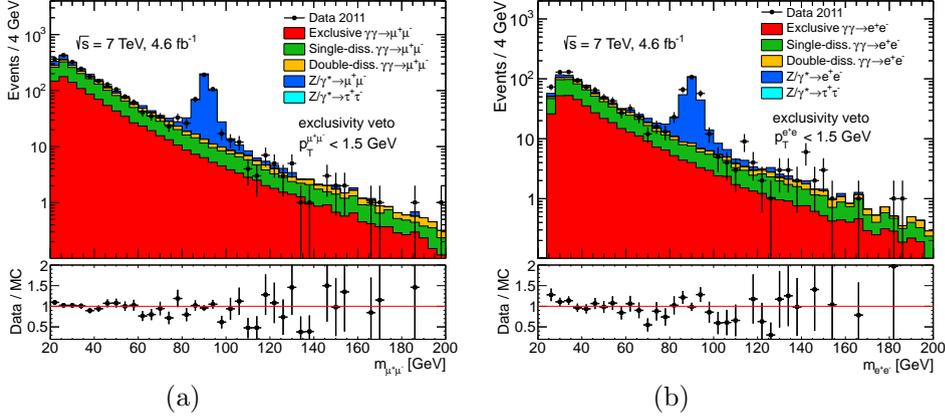


FIGURE 3.5

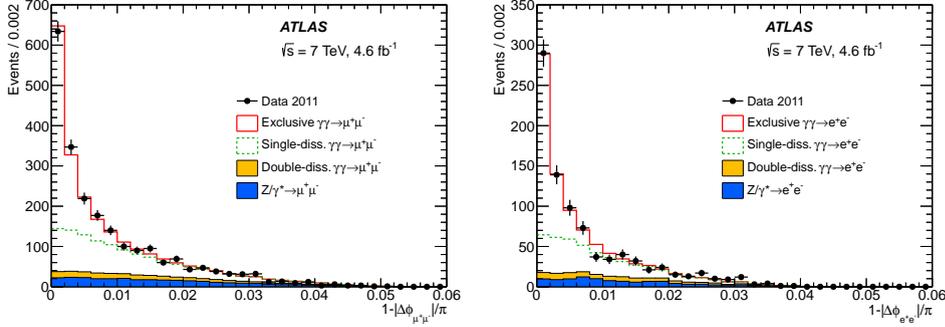


FIGURE 3.6

Une fois la sélection d'événements exclusifs réalisées dans les canaux en muons et en électrons, il est possible d'en déduire la mesure de la la section efficace exclusive. Lorsque la paire de leptons est une paire de muons, on trouve:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-}^{\text{excl.}} = 0.628 \pm 0.032 \text{ (stat.)} \pm 0.021 \text{ (syst.) pb}$$

pour le domaine cinématique suivant:  $m_{\mu^+\mu^-} > 20 \text{ GeV}$ ,  $p_T^\mu > 10 \text{ GeV}$ ,  $|\eta^\mu| < 2.4$ . Cette valeur doit être comparée aux prédictions théoriques (de la partie précédente), qui incluent les effets de taille finie des protons:  $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-}^{\text{EPA, corr.}} = 0.638 \pm 0.013 \text{ pb}$ .

Lorsque la paire de leptons est une paire d'électrons, nous avons obtenu:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow e^+e^-}^{\text{excl.}} = 0.428 \pm 0.035 \text{ (stat.)} \pm 0.018 \text{ (syst.) pb}$$

pour  $m_{e^+e^-} > 24 \text{ GeV}$ ,  $p_T^e > 12 \text{ GeV}$  and  $|\eta^e| < 2.4$ . La prédiction théorique (corrigée des effets de taille finie des protons) étant:  $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow e^+e^-}^{\text{EPA, corr.}} = 0.398 \pm 0.007 \text{ pb}$ .

La figure 3.8 montre un exemple d'événement exclusif tel qu'enregistré par les détecteurs de ATLAS.

## Conclusion

Si maintenant nous calculons le rapport entre les sections efficaces exclusives mesurées (en canal muons ou en canal électrons) et les prédictions théoriques nominales (sans prendre en compte les effets de taille finie des protons), nous devrions obtenir environ un résultat d'environ 0.8. En effet, si la théorie du chapitre 2 est correcte, on devrait observer que le rapport entre la section efficace exclusive mesurée et la prédiction nominale est proche du facteur de suppression ( $S_{\gamma\gamma}^2$ ) introduit au chapitre précédent. Soit:

$$\sigma^{\text{excl.,mesure}} / \sigma^{\text{EPA,nominale}} \simeq S_{\gamma\gamma}^2.$$

Avec les valeurs expérimentales obtenues plus haut, nous avons tout ce qui est nécessaire pour cette vérification. Les résultats sont présentés sur la figure 3.7. Cette figure confirme que la mesure que nous avons brièvement décrite dans ce chapitre 3 est en accord avec ce que l'on attend de la théorie que nous avons développée au chapitre 2. Cette figure 3.7 inclut également les résultat de l'expérience CMS en canal muons. Enfin, un événement exclusif tel qu'enregistré dans les différents détecteurs de ATLAS est illustré sur la figure 3.8.

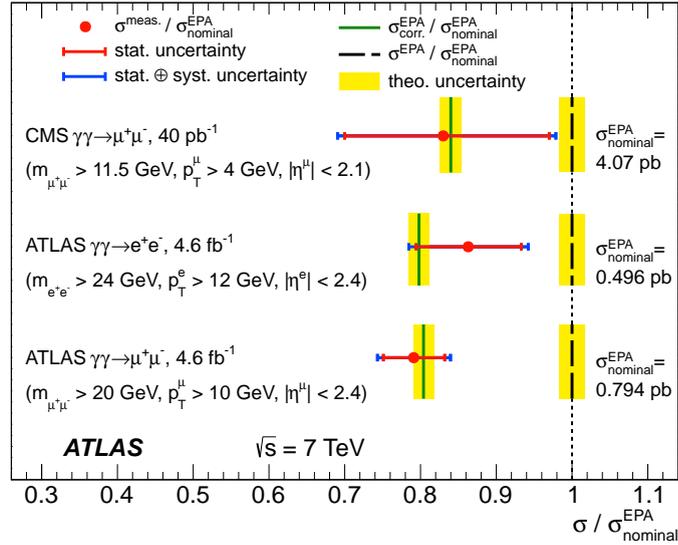


FIGURE 3.7

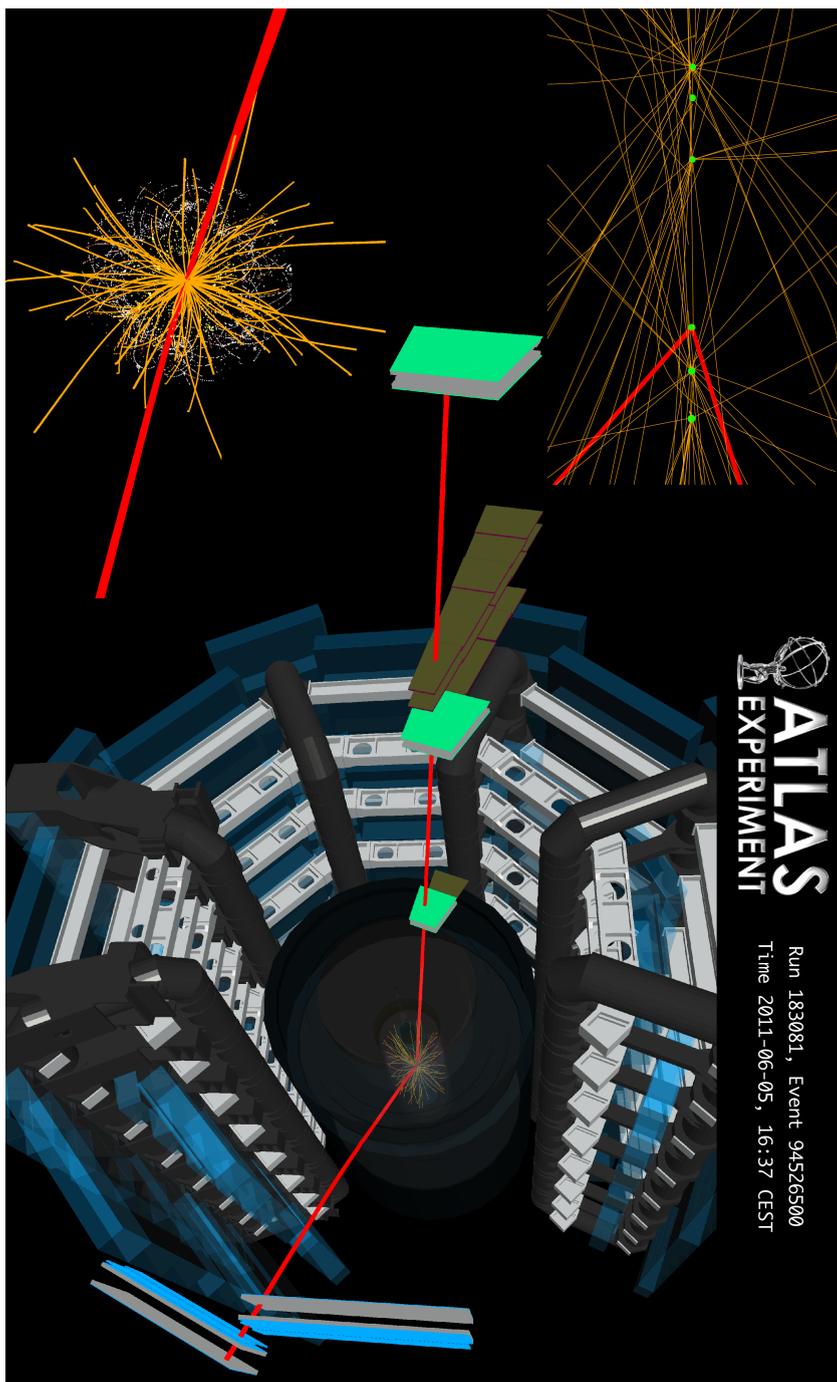


FIGURE 3.8